

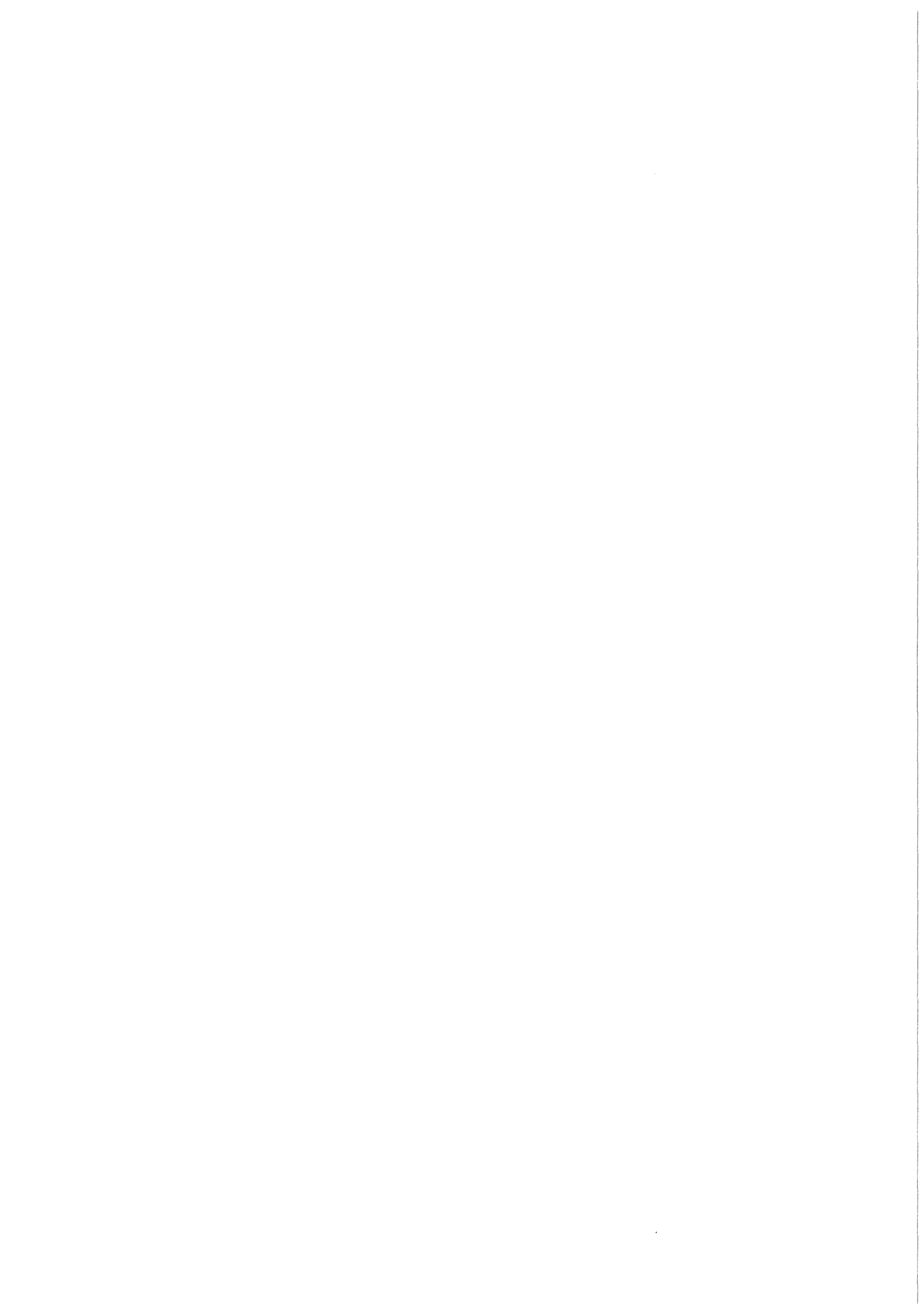
KfK 3952

Juli 1985

**Energieabhängigkeit von
Jet-Strukturen und Bestimmung
der starken Kopplungskonstanten
 α_s in der e^+e^- Annihilation
mit dem Detektor CELLO**

**G. Hopp
Institut für Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 3952

Energieabhängigkeit von Jet-Strukturen und Bestimmung der starken
Kopplungskonstanten α_s in der e^+e^- Annihilation mit dem Detektor CELLO*

Guy Hopp

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Energieabhängigkeit von Jet-Strukturen und Bestimmung der starken Kopplungskonstante α_s in der e^+e^- Annihilation mit dem Detektor CELLO

Es wurden multihadronische Ereignisse untersucht und die Energieabhängigkeit der Jet-Struktur solcher Ereignisse studiert. Dabei wurde die von der QCD vorausgesagte Existenz von 3-Jet und 4-Jet Ereignissen bei hohen Schwerpunktsenergien bestätigt. Gleichzeitig wurde das von verschiedenen Fragmentationsmodellen vorausgesagte Energieverhalten von Jet-Größen überprüft. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s wurde durch verschiedene Methoden bestimmt und es wurde eine starke Modellabhängigkeit der α_s -Bestimmung in zweiter Ordnung QCD gefunden. Die Untersuchung der Teilchenverteilung zwischen den Jet-Achsen ergab eine leichte Bevorzugung des LUND-String Modells gegenüber Modellen mit unabhängiger Fragmentation der Einzel-Jets.

Abstract

Energy dependence of jet-structures and determination of the strong coupling constant α_s in e^+e^- annihilation with the CELLO detector

We considered multihadronic events and we studied the energy dependence of the jet-structure of those events. We confirmed the existence of 3-jet and 4-jet events in high energy data as predicted by QCD. In parallel we checked the energy dependence of different jet-measures which is predicted by the fragmentation models. We determined the strong coupling constant α_s using different methods and we found a strong model dependence of the α_s determination in second order QCD. The study of the particle density between the jet-axes resulted in a light preference for the LUND-String model as compared to models with independent jet-fragmentation.

INHALTSVERZEICHNIS

SEITE

<u>EINLEITUNG</u>	1
<u>I)DER SPEICHERRING PETRA</u>	3
<u>II)DETEKTORBESCHREIBUNG</u>	9
1)DIE APPARATUR	9
1.1)Der Innendetektor	10
1.2)Das Flüssigargon-Kalorimeter	11
2)DAS TRIGGERSYSTEM	14
2.1)Der Spurentrigger	16
2.2)Der Argontrigger	17
3)DAS DATENAUSLESEN	18
<u>III)GRUNDLAGEN DER QCD</u>	20
1)ELEMENTARE VERTICES	20
2)CONFINEMENT	23
3)ASYMPTOTISCHE FREIHEIT DER QCD	25
<u>IV)DETEKTORSIMULATION VON MULTIHADRONISCHEN EREIGNISSEN</u>	26
1)DER PARTONGENERATOR	29
1.1)Strahlungskorrekturen	29
1.2)QED	33
1.3)QCD	33
1.4)Winkelverteilung	35
2)FRAGMENTATIONSMODELLE	36
2.1)Unabhängige Fragmentation	37
a)Die Fragmentation des Quarks	37
b)Die Fragmentation des Gluons	39
c)Energie-Impuls-Erhaltung	39
2.2)Das LUND-Modell	40
a)Das $q\bar{q}$ System in periodischer Bewegung	41

b) Lorentzboost des $q\bar{q}$ -Systems	42
c) Zerfall des $q\bar{q}$ Systems in zwei Mesonen	43
d) Fragmentation eines $q\bar{q}$ Systems	44
e) Das Gluon im LUND-Modell	47
f) Teilchenzerfälle	49
3) DETEKTORSIMULATION	51
<u>V) AUSWAHL DER DATEN UND DETEKTORSIMULATION</u>	53
1) AUSWAHL DER DATEN	54
1.1) Vorselektion	54
1.2) Datenreduktion	55
1.3) Datenrekonstruktion	59
1.4) Datenselektion	61
2) DETEKTORSIMULATION	68
<u>VI) UNTERSUCHUNG VON JET-STRUKTUREN</u>	70
1) DIE JET-GRÖSSEN SPHERICITY UND THRUST	70
2) DAS CLUSTER-PROGRAMM	73
3) ANALYSE	75
3.1) Schnitte	75
3.2) Hinweise auf die Jet-Struktur multihad. Ereignisse	76
3.3) Existenz von 3-Jet Ereignissen	86
4) NACHWEIS VON 4-JET EREIGNISSEN BEI HÖHEREN ENERGIEEN	95
4.1) Cluster Programm: Anzahl der 4-Jet Ereignisse	95
4.2) Nachweis von 4-Jet Ereignissen: Tripodity	99
<u>VII) BESTIMMUNG DER STARKEN KOPPLUNGSKONSTANTE α_s</u>	102
1) DEFINITION VON α_s	102
2) BESTIMMUNG VON α_s MIT DEM CLUSTERVERFAHREN	105
2.1) Methode	105
2.2) Schnitte	107
2.3) Korrektur der Daten	108
2.4) Untersuchte Modelle	109
2.5) Analyse	109
2.6) Resultate	113

2.7) Systematische Fehler	115
2.8) Bestimmung der Λ -Werte für die verschiedenen Modelle	116
3) Λ -BESTIMMUNG AUS DER ENERGIEABHÄNGIGKEIT VON MESSGRÖßEN	120
3.1) $\langle 1-T \rangle$	120
3.2) $\langle \sin^2 \eta \rangle$	123
<u>VIII) UNTERSCHIEDE DER MODELLE IF-SF</u>	126
1) SCHNITTE	127
2) METHODE	127
3) ANALYSE	128
4) SYSTEMATISCHE FEHLER	131
5) DISKUSSION IF ODER SF ?	131
ANHANG A : Mitglieder der CELLO-Kollaboration	132
ZUSAMMENFASSUNG	133
LITERATURVERZEICHNIS	136

EINLEITUNG

Die in dieser Arbeit verwendeten Meßergebnisse wurden mit dem CELLO-Detektor am PETRA e^+e^- Speicherring im DESY/Hamburg erzielt. CELLO ist eines von 4 Experimenten (neben JADE, MARKJ, TASSO) die zur Zeit in den vier Wechselwirkungszone des PETRA Speicherrings aufgestellt sind.

CELLO ist ein Großdetektor mit einem magnetischen Innendetektor aus Proportional- und Driftkammern, der zur Messung der geladenen Teilchen dient, und einem Flüssigargon-Kalorimeter zur Energiemessung von Schauern. Zusätzlich sind um das Eisenjoch des Magneten noch Müonkammern angebracht. Durch die Verwendung von Vorwärtsspektrometern und Flüssigargon-Endkappen wird annähernd eine 4π -Geometrie erreicht.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit experimentellen Tests der Quantenchromodynamik (QCD), deren theoretische Grundlagen erst in den letzten 10 Jahren erarbeitet wurden. Erst durch die Entdeckung der Renormierbarkeit der QCD und der asymptotischen Freiheit der starken Wechselwirkung wurden QCD-Vorraussagen mit Hilfe der Störungsrechnung möglich. Experimentelle Hinweise, die zur Entwicklung dieser Theorie beitrugen waren: a) Entdeckung des Skalenverhaltens in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung mit der Deutung durch das Partonmodell b) Das Auftauchen der neuen Quarks charm und bottom und c) Entdeckung von Quark- und Gluon-Jets in der e^+e^- Physik.

Für die Untersuchung von Jet-Phänomenen ist die e^+e^- Vernichtung besonders geeignet, weil wegen des hadronfreien Anfangszustandes, nur durch QCD erzeugte Jets im Endzustand zu finden sind. Die theoretische Vorstellung ist, daß durch e^+e^- Vernichtung Quark-Paare mit den verschiedenen flavours gebildet werden; diese Partonen gehen anschließend durch einen Prozess den man Fragmentation nennt in physikalische Teilchen über, die sich zu Teilchenbündeln (Jets) gruppieren. Während man die Erzeugung der Partonen bei PETRA (Energie: 14-46 GeV) mit Störungstheorie berechnen kann, ist die Fragmentation nur durch phänomenologische Modelle beschreibbar.

Die wichtigsten Modelle sind "Independent Fragmentation: IF" (Hoyer, Ali), das die Erzeugung der Teilchen durch eine Feynman-Field Kaskade beschreibt und zwar unabhängig für jedes Parton und das "String Fragmentation: SF" Modell, wo die Fragmentation durch Aufbrechen von Farbstrengen die sich zwischen den Partonen erstrecken, erfolgt. Neben der Überprüfung von QCD-Vorraussagen beschäftigt sich deshalb ein großer Teil dieser Arbeit mit dem Vergleich der verschiedenen Fragmentationsmodelle.

Bei multihadronischen Ereignissen bilden die auslaufenden Teilchen Jets, die mit zunehmender Schwerpunktsenergie immer besser kollimiert sind. Wir überprüfen das von den Fragmentationsmodellen vorausgesagte Enerverhalten dieser Jets und zeigen, daß bei den höheren PETRA-Energien 3-Jet und 4-Jet Ereignisse auftreten. Solche Untersuchungen wurden auch von anderen Gruppen bei PETRA durchgeführt [1].

Eine grundlegende QCD-Vorraussage ist das q^2 -Verhalten der starken Kopplungskonstante α_s . In einer früheren Untersuchung [2] wurde eine starke Modellabhängigkeit bei der Bestimmung von α_s in erster Ordnung QCD gefunden. Es gab danach Veröffentlichungen anderer Experimente, die die Aussage machten, daß diese Modellabhängigkeit in zweiter Ordnung QCD verschwindet [3,4]. Um dies zu überprüfen wurde mit Hilfe einer Clustermethode [5,6] eine Bestimmung von α_s in zweiter Ordnung QCD bei verschiedenen Energien durchgeführt. Die Modellabhängigkeit wurde dabei auch in zweiter Ordnung bestätigt, in Übereinstimmung mit anderen Analysen bei CELLO [7]. Durch die Untersuchung der Energieabhängigkeit der Größen $\langle 1-T \rangle$ und $\langle \sin^2 \eta \rangle$ konnten wir schließlich "modellunabhängige" Grenzen für den Skalenänderungsparameter Λ ermitteln.

Die Untersuchung der Teilchenverteilung zwischen den Jet-Achsen für die es unterschiedliche Voraussagen der beiden Modelle IF und SF gibt, liefert eine Möglichkeit zu entscheiden, welches Modell die Daten besser beschreibt.

I)DER SPEICHERRING PETRA

Der e+e- Speicherring PETRA (Positron Electron Tandem Ring Accelerator) ist Teil des DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) in Hamburg, ein Laboratorium für Elementarteilchenphysik das 1959 gegründet wurde. Die historische Entwicklung von DESY ist in der Folge kurz aufgelistet: [8]

- 1959 - Gründung der Forschungsanlage DESY
 - 1964 - Fertigstellung des ersten Beschleunigers mit dem Namen DESY, einem 6GeV Elektronensynchrotron
 - 1973 - Inbetriebnahme des e+e- Speicherrings DORIS (2 x 4.5GeV)
 - 1977 - DORIS wird auf 2 x 5.1GeV hochgerüstet
 - 1978 - Inbetriebnahme des Speicherrings PETRA mit den Experimenten MARK-J, PLUTO und TASSO
 - 1979 - Das Experiment JADE kommt hinzu
 - 1980 - PLUTO wird durch den neuen Detektor CELLO ersetzt
 - 1981 - CELLO wird wieder durch PLUTO ersetzt
Das HASYLAB(Hamburger Synchrotron-Strahlungs LABor) wird gegründet
 - 1982 - PLUTO wird endgültig durch CELLO abgelöst
 - 1983/84 Umbau von PETRA auf höhere Energie
- Die wichtigsten Daten der DESY-Beschleuniger sind in Tabelle I.1 angegeben.

Tabelle I.1 : Daten der DESY-Beschleuniger

	DESY	DORIS	PETRA
Beschleunigertyp	Synchrotron	Speicherring	Speicherring
Maximalenergie	7.5GeV	2 x 5.5GeV	2 x 23.4GeV
Teilchen/Strahl	5×10^{11}	1.5×10^{12}	4×10^{12}
Abmessungen	100m Ø	55mx100m	734m Ø
max. Magnetfeld	0.79 Tesla	0.95 Tesla	0.39 Tesla
Max. HF-Leistung	1MW	1.5MW	10MW
Vakuumdruck	5×10^{-7} Torr	10^{-9} Torr	10^{-9} Torr
Inbetriebnahme	1964	1974	1978

Eine Skizze des PETRA Speicherrings in seiner heutigen Form ist in Abb. 1.1 zu sehen.

PETRA ist ein Synchrotron für Elektronen und Positronen mit Schwerpunktsenergien im Bereich 7-47GeV . Es laufen dabei jeweils 2 Bündel (bunch) von Elektronen und zwei Positronbündel im selben Ring in entgegengesetzter Richtung. Dadurch wird erreicht, daß sich die Teilchenbündel nur in den 4 Wechselwirkungszonen treffen wie in Abb. 1. 2 angegeben. Zur Zeit sind dort die Detektoren CELLO, JADE, MARK-J und TASSO aufgestellt.

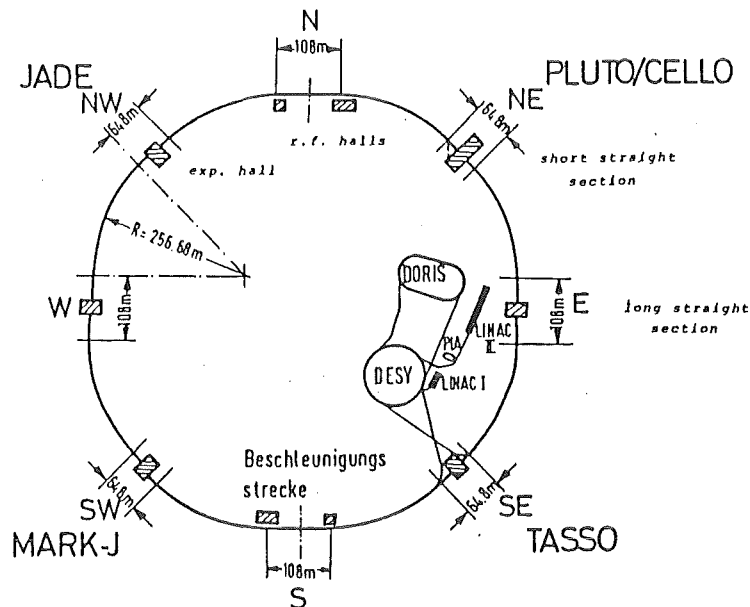
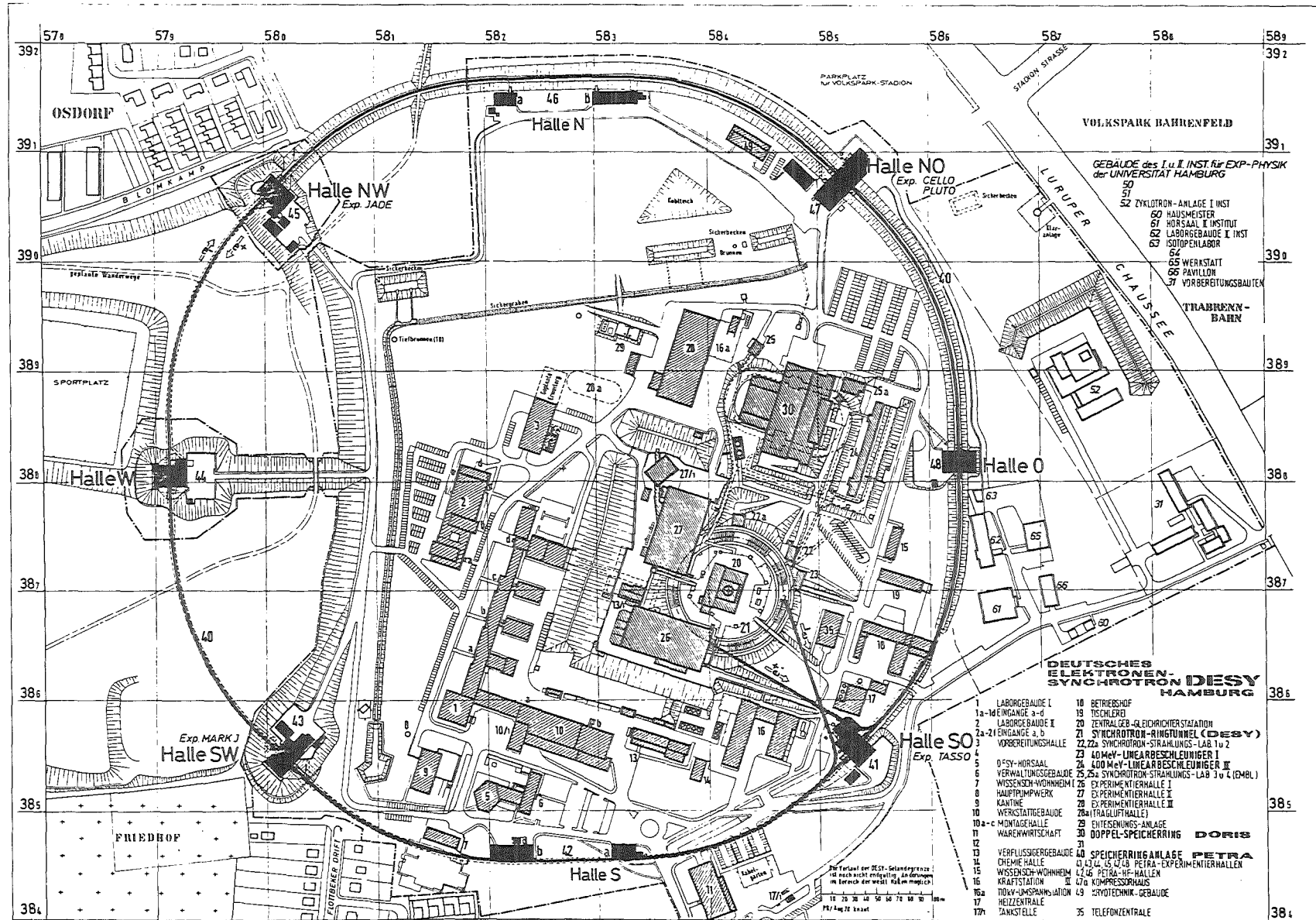


Abb. 1.2 : Skizze des PETRA Speicherrings

Die Füllung von PETRA mit Teilchen läuft folgendermaßen ab: Die Elektronen werden im Linearbeschleuniger LINAC I durch Glühemission erzeugt und werden anschließend auf eine Energie von 400MeV beschleunigt. Sie werden dann in DESY eingeschossen, auf 7GeV gebracht und in PETRA eingeleitet. Im LINAC II werden auf dieselbe Art Elektronen erzeugt, auf 200MeV vorbeschleunigt und auf ein Wolframtarget geschossen. Dort werden durch Bremsstrahlung mit anschließender Paarbildung Elektron-Positron Paare erzeugt. Die Positronen werden durch Separationsmagneten abgetrennt und auf 450 MeV weiterbeschleunigt.

Abb. 1.1 : Der Speicherring PETRA



Da man pro 100 Primärelektronen nur 1 Positron erhält werden die Positronen im PIA(Positron Intensity Accumulator) zwischengespeichert ehe sie zu DESY transferiert werden. Von dort werden sie mit 7GeV in entgegengesetzter Richtung zu den Elektronen in PETRA eingeleitet. PETRA beschleunigt die Teilchen auf die gewünschte Energie und wird dann als Speicherring betrieben, d.h. den Teilchen wird nur noch so viel Energie zugeführt, daß die Verluste durch Synchrotronstrahlung gerade ausgeglichen werden. PETRA hat 1984 eine Rekordenergie von $2 \times 23.39\text{GeV}$ erreicht.

Eine wichtige Größe für die Güte eines Speicherrings bei einer bestimmten Energie ist die sogenannte Luminosität L ;sie bestimmt bei gegebenem Wirkungsquerschnitt die Zahl der Ereignisse:

$$(I.1) \frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma, \sigma = \text{Wirkungsquerschnitt}$$

Als Funktion der Beschleunigerdaten kann man L folgendermaßen ausdrücken:

$$(I.2) L = \frac{i^+ i^-}{f B e^2 4 \pi \sigma_x \sigma_y}$$

i^\pm = Teilchenströme
 f = Umlauffrequenz
 B = Anzahl der Bunche
 σ = Strahlausdehnung

Bei höheren Energien nimmt die Luminosität sehr stark mit der Energie ab ($\propto E^{-8}$). Das ist durch die Synchrotronstrahlungsverluste bedingt ($\propto E^4$) die die Teilchenströme begrenzen und wegen der größeren Energieverluste zwischen den Beschleunigerstrecken den Strahldurchmesser erhöhen. Außerdem wird die Gefahr von Strahlverlusten durch Instabilitäten höher. Abb 1.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der Luminosität bei PETRA in den letzten Jahren. Definiert man die integrierte Luminosität wie folgt:

$$(I.3) L_{int} = \int L dt \quad [L_{int}] \equiv nb^{-1}$$

so beträgt die bei PETRA erreichte Spitzenluminosität (34GeV) $L = 1.7 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entsprechend $400-600 \text{ nb}^{-1}$ pro Tag. Bei 44GeV beträgt der Wert ungefähr $200 \text{ nb}^{-1} / \text{Tag}$.

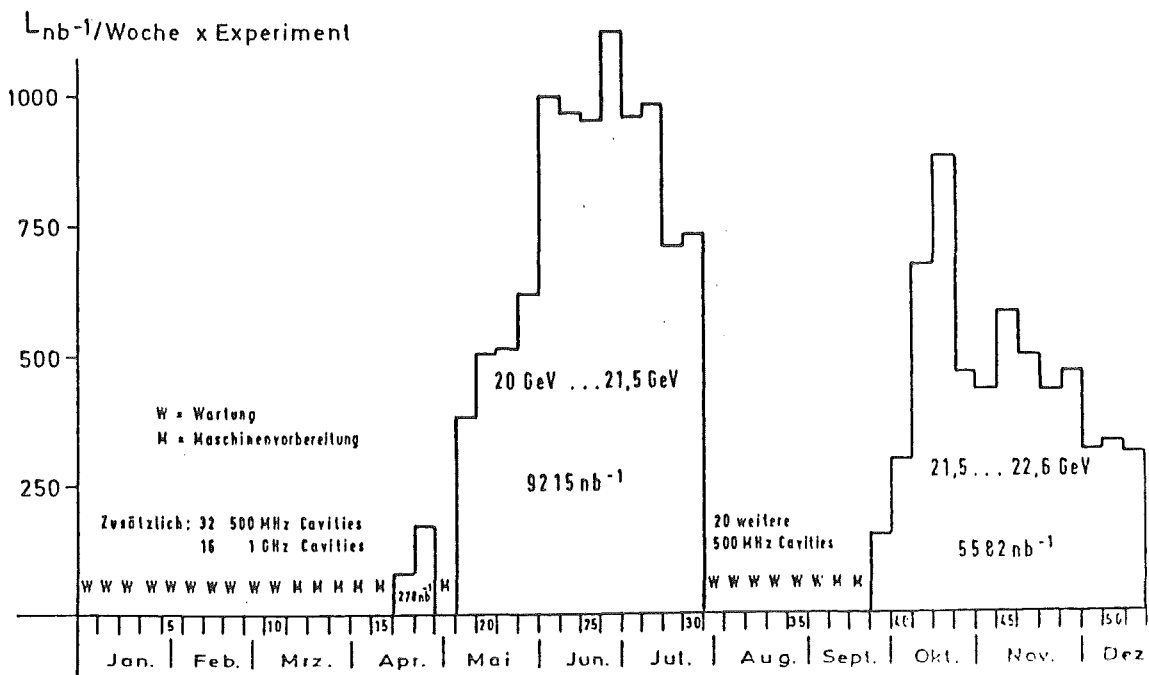


Abb 1.3 : Zeitlicher Verlauf der Luminosität bei PETRA [9]

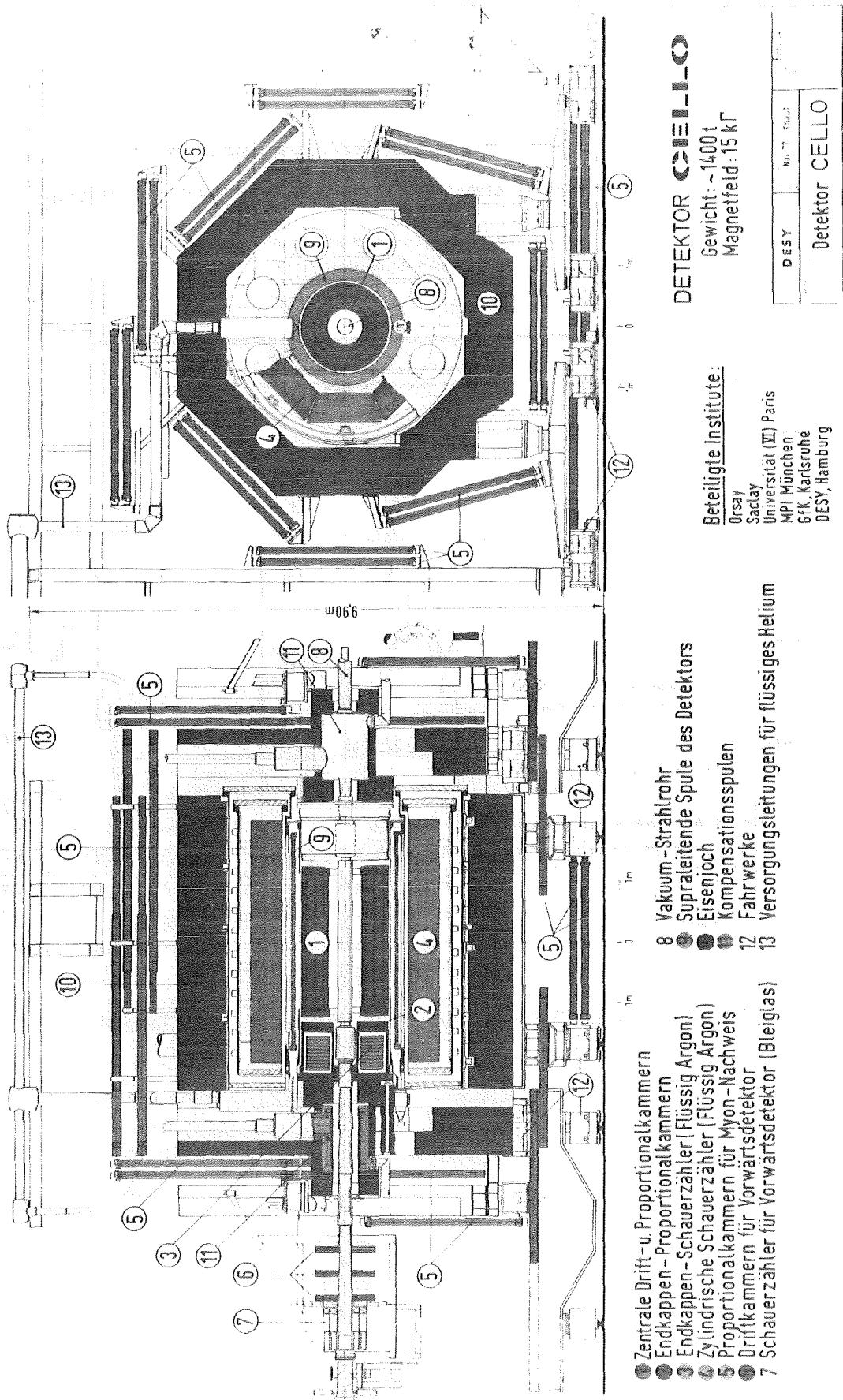


Abb. 2.1 : Der CELLO-Detektor im Quer- und im Längsschnitt

II) DETEKTORBESCHREIBUNG

Die Entwicklung des CELLO-Detektors wurde 1975 als deutsch-französische Gemeinschaftsarbeit begonnen. Der Detektor kam erstmals 1980 in den Strahl. Die aktuelle Liste der Mitarbeiter ist in Anhang A angegeben.

1) DIE APPARATUR

CELLO ist ein magnetischer Großdetektor zum Nachweis und zur Identifikation von hochenergetischen geladenen und neutralen Teilchen. Abb. 2.1 zeigt den Detektor im Quer- und im Längsschnitt. Weil die $e+e-$ Vernichtung im Schwerpunktsystem erfolgt, ist CELLO in Vor- und Rückwärtsrichtung symmetrisch. Außerdem ist er zylindersymmetrisch um die Strahlachse gebaut. Die wichtigsten Komponenten sind von innen nach außen [10]:

- Das Strahlrohr aus Aluminium mit einer Dicke von $0.07X_0$
 - Der Vertexdetektor bestehend aus zwei Lagen Drifttubes
 - Der Innendetektor bestehend aus Proportional- und Driftkammern
 - Der supraleitende Magnet (1.3 Tesla) mit einer Dicke von $0.8X_0$
 - Das Flüssig-Argon Kalorimeter zur Schaueremessung
 - Das Eisenjoch des Magneten mit einer Dicke von $5-8\lambda_0$ das als Müonfilter dient
 - Die 32 Müonkammern die um den Detektor verteilt sind
- (X_0 =Strahlungslänge, λ_0 =Absorptionslänge)

Nimmt man noch die Spurdetektoren in Vorwärtsrichtung und die Flüssig-Argon Endkappen dazu, so werden insgesamt 97% des Raumwinkels erfaßt. Zusätzlich sind noch Vorwärtsspektrometer aus Driftkammern und Blei-glaszählern vorhanden die als Monitor für die Luminosität dienen und die zu Triggerzwecken benutzt werden. In Tabelle II.1 sind die wesentlichen Daten des Detektors angegeben. In den folgenden Abschnitten werden der Innendetektor und das Flüssig-Argon System genauer beschrieben.

Tabelle II. 1 :Daten des CELLO-Detektors

Detektor-komponente	Anzahl der Module	Raumwinkel ($\Delta\Omega/4\pi$)	Ausmaße [cm]	Wichtigste Eigenschaften
Innendetektor	5zyl. PWC	0.91	Länge=220	$\sigma_z = 440\mu$
	7zyl. DC		Radius=17-70	$\sigma_{r\phi} = 170\mu$
	8plan. PWC	0.10	Radius=21-66	$\Delta p/p = 2\% \cdot p_T$
Flüssigargon	2x8zyl. 2x2Endcaps	0.97	Länge=200 Tiefe=20X ₀	$\sigma(E)/E = 13\% / \sqrt{E}$ Winkelaufkl=4mr
Müonkammern	32	0.92	200x300	$\sigma = \pm 6\text{mm}$
Vorwärts-spektrometer	24DC 96Szintll. 112 Pb-Glas	25mr < θ < 50mr 0 < ϕ < 2 π		$\sigma = 300\mu$ $\sigma(E)/E = 5\% / \sqrt{E}$ Lumi.zähler
Solenoid	1		Länge=400 Radius=80	supraleit. bis 1.3Tesla

1. 1) Der Innendetektor

Der Innendetektor wurde nach folgenden Gesichtspunkten ausgelegt:

- Betrieb in einem axialen Magnetfeld bis 1.5 Tesla
- gute Ortsauflösung in Richtung der Strahlachse (z-Richtung) und in der Azimuthebene senkrecht zur Strahlachse (r ϕ -Ebene) um eine gute Impulsauflösung zu erreichen
- gute Trennung von naheliegenden Spuren in Multi-Jet Ereignissen
- schnelle Triggerinformationen (<2 μ s) für einen geladenen Trigger

Der Innendetektor ist aus 5 Proportional und 7 Driftkammern aufgebaut, die abwechselnd wie in Abb. 2.2 angeordnet sind. Die Proportionalkammern bestehen jeweils aus axialen Anodendrähten und zwei zylindrischen Kathoden aus dünnen Streifen die unter 90° und 30° relativ zur Strahlachse angebracht sind. Diese Streifen werden analog ausgelesen und liefern sehr genaue z-Information. Über den Vergleich der Ladungen der 30° und 90° Streifen ist es möglich benachbarte Raumpunkte zu trennen was für Multijets sehr wichtig ist.

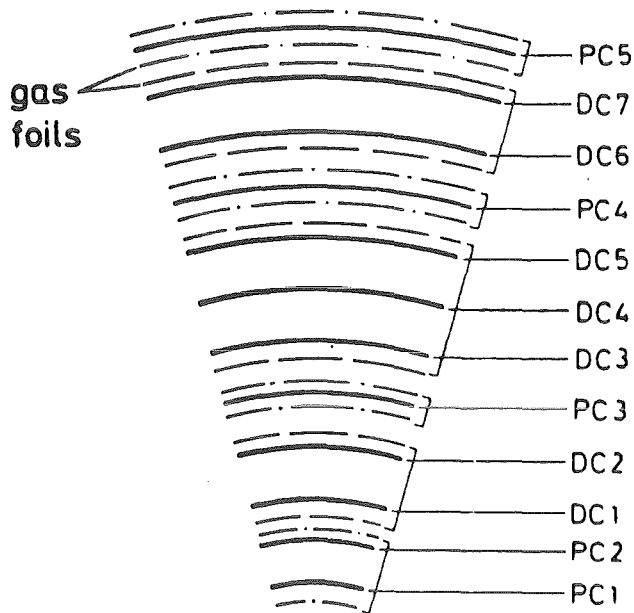


Abb. 2.2 : Anordnung der Proportional- und Driftkammern

Die Driftkammern sind in einer offenen Zellstruktur mit 15mm breiten Zellen gebaut und sind für den Betrieb in dem relativ hohen Magnetfeld von 1.3 Tesla optimiert. Die gemessene Auflösung in $r\phi$ beträgt $300\mu\text{m}$. Die mit Bhabhas gemessene Impulsauflösung beträgt 2% $\cdot p_T$ (p_T ist der Impuls in der $r\phi$ -Ebene). Die Daten für den Vorwärtsbereich sind in Tabelle II.1 angegeben.

1.2) Das Flüssigargon-Kalorimeter

Der Zentralteil besteht aus 2×8 Modulen (Stacks) die wie in Abb. 2.3 angegeben, zylindrisch die Spule umschließen. Die gesamte Materialdicke (Strahlrohr, Innendetektor, Magnet und Stack) vor dem aktiven Teil beträgt nur $1.0X_0$. [11]

Bei diesen Stacks handelt es sich um Flüssigargon-Blei Sampling Kalorimeter, d. h. sie bestehen aus einander abwechselnden Lagen Argon und Blei. Abb. 2.4 zeigt ein einzelnes Stack und die Anordnung der Bleistreifen die unter 0° , 45° und 90° angebracht sind um eine gute Orts- und Winkelauflösung zu erreichen. Die im Argon durch Ionisation erzeugte Ladung wird dabei auf den Bleistreifen gesammelt und in 800ns ausgelesen.

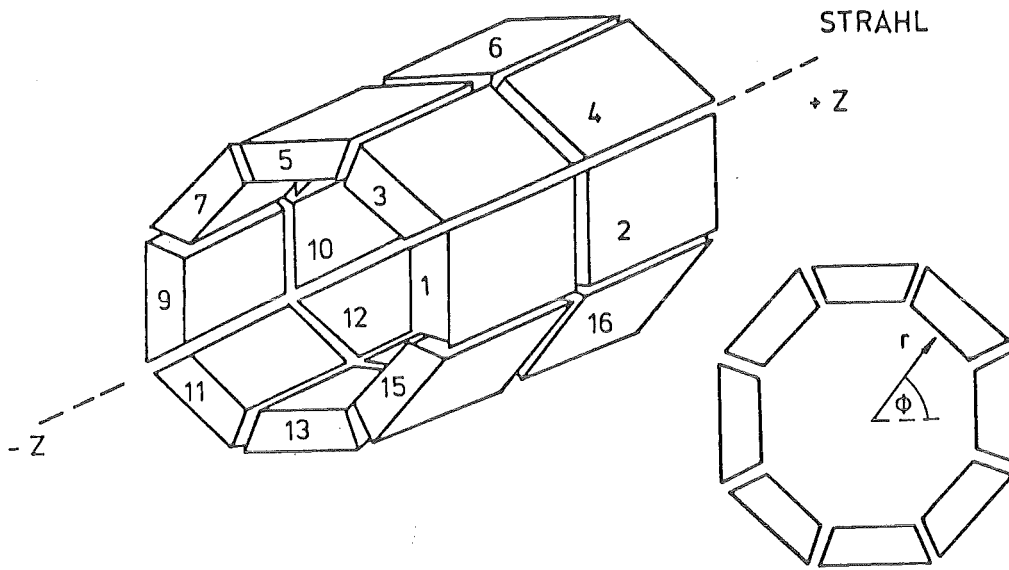


Abb. 2.3 : Anordnung der Flüssigargon Stacks

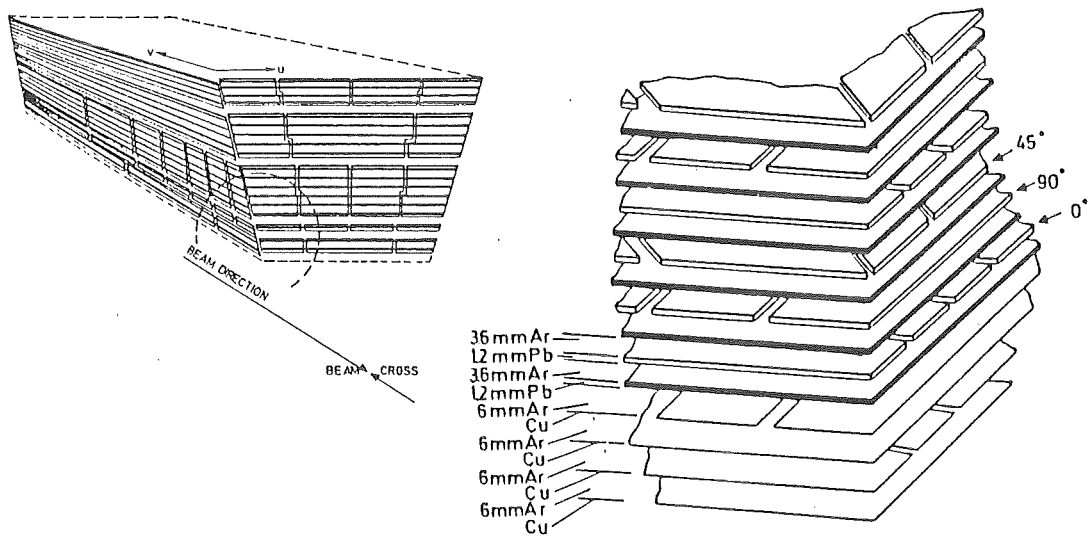


Abb. 2.4 : Anordnung der Bleistreifen in einem Stack

Die Bleistreifen dienen dabei gleichzeitig dazu die ursprünglichen Teilchenspuren aufzuschauern um möglichst die ganze Energie zu messen. Die Bleistreifen sind in jedem Stack zu 384 elektronischen Kanälen zusammengefaßt, das ergibt mit den Endkappen insgesamt 7600 Kanäle.

Diese Zahl wurde 1983 durch Aufspalten mehrerer Kanäle auf 10752 erhöht. Die Stacks befinden sich in einem großen Argontank der an ein Kryosystem angeschlossen ist. Die Reinheit des Argons ist $< 1.3\text{ppm}$ und wird durch einen Gaschromatographen überwacht. Zusammen mit den Endkappen werden insgesamt 97% des Raumwinkels abgedeckt.

Die Tiefe des Kalorimeters beträgt ungefähr $20X_0$ und das Verhältnis X_0/λ_0 ist $20/1$. Damit können elektromagnetische und hadronische Schauer sehr gut getrennt werden. Es ergeben sich folgende Trennraten:

$$\begin{aligned} E > 1\text{GeV} : \quad & e/\mu < 1/960 \text{ (96\% Eff. für } \mu) \\ & \mu/e \approx 1/320 \text{ (96\% Eff. für } e) \\ & \pi/e \approx 1/300 \text{ (60\% Eff. für } e) \\ & [12,13] \end{aligned}$$

Die Energieauflösung für Elektronen beträgt:

$$\Delta E/E = 13\% / \sqrt{E}$$

In Abb. 2.5 ist die Energieauflösung angegeben wie sie mit niederenergetischen Elektronen und mit Bhabhas gemessen wurde. [12]

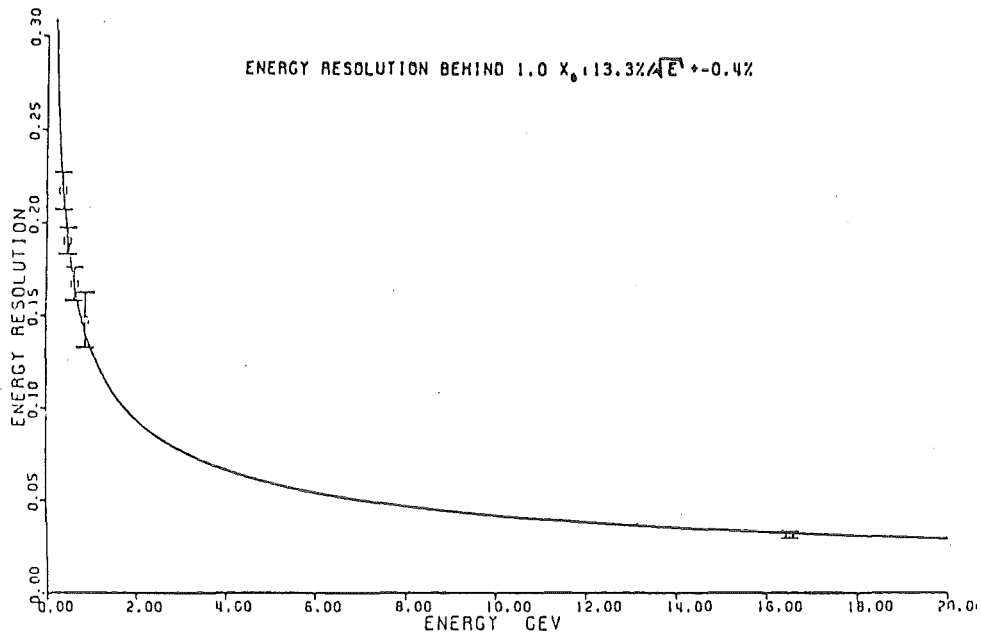


Abb. 2.5 : Energieauflösung für Elektronen

2) DAS TRIGGERSYSTEM

Die Elektron- und Positronbündel treffen sich etwa alle $4\mu\text{s}$ in den Wechselwirkungszone ("bunch-crossing") und es steht ein entsprechendes Zeit-Signal für den Trigger zur Verfügung. Dies entspricht einer Triggerrate von 250kHz während die Detektorausleseelektronik nur Raten von 1-2Hz ohne größere Totzeiten verkraftet. Aufgrund der Wirkungsquerschnitte der möglichen Reaktionen erwartet man nur wenige Ereignisse pro Stunde und es gilt nun aufgrund von schnellen Triggerinformationen die man von den einzelnen Detektorkomponenten erhält innerhalb von weniger als $2\mu\text{s}$ eine Triggerentscheidung zu treffen. Damit schafft man es, die Triggerrate auf weniger als 2Hz zu senken und man erreicht gleichzeitig eine Anreicherung der physikalischen Ereignisse in den Daten.

Von den einzelnen Detektorkomponenten werden Triggerinformationen zur Verfügung gestellt, die per Programm eingestellt werden können. Typisch sind folgende Bedingungen:

LA1 : 2 um mindestens 45° getrennte Module über der Triggerschwelle 1

LA2 : 1 Modul über der Triggerschwelle 2

CCT1: mindestens 1 Spur in $r\phi$

CCT2: mindestens 2 Spuren in $r\phi$

CECT: mindestens 1 Spur in $r\phi$ und mindestens 1 Spur in der EC-Prop.

EC+ : Endcap auf +Seite über der Schwelle

EC- : Endcap auf -Seite über der Schwelle

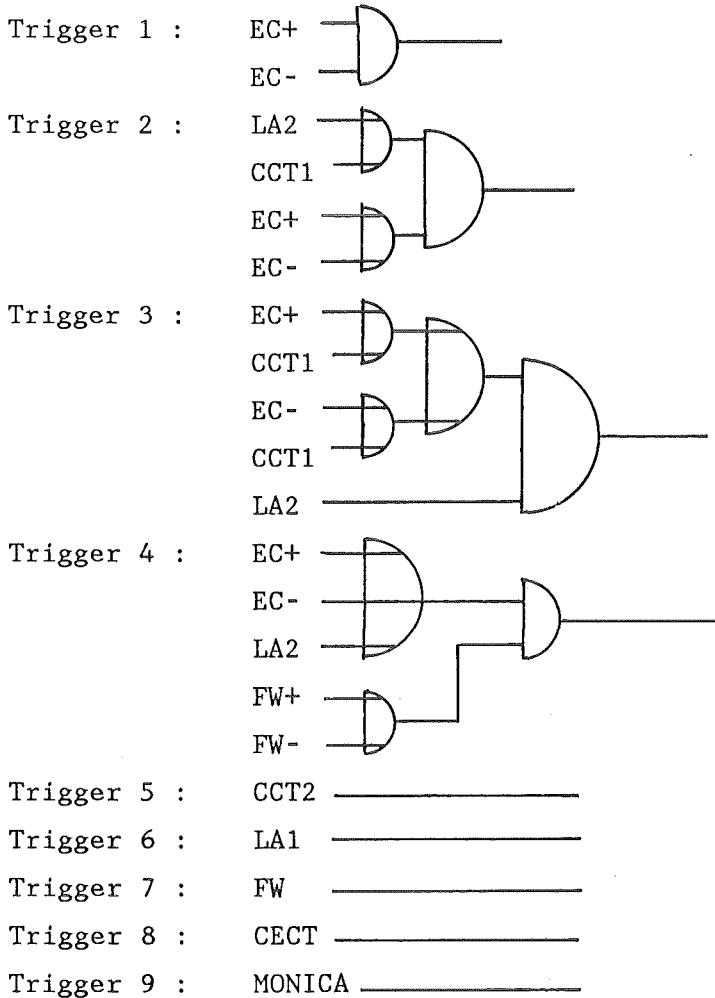
FW+ : Vorwärtsspektrometer auf +Seite über der Schwelle

FW- : Vorwärtsspektrometer auf -Seite über der Schwelle

FW : beide Vorwärtsspektrometer über der Schwelle

MONICA : es werden Eichereignisse eingespielt

Daraus setzen sich die folgenden Triggerbedingungen zusammen:



Ein Überblick über das Triggersystem ist in Abb. 2.6 zu sehen.

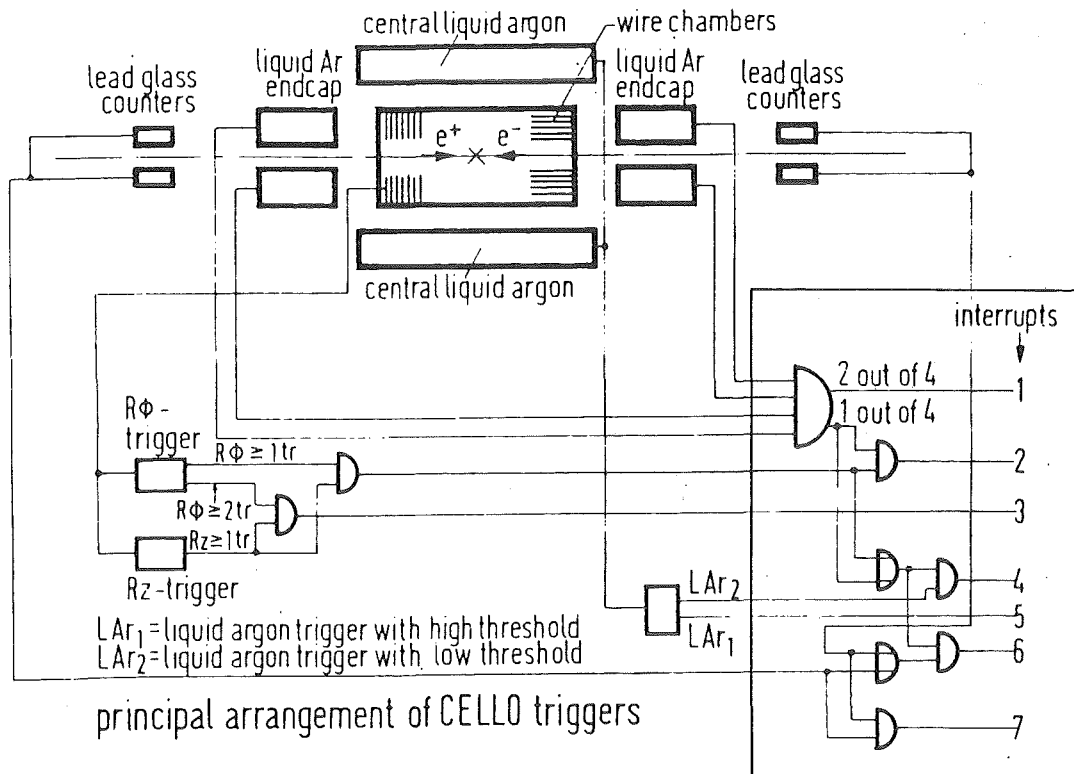


Abb. 2.6 : Das CELLO Triggersystem

Welche der Trigger im laufenden Betrieb verwendet werden, kann man je nach den jeweils herrschenden Untergrundbedingungen über das Online-System bestimmen; außerdem ist es möglich in den einzelnen Triggern die Schwellen zu verändern. In den folgenden zwei Abschnitten werden der Spurentrigger und der Argontrigger im Detail erklärt, da sie für multihadronische Ereignisse wie sie in dieser Arbeit untersucht werden besonders wichtig sind.

2.1) Der Spurentrigger

Der Spurentrigger ist ein programmierbarer Hardware-Trigger der mit FPLA's (Field Programmable Logic Arrays) aufgebaut ist. Es werden die Anoden- und die 90° Kathodensignale aus 5 Lagen Proportional- und 2 Lagen Driftkammern verwendet. Die Triggerentscheidung wird in weniger als 1.5µs auf folgender Basis getroffen [14]:

- Gekrümmte Spuren in der $r\phi$ -Projektion werden oberhalb eines einstellbaren Transversalimpulses (minimal 250 MeV/c) aus der Anodeninformation der Proportionalkammern und aus den Driftkammern rekonstruiert.
- Gerade Spuren werden in der rz-Projektion bis zu einem bestimmten Abstand von der Wechselwirkungszone aus den 90° Kathodensignalen der Proportionalkammern rekonstruiert.

Die Signale aus den Kammern werden in 64 azimuthalen und 37 polaren Sektoren zusammengefaßt. Jeder dieser Sektoren hängt an der Adressleitung eines Feldes aus RAM's (Random Access Memory). Eine Spur im Innendetektor entspricht einer bestimmten Sektorenkombination und spricht über die Adressleitungen eine bestimmte Adresse im RAM-Feld an. Für die gültigen Sektorenkombinationen ist unter den entsprechenden Adressen eine logische 1 abgespeichert. Die RAM's werden ausgelesen und eine Summationslogik vergleicht die Signale mit den programmierten Triggerbedingungen. Die Sektorenkombinationen (Masken) und die Zahl der $r\phi$ bzw. rz-Masken die für den Trigger notwendig sind können per Programm verändert werden; dies macht ein Minicomputer der während der Datennahme den Innendetektor überwacht.

2.2) Der Argontrigger

Für den Argontrigger werden die 2x8 Zentralstacks und die Endkappen benutzt und zwar nur die 0° Streifen. Die Stacks werden in der Tiefe in 4 Lagen aufgeteilt die insgesamt 64 Kanäle beinhalten (s. Abb. 2.4). Das gefilterte Summensignal aus diesen Kanälen wird auf zwei Diskriminatoren gegeben deren Schwellen für jedes Stack per Programm eingegeben werden. Die Schwelle 1 liegt ungefähr bei 1.3GeV die Schwelle 2 bei 1GeV. Für den LA1 Trigger werden 2 um mindestens 45° getrennte Module über Schwelle 1 gefordert, für LA2 wird 1 Modul über Schwelle 1 verlangt. Für die Endkappen wird 1 Modul über Schwelle 1 gefordert. Die Schwellen können über einen Minicomputer verändert werden; dieser überwacht während der Datennahme das Argonsystem.

3) DAS DATENAUSLESEN

Das Datenauslesen wird über das Online-System gesteuert das die Daten ausliest, sie aufbereitet und kontrolliert und in formatierter Form zum Großrechner IBM überträgt wo sie auf Band gespeichert werden. Dabei wird gleichzeitig eine Vorselektion der Ereignisse getroffen die zur effektiven Kontrolle des Betriebes sehr wichtig ist. In Abb. 2.7 ist ein Überblick über das System zu sehen.

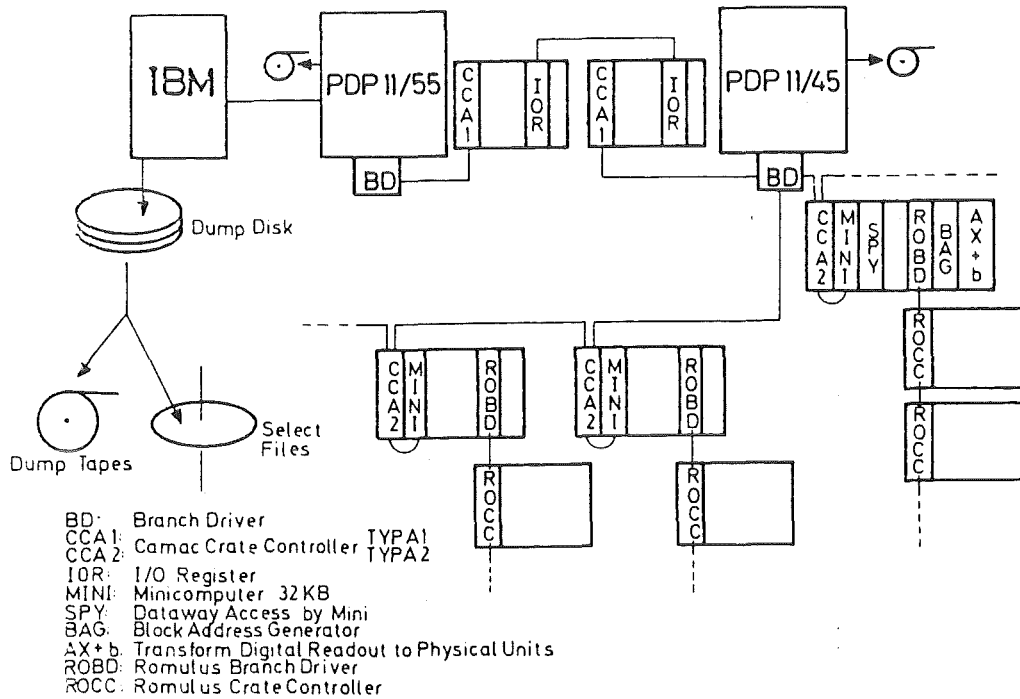


Abb. 2.7 : Das CELLO Online-System

Bei jedem "bunch-crossing" (alle 4 μ s) werden in den einzelnen Detektor-komponenten die Triggerinformationen abgefragt und mit den vorgegebenen Bedingungen verglichen. Ist eine solche Bedingung erfüllt, so wird dies dem sogenannten "Master-Crate" mitgeteilt, das die Einzeltrigger zu den (9) zugelassenen Triggerkombinationen zusammensetzt. Ist eine dieser Kombinationen erfüllt, dann gibt das Master-Crate ein Interruptsignal an die PDP1 (11/45), die dann ausliest. Die einzelnen Detektorkomponenten werden

über ein CAMAC-ROMOLUS System ausgelesen wobei jede Komponente sowie der Trigger ihren eigenen ROMOLUS-Branch haben. Für jeden Detektorteil gibt es außerdem einen eigenen Minicomputer der parallel zur auslesenden PDP Zugriff zu den Daten hat; damit können die Detektorkomponenten überwacht werden. Die Pdp1 übernimmt das schnelle Auslesen der Daten, die formelle Kontrolle der Datenstruktur sowie eine Klassifizierung nach physikalischen Gesichtspunkten. Auf der PDP2 (11/55) läuft ein Online-Programm mit dem die Schichtbesatzung den Detektor überwacht; es erstellt Histogramme und liefert auf Abfrage die Luminosität. Mit dem Programm kann man das Datenauslesen steuern und die Triggerbedingungen festlegen; außerdem übernimmt es die Übertragung der Daten zum Großrechner IBM. Bei Ausfall der IBM kann auch direkt von der PDP auf Band geschrieben werden.

Von der IBM werden die Daten zunächst auf eine Platte geschrieben die als schneller Zwischenspeicher dient; dies soll die Totzeit reduzieren. Ist diese Platte fast voll, wird auf der IBM ein Programm gestartet das die Daten auf Band überträgt und dabei gleichzeitig noch einmal kontrolliert. Auf das in der Abb. 2.6 angegebene Select File werden dabei solche Ereignisse geschrieben die von der PDP1 als QED- oder multihadronische Ereignisse klassifiziert worden sind. Während der Datennahme werden diese Ereignisse von der Schichtbesatzung auf einem Graphikbildschirm durchgesehen und kontrolliert.

III)GRUNDLAGEN DER QCD

1)ELEMENTARE VERTICES

a)QED:Die Grundbausteine der Quantenelektrodynamik sind:

- Spinor-Feld $\psi(x)$ für geladene Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen
- neutrales Vektorfeld $A_\mu(x)$ für Photonen

Es gelten folgende Gleichungen:

$$\text{Diracgleichung : } (i\gamma^\mu \delta_\mu - m)\psi = 0$$

$$\text{(III.1) Maxwellgleichung: } \delta^\mu F_{\mu\nu}(x) = 0$$

$$\text{mit } F_{\mu\nu} = \delta_\mu A_\nu - \delta_\nu A_\mu, m = \text{Masse des Elektrons}$$

Die Einführung der Wechselwirkung zwischen Elektron und Photon erfolgt durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz; dies bedeutet, daß die Feldgleichungen invariant gegen folgende Transformationen sein müssen:

$$\psi(x) \rightarrow e^{ie\theta(x)}\psi(x)$$

$$\text{(III.2) } A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \delta_\mu \theta(x)$$

Dies wird erreicht durch die sogenannte minimale eichinvariante Substitution:

$$\text{(III.3) } \delta_\mu \rightarrow \delta_\mu - ieA_\mu(x)$$

die zu folgenden Gleichungen führt:

$$(i\gamma^\mu \delta_\mu - ie\gamma^\mu A_\mu(x) - m)\psi(x) = 0$$

$$\text{(III.4) } \delta^\mu F_{\mu\nu}(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma_\nu \psi(x) = 0$$

Daraus kann man die zugehörige Lagrangefunktion ableiten:

$$(III.5) \quad L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\psi}[i\gamma^\mu(\delta_\mu - ieA_\mu) - m]\psi$$

Der zweite Term beschreibt die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Photonen und wird im Feynmangraph wie folgt dargestellt:

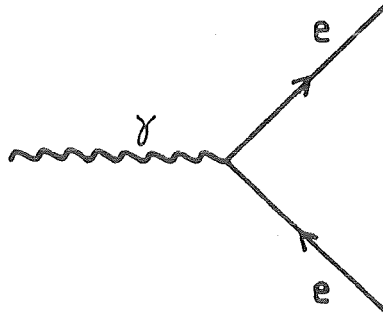


Abb. 3.1 : Fundamentaler Vertex der QED

Man deutet den Graphen wie folgt : das Elektron ($\psi(x)$) läuft ein, wechselwirkt mit dem Photon ($A_\mu(x)$) und läuft wieder aus.

b) QCD: Die Grundbausteine der QCD sind:

- Spinor-Quarkfelder $q_c(x)$
- vektorielle Gluonfelder $A_\mu^a(x)$ ($a, c \equiv$ Farb-Index)

Gefordert wird Invarianz gegen $SU(3)_{\text{colour}}$ Transformationen:

$$(III.6) \quad q_c(x) \rightarrow (U(x))_{cc'} q_{c'}(x)$$

$$A_\mu^a(x) \rightarrow U(x) A_\mu^a(x) U^{-1}(x) + \frac{i}{g} U(x) \delta_\mu U^{-1}(x)$$

$$U(x) = e^{ig\theta(x)T_a}, \quad g = \text{Kopplungskonstante}$$

$T_a =$ Erzeugende der Colour-Symmetrie Gruppe

dies wird erreicht durch folgende Substitution:

$$(III.7) \delta_\mu \rightarrow \delta_\mu - igA_\mu^a(x)T_a$$

Die Lagrangefunktion mit Wechselwirkung sieht dann folgendermaßen aus:

$$(III.8) L = -\frac{1}{4}(\delta_\mu^a - \delta_\nu^a)^2 + \bar{q}(i\gamma^\mu \delta_\mu - M)q$$

$$+ g\bar{q}\gamma^\mu T_a q A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^a A_\nu^b \delta^{\mu\nu c}$$

$$- \frac{1}{4}g^2 f^{abc} f^{ab'c'} A_\mu^b A_\nu^c A^{\mu\nu c'}$$

+Eichsterme

Man erhält hier drei fundamentale Vertices die in Abb. 3.2 dargestellt sind:

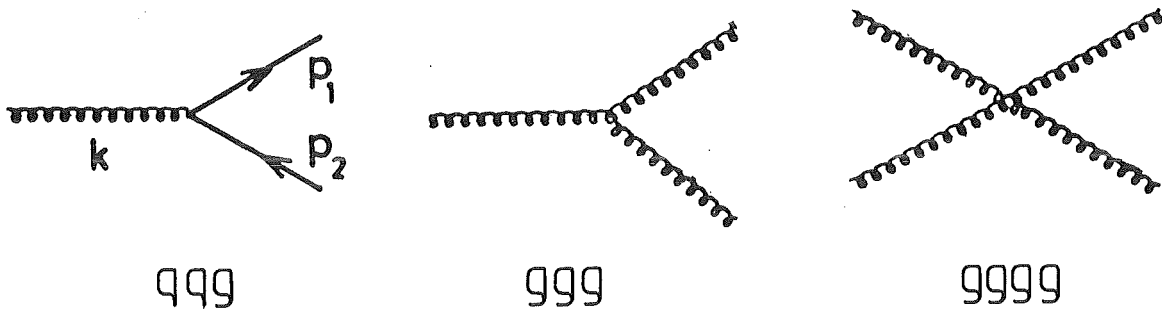


Abb. 3.2 : Fundamentale Vertices der QCD

Weil die Gluonen selbst Farbladung tragen und daher aneinander koppeln können, treten zusätzlich zum Vertex qqq der ähnlich dem eeγ-Vertex der QED ist noch die Selbstopplungsgraphen ggg (mit Stärke g) und gggg (mit Stärke g²) auf. In den zwei folgenden Abschnitten werden die Konsequenzen die sich daraus ergeben näher erläutert [15].

2) CONFINEMENT

Die Lagrangefunktion aus Gleichung III.8 beschreibt freie Quarks und Gluonen. In der Natur werden freie Partonen aber nicht beobachtet: die physikalischen Teilchen sind gebundene Zustände Quark-Antiquark (Mesonen) oder 3 Quarks (Baryonen). Dieses Verhalten wird als "Confinement" bezeichnet und kann qualitativ durch Abb. 3.3 erklärt werden:

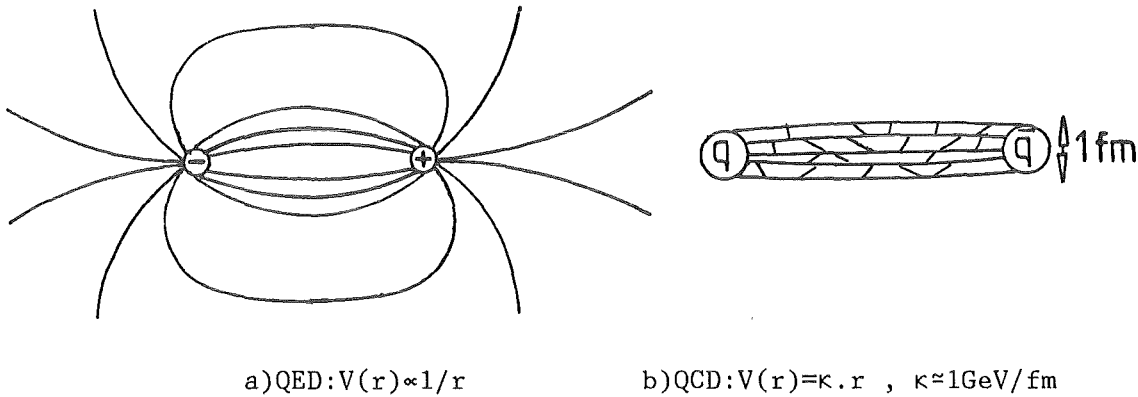


Abb. 3.3 : Unterschied QED-QCD

Bild a) gibt das Feld zwischen zwei Ladungen in der QED an; die Energie die man braucht um 2 Ladungen zu trennen ($r \rightarrow \infty$) ist endlich. Wegen der Gluon-selbstkopplung sind bei zunehmender Entfernung der beiden Quarks aus Bild b) diese durch eine Vielzahl aneinander koppelnder weicher Gluonen verbunden (wie im Bild angedeutet). Bei größerem Abstand der beiden Quarks kann man dieses Bild durch einen Farbstring der sich zwischen q und \bar{q} erstreckt beschreiben. Dabei wird angenommen [16], daß die im String gespeicherte Energie linear mit dem Abstand zunimmt. Um die beiden Quarks zu trennen, braucht man deshalb unendlich viel Energie. Die Form des Farbstrings der eine Breite von $\approx 1 \text{ fm}$ hat, ist durch die Gluon-selbstkopplung bedingt. Wegen dieses Verhaltens werden also keine freien Quarks und Gluonen (die ja auch Farbe tragen) beobachtet. Im einzelnen sind diese Zusammenhänge noch nicht geklärt.

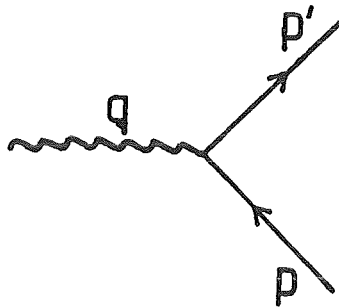


Abb. 3.4a : QED-Vertex

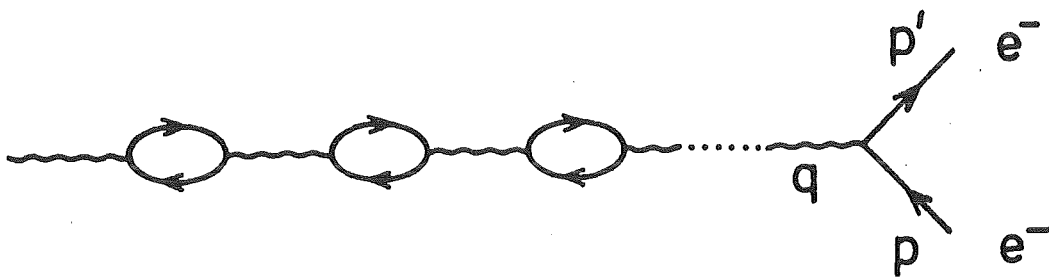


Abb. 3.4b : Schleifenkorrekturen zum QED-Vertex

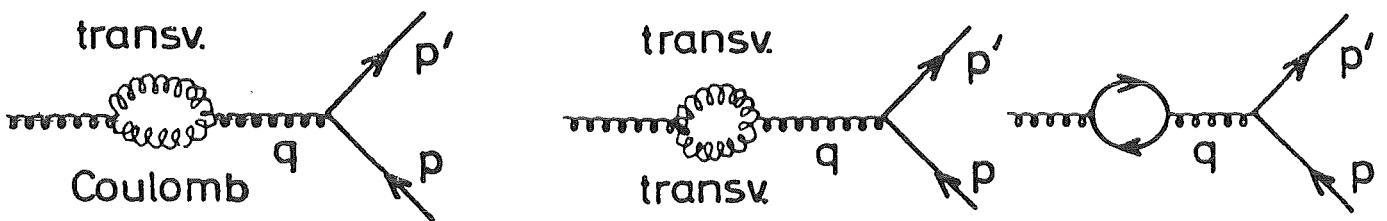


Abb. 3.4c : 1-Schleifenkorrekturen zum $q\bar{q}g$ -Vertex

3) ASYMPTOTISCHE FREIHEIT DER QCD

QED: Die Kopplungskonstante α der elektromagnetischen Wechselwirkung ist normalerweise für $p'^2 = p^2 = m_e^2$ und $q^2 = (p - p')^2 = 0$ definiert (Bezeichnung nach Abb. 3.4a). Wenn man Graphen höherer Ordnung berücksichtigt, ist diese Definition nicht mehr eindeutig. In Abb. 3.4b ist der Graph mit Vakuumpolarisation n^{ter} Ordnung angegeben. Er führt dazu, daß α vom Impulsübertrag q^2 abhängig wird und zwar ergibt sich folgende Formel:

$$(III.9) \quad \alpha(q^2) = \frac{\alpha^0}{1 - \frac{\alpha^0}{3\pi} \ln \frac{q^2}{m_e^2}}$$

Wegen des kleinen Wertes von $\alpha^0 = 1/137$ ist die Abhängigkeit von q^2 sehr schwach, muß aber für genaue Messungen berücksichtigt werden. Die Formel ist eine Näherung und macht keine Aussagen für $q^2 \rightarrow \infty$.

QCD: Das Verhalten der Kopplungskonstanten α_s als Funktion von q^2 ist wegen der Gluonselfkopplung ganz anders. Dies drückt sich schon durch die Graphen in Abb. 3.4c aus die dem Graph in Abb. 3.4b für die QED entsprechen. Setzt man masselose Quarks voraus und rechnet in erster Ordnung so erhält man:

$$(III.10) \quad \alpha_s(q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}N_f) \ln \frac{q^2}{\Lambda^2}}$$

N_f = Zahl der flavours

Λ = Abschneideparameter

Diese Formel enthält die führenden logarithmischen Beiträge beliebig hoher Ordnung in den Schleifengraphen Abb. 3.4c. Die Formel macht keine Aussagen für $q^2 \rightarrow 0$ aber man sieht, daß für $q^2 \rightarrow \infty$, α_s gegen 0 geht. Man bezeichnet dies als "Asymptotische Freiheit der QCD". Es bedeutet, daß bei hohen Energien (großes q^2) α_s so klein wird, daß man Störungsrechnung anwenden kann.

IV) DETEKTORSIMULATION VON MULTIHADRONISCHEN EREIGNISSEN

Die Ansätze zum Verständnis der Erzeugung von multihadronischen Ereignissen in der e^+e^- -Vernichtung stammen aus der tiefinelastischen Elektron -Proton Streuung, die durch das Partonmodell gut beschrieben wird. Man deutet die Reaktion: $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen folgendermaßen: durch e^+e^- -Annihilation wird zunächst, analog der Leptonpaarerzeugung ein q, \bar{q} Paar mit entgegengesetzten Impulsen (im Schwerpunktsystem) gebildet. Wegen Confinement (s. Kapitel III) können sich die Partonen nicht beliebig voneinander entfernen, sie gehen in Hadronen über (Fragmentation). Zusätzlich kann noch ein Gluon abgestrahlt werden, das ebenfalls fragmentiert. Dies ist in Abb. 4.1 dargestellt.

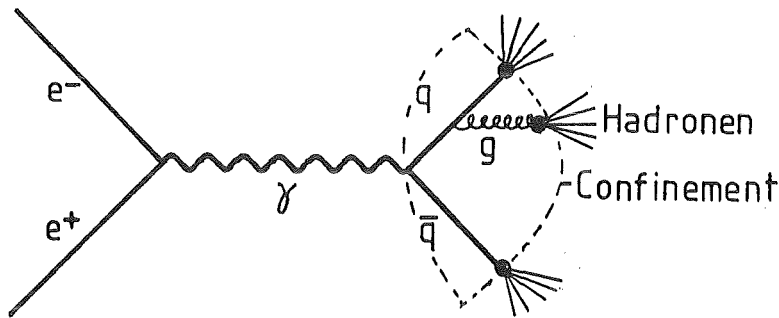


Abb. 4.1 : Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen im Partonmodell

Die Reaktion teilt man in zwei Schritte auf:

$$(IV.1) \quad e^+e^- \xrightarrow{a)} q\bar{q}(g) \xrightarrow{b)} \text{Hadronen}$$

a) Bei hinreichend großem Impulsübertrag $q^2 (>1\text{GeV}^2)$ ist α_s klein und die Erzeugung der Partonen (q, \bar{q}, g) kann durch QCD-Störungsrechnung beschrieben werden.

b) Die Fragmentation der Partonen in Hadronen erfolgt im Confinement-Bereich, in dem Störungsrechnung nicht anwendbar ist; die Impulsüberträge sind klein und damit ist α_s groß. Aus diesem Grund muß man zur Beschreibung der Fragmentation phenomenologische Modelle heranziehen.

Der Monte-Carlo Ereignisgenerator soll die Vierervektoren der Endzustände der Reaktion $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen, also der Hadronen liefern und dafür sind zwei Programmteile notwendig:

- Parton-Generator : hier werden die Partonen q, \bar{q}, g mit den verschiedenen Flavours mittels QCD-Störungsrechnung erzeugt. [17]

- Fragmentationsmodelle : es stehen verschiedene Modelle zur Verfügung um die Fragmentation der erzeugten Partonen in physikalische Teilchen zu beschreiben. [18]

Für diese Arbeit wurde der Lund Vierervektorgenerator Version 5.1 benutzt. Dieses Programm benutzt einen gemeinsamen Partongenerator als Eingabe für die verschiedenen Fragmentationsmodelle die zur Verfügung stehen.

Schließlich wird noch ein Detektorsimulationsprogramm benutzt, das den Einfluß des Detektors realistisch beschreibt, und das die Monte-Carlo Ereignisse in eine den Daten vergleichbare Form bringt. In Abb. 4.2 ist ein Überblick über das gesamte System skizziert.

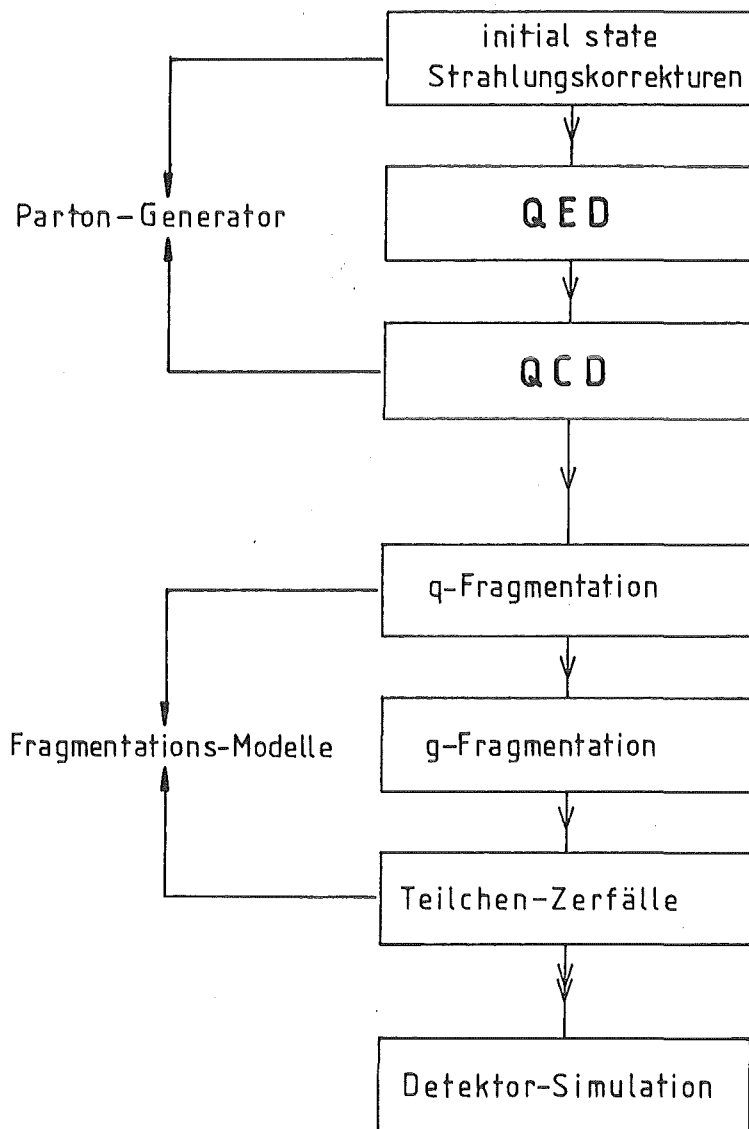


Abb. 4.2 : Die Monte-Carlo Simulation von multihadronischen Ereignissen

1) DER PARTONGENERATOR

Es werden Feynmangraphen bis zur zweiten Ordnung QCD mit den Endzuständen $q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}q\bar{q}, q\bar{q}gg$ berücksichtigt. Ein Überblick über die Graphen ist in den Abb. 4.3a-4.3f gegeben (die Graphen in Abb. 4.3e sind nicht alle gerechnet).

1.1) Strahlungskorrekturen

Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand:

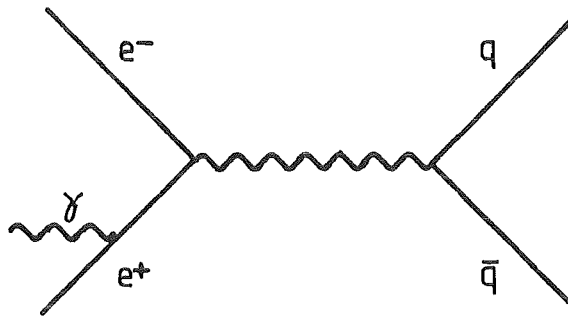


Abb. 4.4 : Strahlungskorrekturen 1ter Ordnung zum Anfangszustand

ist ein Effekt der sich sehr stark auf die folgende Partonerzeugung auswirkt, da er die zur Verfügung stehende Energie verringert und die Partonrichtungen verändert. Die Strahlungskorrekturen werden deshalb bis zur dritten Ordnung QED berechnet und bei Abstrahlung eines Photons wird e^+e^- in ihr neues Schwerpunktsystem transformiert. Nach der Fragmentation wird dann in das Laborsystem zurücktransformiert.

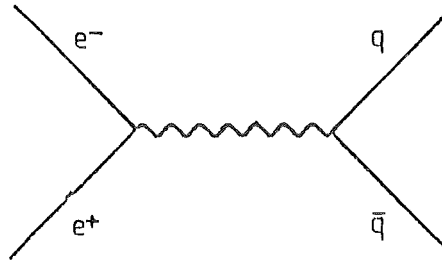


Abb. 4.3a : $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ $O(\alpha)$

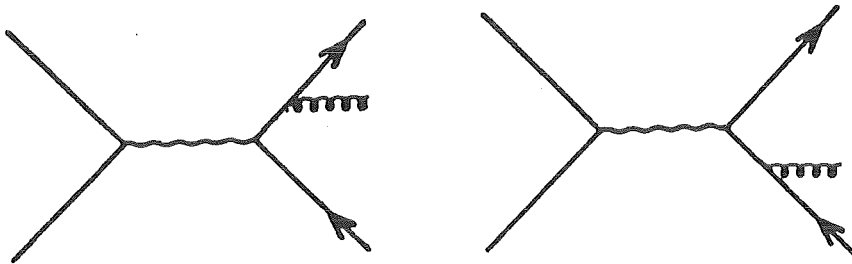


Abb. 4.3b : $q\bar{q}g \rightarrow e^+e^-$ $O(\alpha_s)$

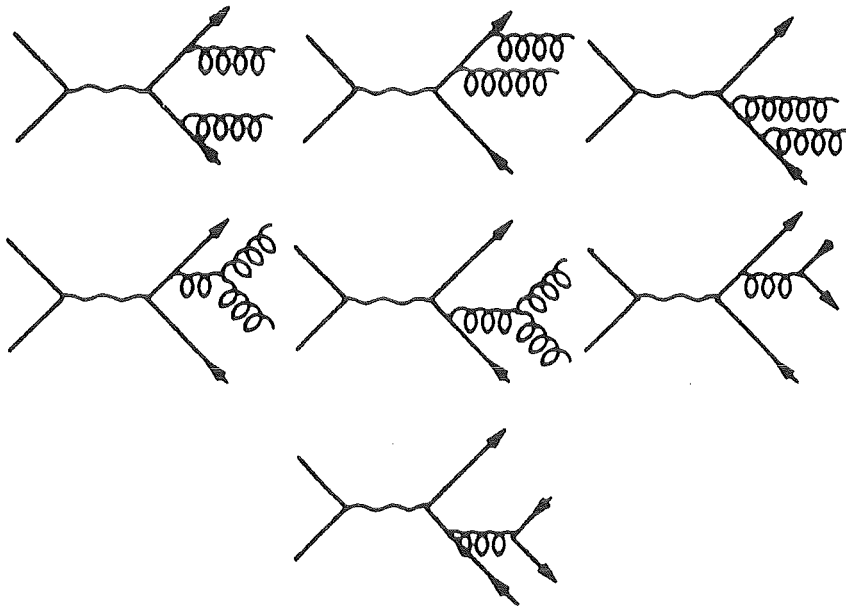


Abb. 4.3c : $q\bar{q}q\bar{q} + q\bar{q}g\bar{g}$ $O(\alpha_s^2)$

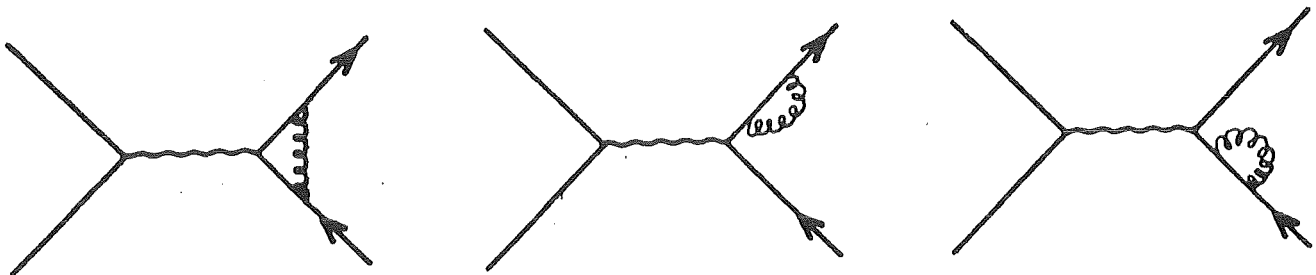


Abb. 4.3d : virtuelle Korrekturen $O(\alpha_s)$ zu $q\bar{q}$

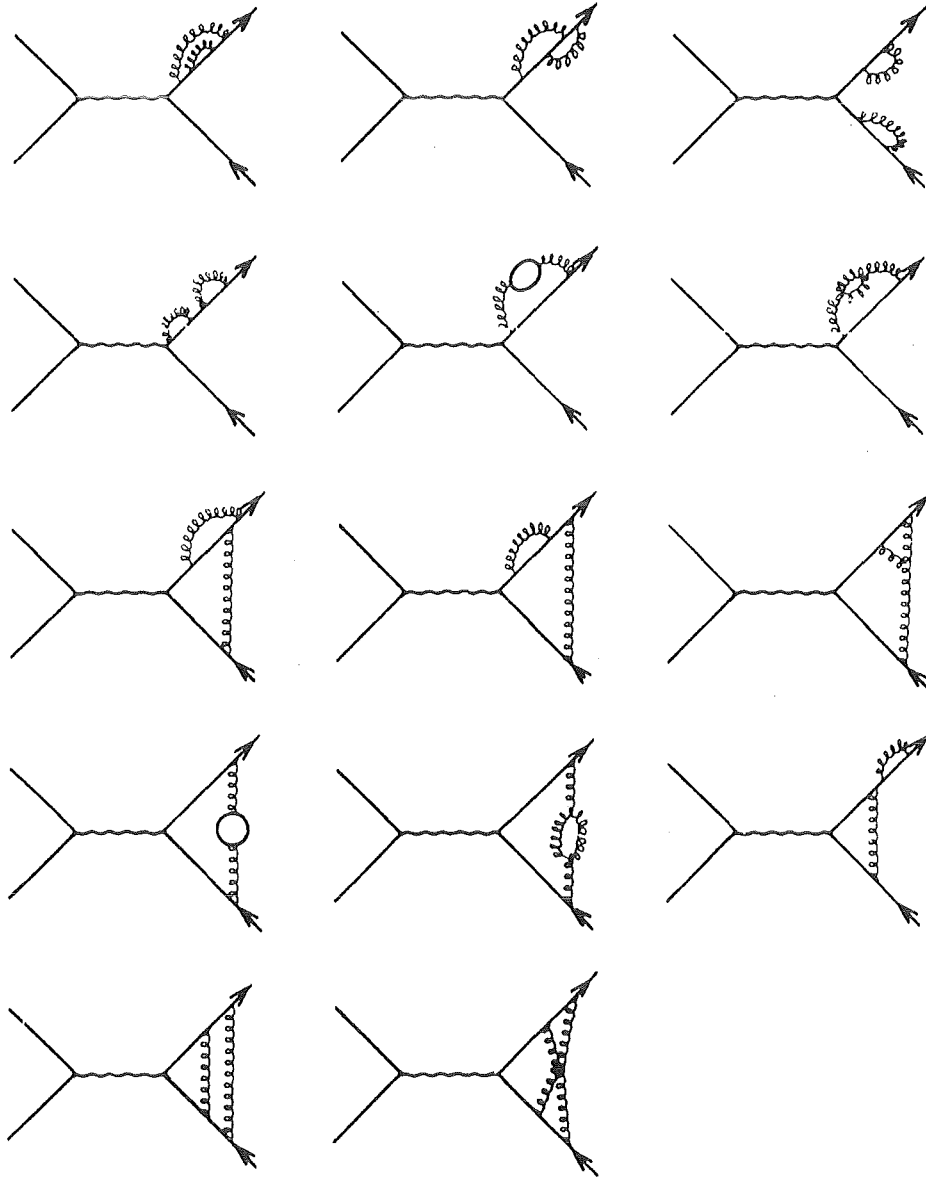


Abb. 4.3e : virtuelle Korrekturen $O(\alpha_s^2)$ zu $q\bar{q}$

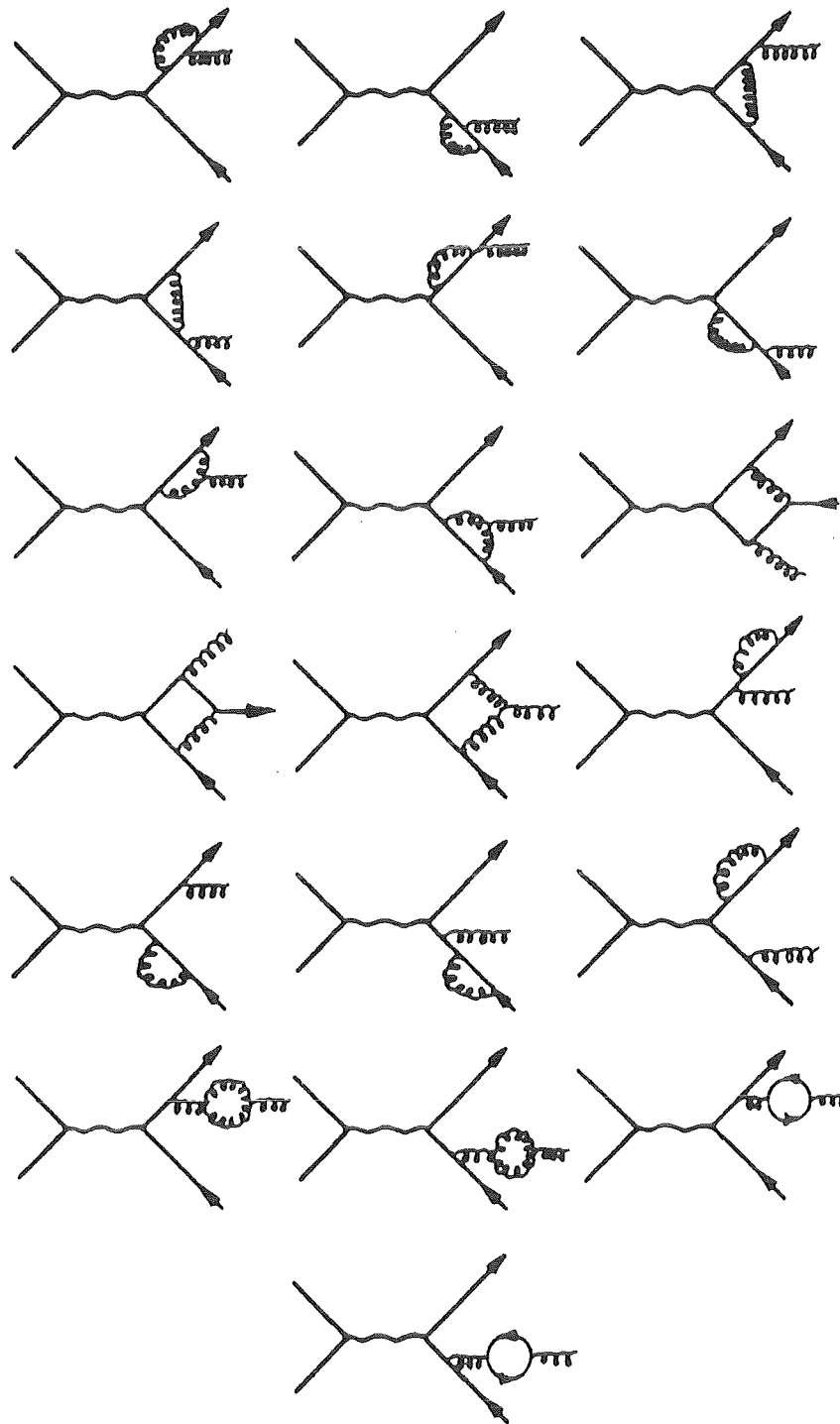


Abb. 4.3f : virtuelle Korrekturen $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ zu $q\bar{q}g$

1.2)QED

Die Berechnung des Prozesses $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (0te Ordnung QCD) erfolgt durch QED wobei Schwelleneffekte und Flavourdynamik berücksichtigt werden. Über der b-Schwelle ist das Verhältnis der Produktion der einzelnen Flavours: $u:d:s:c:b = 4:1:1:4:1$ (Verhältnis der Ladungsquadrate).

1.3)QCD

Ein wesentliches Problem bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Endzustände stellen die auftretenden Divergenzen dar, die wir am Beispiel des $q\bar{q}g$ -Endzustandes erläutern.

Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (1^{te} Ordnung QCD):

$$(IV.2) \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

σ_0 = Wirkungsquerschnitt 0ter Ordnung für $q\bar{q}$
 $C_F = 4/3$ (Casimir-Operator)
 $x_i = 2p_i/W$ (Partialimpuls)
 W = Schwerpunktsenergie

Bei dieser Formel wurde über alle Orientierungen der Partonen relativ zur Strahlachse integriert. Der Partialimpuls x_3 gehört zum Gluon.

An dieser Formel erkennt man die Divergenzen:

$$\begin{array}{ll} x_1 \text{ und } x_2 \rightarrow 1 \text{ (} x_3 \rightarrow 0 \text{)} & \text{Infrarotsingularität (wegen } m_g = 0 \text{)} \\ x_1 \text{ oder } x_2 \rightarrow 0 & \text{kollineare Singularität (wegen } m_q = 0 \text{)} \end{array}$$

Die kollineare Singularität, wo das Gluon parallel zu einem q liegt, kann selbst bei Berücksichtigung der Quarkmassen einen differentiellen Wirkungsquerschnitt liefern, der größer ist als der totale Wirkungsquerschnitt. Da physikalisch ein Endzustand mit einem sehr weichen Gluon oder mit einem kollinearen Gluon nicht von einem Zustand mit 2 Quarks zu unterscheiden ist, liegt es nahe, unter Verwendung bestimmter Schnitte solche Ereignisse als 2Parton-Ereignisse zu werten. Entsprechendes gilt auch für 4Parton-Ereignisse die in 3P oder sogar 2P übergehen können. Die so gewonnenen 2P bzw 3P Anteile, die divergent sind kompensieren, bei vernünftiger Wahl der Schnitte die Divergenzen der virtuellen Korrekturen zum jeweiligen Wirkungsquerschnitt. Zusätzliche Voraussetzung ist allerdings die Renormierung der Kopplungskonstante, wobei gewisse divergente Terme in dieser absorbiert werden; wir benutzen dafür das sogenannte \overline{MS} Schema.

Die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Endzustände sehen folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} \text{(IV.3) } \sigma_{4P} &= (4.3c-3Pc-2Pc) \\ \sigma_{3P} &= (4.3b-2Pb) + 3Pc + (4.3f)*(4.3b) - 2Pf \\ \sigma_{2P} &= 4.3a + 2Pb + (4.3d)*(4.3a) + 2Pf + (4.3e)*(4.3a) + 2Pc \\ &\quad + (\text{Produkt der Graphen in 4.3d}) \end{aligned}$$

Die Bezeichnungen 4.3x beziehen sich auf die Graphen in den entsprechenden Abbildungen

$nPx = n\text{Parton Anteil aus Abb. 4.3x}$

Da die Graphen in Abb. 4.3e noch nicht berechnet sind kann man σ_{2P} nicht direkt berechnen, er ergibt sich aus der Differenz vom totalen Wirkungsquerschnitt und den Wirkungsquerschnitten für 3P und 4P. Man sieht, daß es sehr schwierig wird eine weitere Ordnung zu rechnen um zum Beispiel die virtuellen Korrekturen zum 4P-Endzustand zu berücksichtigen, hier müßten andere Methoden gefunden werden.

Im Lundprogramm wird ein einziger Parameter für die Schnitte verwendet, der Abschneideparameter Y :

$$(IV.4) Y_{ij} = \frac{(p_i + p_j)^2}{W^2}$$

Man faßt zwei Partonen zu einem zusammen wenn die invariante Masse normiert auf die Schwerpunktsenergie kleiner als Y ist. Dies ist in Abb. 4.5 illustriert.

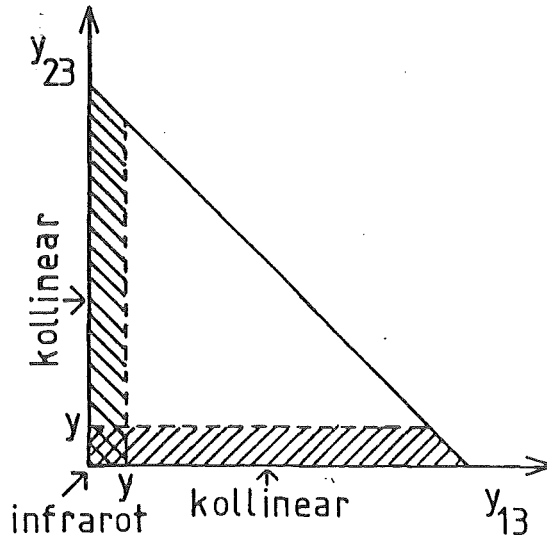


Abb. 4.5 : Dalitzplot für $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ mit Y -Schnitt

Die 3P Ereignisse im schraffierten Bereich gehen in 2P Ereignisse über. Mit 4P Ereignissen wird ähnlich verfahren. In Abb. 4.6 ist der Verlauf der 2P und 3P Wirkungsquerschnitte (in Einheiten von σ_t), als Funktion von $1/Y$ (logarithmisch) dargestellt. Die zulässigen Werte für Y sind nach oben und unten beschränkt. Der Abschneideparameter darf nicht zu klein sein, da sonst der 2P Wirkungsquerschnitt negativ wird und der 3P Wirkungsquerschnitt grösser wird als σ_t . Wir haben als unterste Grenze den Wert $Y=0.017$ verwendet. Wegen der Näherungen die bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte als Funktion von Y verwendet werden, darf Y nicht zu groß gewählt werden; außerdem soll ja noch ein vernünftiger 4P bzw 3P Anteil übrig bleiben. Als oberste Grenze wird $Y=0.05$ genommen ;dann gilt $\sigma_{3P} \approx 1/3 \sigma_t$.

1.4) Winkelverteilung

Es muß noch die Orientierung der Partonen relativ zur Strahlachse generiert werden die Flavour-abhängig ist. Außerdem will man ja die experimentelle Verteilung vollständig simulieren. Vor der Fragmentation wird ins neue Schwerpunktsystem transformiert.

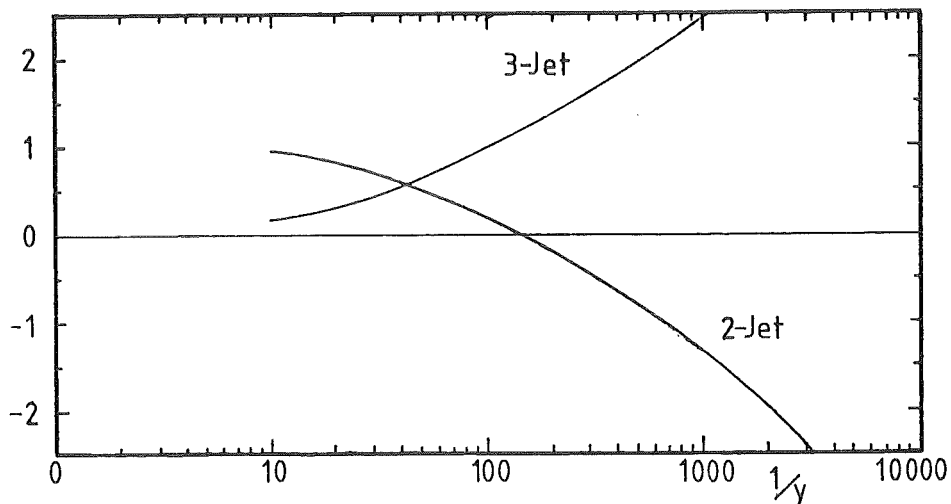


Abb. 4.6 : Verlauf der 2P, 3P-Wirkungsquerschnitte als Funktion von $1/Y$

2)FRAGMENTATIONSMODELLE

Wir unterscheiden im wesentlichen zwei Arten von Fragmentationsmodellen:

IF : "Independent Fragmentation"; die Partonen fragmentieren unabhängig voneinander nach einer Feynman-Field Kaskade.

SF : "String Fragmentation" ; die Partonen sind durch Farb-Strings verbunden und die Fragmentation erfolgt durch Aufbrechen dieser Strings.

Diese Modelle sind als Optionen im Lund 5.1 Programm enthalten wobei immer derselbe Partongenerator als Eingabe benutzt wird. Das hat den Vor-

teil, daß sich die generierten Vierervektoren nur durch die Art der Fragmentation unterscheiden.

Für beide Modelle gibt es einige gemeinsame Grundannahmen die entweder durch experimentelle Messungen (s. Kapitel VI), oder durch QCD-Ansätze nahegelegt werden:

- Die erzeugten Hadronen haben einen begrenzten Transversalimpuls relativ zur Impulsrichtung der ursprünglichen Partonen; sie erscheinen als kollimierte Teilchenbündel (Jets) und der mittlere Transversalimpuls ($\langle p_T \rangle$) ist in erster Näherung energieunabhängig.
- Die Fragmentationsfunktion $f(z)$ =Wahrscheinlichkeit, daß ein Parton ein Hadron mit dem Partialimpuls z erzeugt, zeigt Skalenverhalten.

2.1) Unabhängige Fragmentation

Die im Lund 5.1 verwendete Implementierung entspricht nicht genau dem ursprünglichen Feynman-Field Modell. Die Mechanismen für Energie-Impuls-Erhaltung wurden vom ALI [19] bzw HOYER [20] Modell übernommen.

a) Die Fragmentation des Quarks

In diesem Modell wird die Fragmentation für Quarks durch eine Feynman-Field Kaskade beschrieben (Abb. 4.7).

Das primäre Quark q_0 mit der Energie E_0 läuft ein und aus dem "Quarksee" wird ein q_1, \bar{q}_1 Paar gebildet. Das Quark \bar{q}_1 bildet mit dem primären Quark ein Meson M_1 das die Energie $z_0 E_0$ erhält. Das Quark q_1 läuft mit der restlichen Energie weiter, es wird ein weiteres Paar erzeugt und wieder ein Meson gebildet. Diese Kaskade geht solange weiter wie die Restenergie zur Bildung eines neuen Mesons ausreicht.

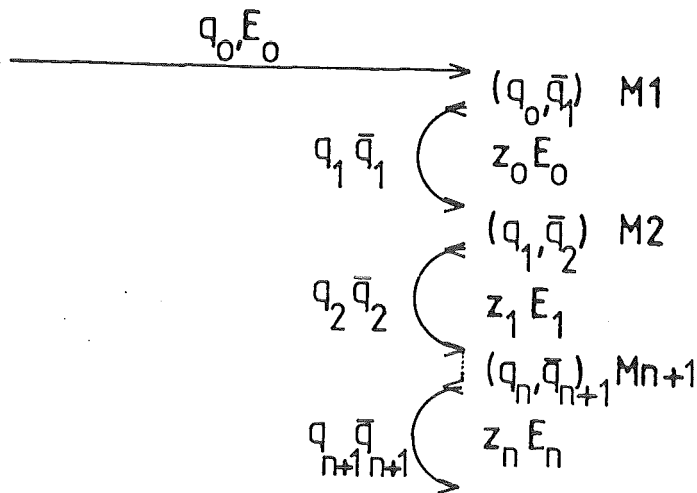


Abb. 4.7 : Feynman-Field Kaskade für die q-Fragmentation

Die q, \bar{q} Paare werden im Verhältnis $uu:dd:ss = 3:3:1$ gebildet; schwere Quarks sind um den Faktor 10^{-11} unterdrückt. Der Partialimpuls den ein Meson erhält wird durch die Fragmentationsfunktion $f(z)$ bestimmt:

$$(IV.5) \quad f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \cdot e^{-\frac{bm^2}{z}}$$

Die Funktion ist unabhängig vom Fragmentationsschritt, die Werte der Parameter a, b sind in Tabelle IV.1 angegeben. Die einzelnen Quarks erhalten ausserdem ein p_T für das eine Gaußverteilung angenommen wird und dessen Mittelwert $\langle p_T \rangle = \sigma_q$ von der Energie unabhängig ist. Für die Paare gilt: $p_T(q_i) = -p_T(\bar{q}_i)$ und für die Mesonen folgt:

$$p_T(M1) = p_T(q_1) - p_T(q_0)$$

$$p_T(M2) = p_T(q_2) - p_T(q_1)$$

etc.

$$\langle p_T^2(\text{Meson}) \rangle = 2\sigma_q^2$$

Durch Anpassung an die Daten erhält man $\sigma_q = 265 \text{ MeV}$

Weitere Parameter sind in Tabelle IV.1 angegeben.

Baryonen werden durch die Erzeugung von 2 Diquarks zusätzlich zum q, \bar{q} Paar gebildet und es werden im Modell etwa 7% Baryonen erzeugt.

b)Die Fragmentation des Gluons

Wegen der Gluonselfkopplung erwartet man, daß die Fragmentation des Gluons weicher ist als die eines Quarks. Neben der Möglichkeit, daß das Gluon wie ein Quark fragmentiert gibt es deshalb im Modell noch zwei Varianten mit einer weicheren Fragmentation des Gluons:

- $g \rightarrow q\bar{q}$; ein q trägt die volle Gluonenergie und fragmentiert mit der weicheren Fragmentationsfunktion $f(z)=3(1-z)^2$ (nach Hoyer).
- $g \rightarrow q\bar{q}$; die Gluonenergie wird nach der Altarelli-Parisi Verteilungsfunktion $f(z) = 0.5(z^2+(1-z)^2)$ auf die beiden Quarks übertragen, die dann unabhängig fragmentieren. Die Fragmentation ist weicher als bei einem einzelnen Quark

c)Energie-Impuls-Erhaltung

Während die Flavour-Erhaltung durch entsprechende Wahl der letzten Teilchen der Kaskade auf einfache Weise durchgeführt wird, stellt die Energie-Impuls-Erhaltung des Gesamtsystems ein Problem dar, denn durch die unabhängige Fragmentation erhalten die einzelnen "Jets" im Mittel eine Masse die größer ist als die ursprüngliche Partonmasse. In einer früheren Version des Lund Programms wurde dieser Effekt vernachlässigt; erst durch die Diskussionen über die α_s -Bestimmung (Kapitel VII) wurde offensichtlich, daß dies nicht zulässig ist. Deshalb enthält die neue Version Mechanismen zur Energie-Impuls-Erhaltung die aus dem ALI bzw HOYER Programm übernommen wurden:

ALI, ODORICO

Der Impulsfehlbetrag wird auf die einzelnen Teilchen verteilt und danach werden die Energien skaliert. Bei 2Jet-Ereignissen ist der Einfluß gering, weil sich die Impulsfehlbeträge der beiden Jets teilweise kompensieren; bei 3-Jets wird der Fehlbetrag des Gluons nicht ausgeglichen und die Prozedur der Energie-Impulserhaltung führt zu einem Boost des Ereignisses bei dem die Richtung der Jet-Achsen verändert wird. Der Boost erfolgt meist in Richtung des Gluons.

HOYER

Die Energie der Teilchen in den einzelnen Jets wird so verändert, daß Energie und Impulserhaltung gleichzeitig erfüllt sind. Dabei wird die Energie der Jets verändert, während die Richtungen der Jet-Achsen unverändert bleiben.

2.2) Das LUND-Modell

Im Lund-String Modell sind die Partonen durch Farb-Strings verbunden:



Abb. 4.7 : $q\bar{q}$ verbunden durch Farbstring

Wenn man eine konstante Energiedichte im Farbfeld annimmt, gilt:

$$(IV.6) \quad dE/dl = k = \text{cte} \quad \Rightarrow \quad \text{Potential } V(r) = k \cdot r \quad k [1\text{GeV}/\text{fm}]$$

Hinweise auf ein solches Potential kommen aus der Charmonium Spectroskopie wo folgender Ansatz gut paßt: [16]

$$(IV.7) V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r$$

und aus QCD-Gitterrechnungen die mit einem linear anwachsenden Potential konsistent sind.

In den folgenden Kapiteln wird eine vereinfachte Darstellung des LUND-Modells gegeben.

a) Das q, \bar{q} System in periodischer Bewegung

In Abb. 4.8 ist ein q, \bar{q} System im x, t bzw p, t Diagramm dargestellt:

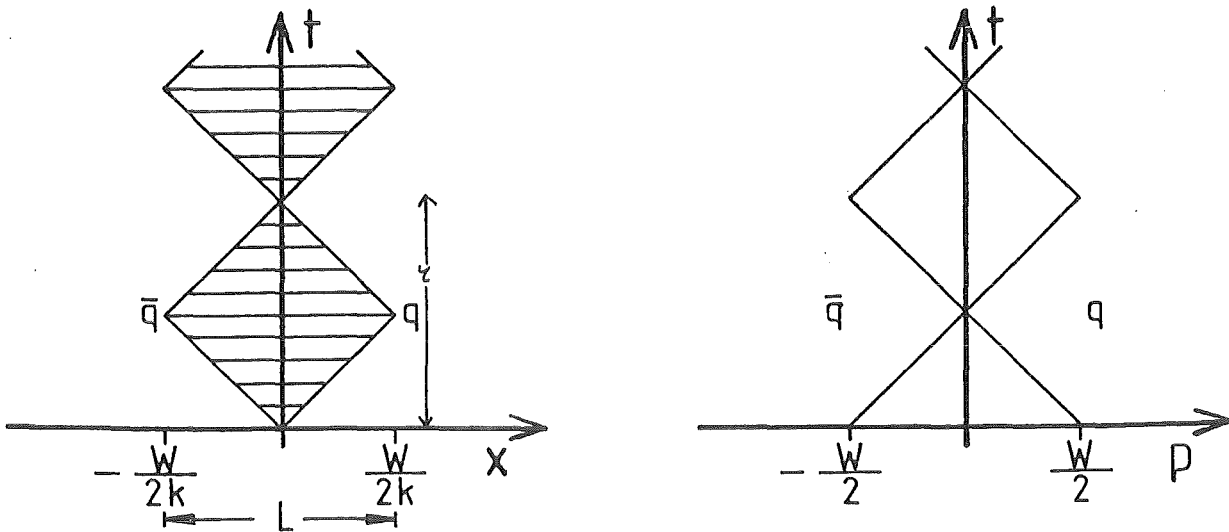


Abb. 4.8 : q, \bar{q} System in periodischer Bewegung

In dieser idealisierten Darstellung (masselose Quarks) bewegen sich die Partonen die durch einen String verbunden sind auseinander, wobei die kinetische Energie in potentielle Energie des Feldes verwandelt wird. Bei der maximalen Entfernung L ist die gesamte Energie im Feld gespeichert, und die Partonen laufen wieder aufeinander zu.

Bewegungsgleichung:

$$(IV.8) \quad dp/dt = \pm k \quad (\text{für } q \text{ bzw. } \bar{q})$$

$$x = \pm t$$

$$E = \pm p$$

Dieses System wird als stabiles Meson mit der Masse $m \approx 2\sqrt{k}$ gedeutet.

b) Lorentzboost des $q\bar{q}$ -Systems

Benutzt man zur Transformation die lorentzadditive Größe Rapidity y anstatt der Geschwindigkeit v :

$$(IV.9) \quad \text{Rapidity } y = \text{tgh}^{-1}(\beta) \quad \beta = v/c$$

so sieht das transformierte ("geboostete") System folgendermaßen aus:

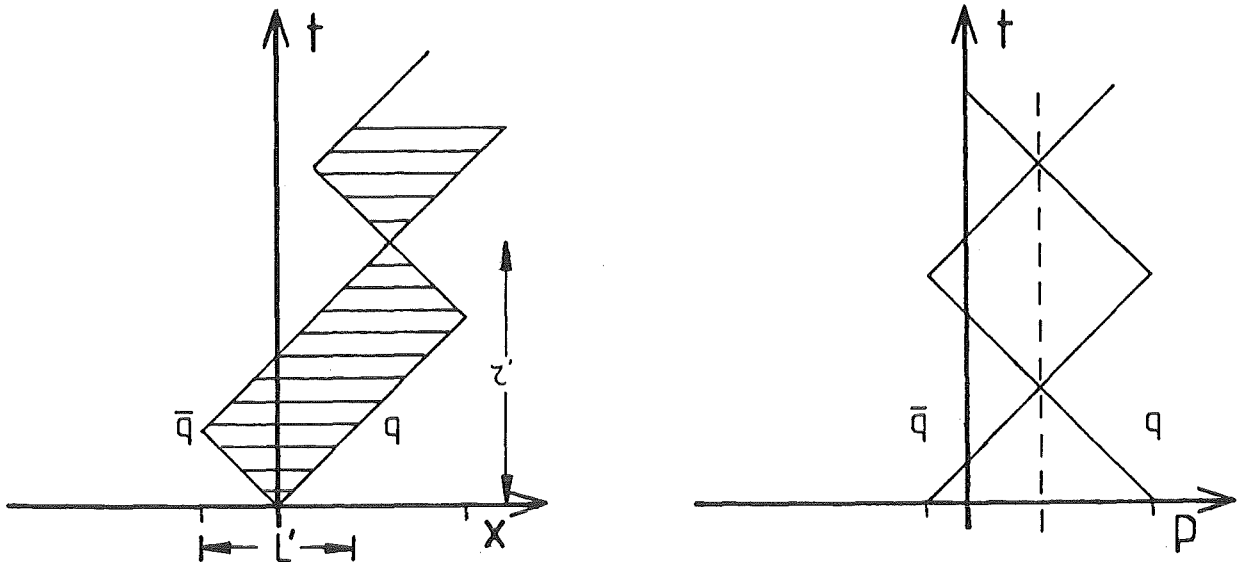


Abb. 4.9 : Geboostetes $q\bar{q}$ -System

Die Größen L und τ werden wie folgt transformiert:

$$(IV.10) \quad L \longrightarrow L' = L \cdot e^{-y}$$
$$\tau \longrightarrow \tau' = \tau \cdot \cosh(y)$$

c) Zerfall des $q\bar{q}$ -Systems in zwei Mesonen

Wenn die beiden Quarks mit genügend hohem Impuls auseinanderfliegen, reicht die Energie im Feld aus um ein weiteres $q\bar{q}$ Paar zu erzeugen. Für masselose Quarks kann ein solches Paar an jeder Stelle im String mit konstanter Wahrscheinlichkeit pro Längeneinheit erzeugt werden. Dabei müssen Energie, Impuls und alle internen Quantenzahlen erhalten bleiben. In Abb. 4.10 ist die Erzeugung eines $q\bar{q}$ Paares im String mit der Bildung von zwei Mesonen dargestellt.

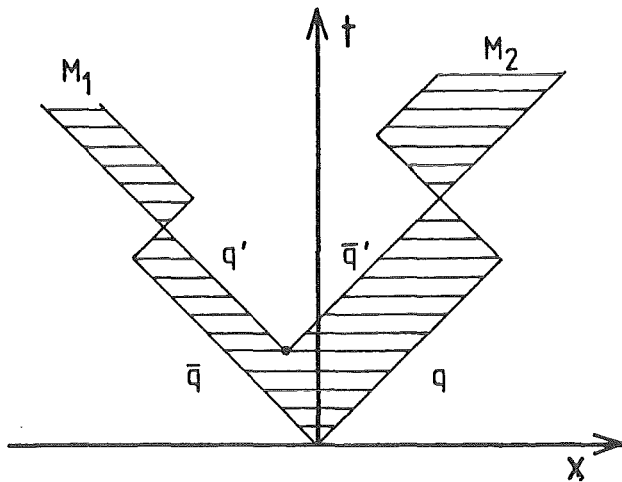


Abb. 4.10 : Bildung von Mesonen durch Aufbrechen des Strings

d) Fragmentation eines $q\bar{q}$ -Systems

Zunächst folgendes Bild:

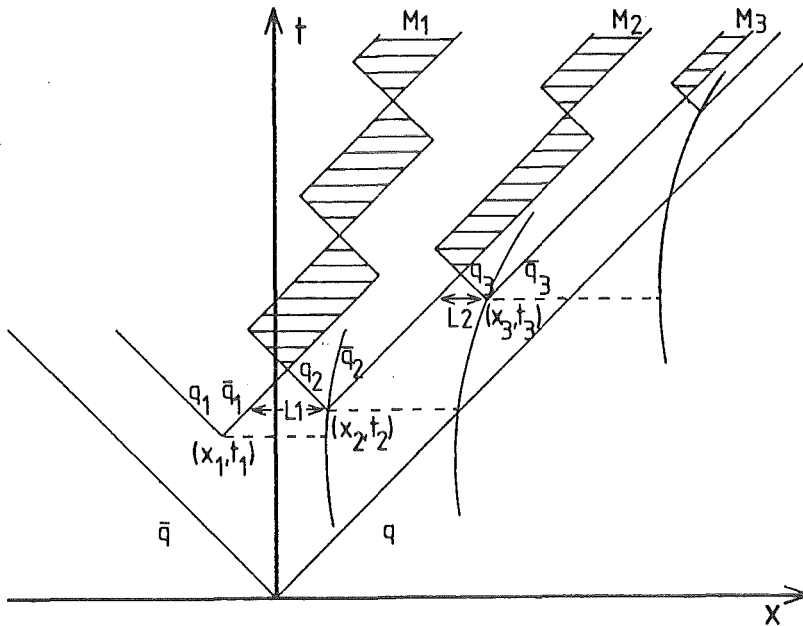


Abb. 4.11 : Fragmentation eines $q\bar{q}$ -Systems im LUND-Modell

Wenn das erste Paar q_1, \bar{q}_1 im Punkt (x_1, t_1) erzeugt wird, ergibt sich aus der Masse der zulässigen Hadronen eine Einschränkung für die folgenden Punkte (x_i, y_i) :

$$\begin{aligned}
 \text{(IV.11) Masse von } M_1 \equiv (\bar{q}_1, q_2) : m_h^2 &= E^2 - p^2 \\
 \text{Impuls: } p &= k(t_2 - t_1) \\
 \text{kin. Energie: } E_{\text{kin}}(\bar{q}_1) &= p(\bar{q}_1) = k(t_2 - t_1) \\
 &= k(x_2 - x_1 - L_1) \\
 \text{pot. Energie: } V &= L_1 \cdot k \\
 \Rightarrow k^2 [(x_2 - x_1)^2 - (t_2 - t_1)^2] &= m_h^2
 \end{aligned}$$

Für eine gegebene Hadronmasse liegen die Punkte an denen ein neues $q\bar{q}$ Paar erzeugt werden kann auf einer Hyperbel (wie eingezeichnet) . Dabei wird vorausgesetzt, daß der Prozess in Abb. 4.12a vernachlässigbar ist gegen den Prozess in Abb. 4.12b; dies bedeutet daß neue $q\bar{q}$ Paare nur in Strings gebildet werden die das ursprüngliche q (oder \bar{q}) enthalten. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die iterative Struktur der Teilchenbildung.

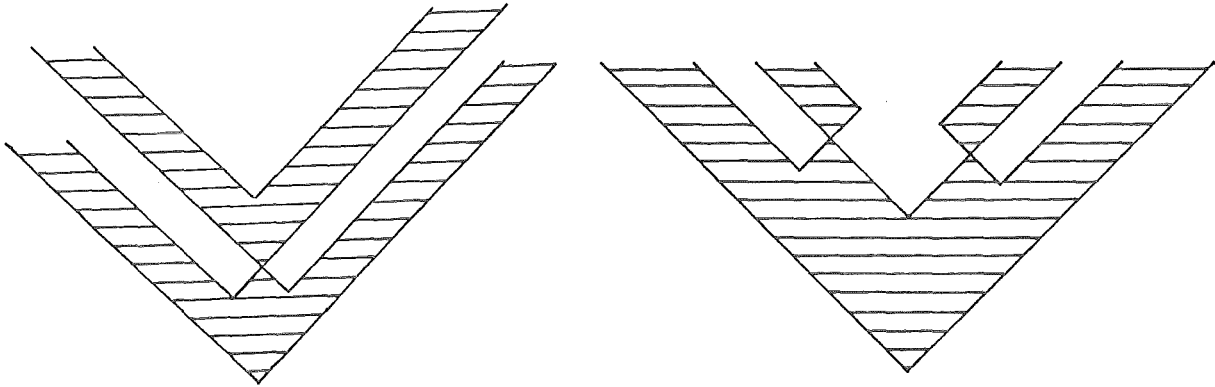


Abb. 4.12 : a) wird vernachlässigt b) dominierender Prozess

Aus Abb. 4.11 kann man ablesen:

$$\begin{aligned}
 \text{(IV.12)} \quad & L_1 > L_2 > L_3 > \dots \\
 & L_0 \cdot e^{-y} > L_0 \cdot e^{-y} > L_0 \cdot e^{-y} > \dots \\
 \implies & y_1 < y_2 < y_3 < \dots
 \end{aligned}$$

für Mesonen gleicher Massen ($L_1=L_0$ im Ruhesystem der Mesonen).

Diese Beziehung gilt nur im Mittel und im Modell sind große Fluktuationen aufgrund von verschiedenen Teilchenmassen, sich kreuzenden Mesonen etc zugelassen. Unter dieser Einschränkung bedeutet die obige Beziehung, daß das Teilchen mit dem kleinsten Impuls zuerst gebildet wird, das mit dem größten Impuls zuletzt. Diese Aussage ist lorentzinvariant: in jedem System wird das (in diesem System) am wenigsten energiereiche Meson zuerst gebildet. Im Ruhesystem des $q\bar{q}$ erhält man eine Struktur die von innen nach außen geht (die Mesonen die die primären Quarks enthalten, werden zuletzt gebildet. Man transformiert deshalb in ein System in dem eines der q, \bar{q}

langsam ist; dann wird das Meson das dieses Quark enthält zuerst gebildet und man hat eine ähnlich rekursive Struktur wie bei der Feynman-Field Kaskade. In Abb. 4.11 würde dies bedeuten, daß \bar{q} langsam ist und mit q_1 das erste Meson bildet.

Baryonen werden wie in Abb. 4.13 angedeutet durch Diquark Erzeugung gebildet.

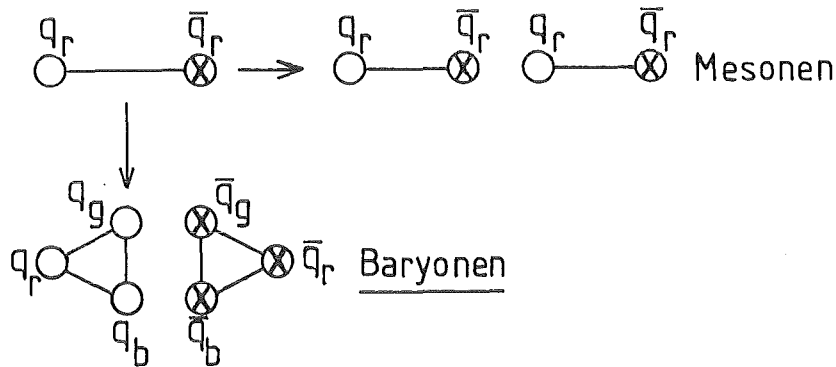


Abb. 4.13 : Baryonerzeugung im String-Modell(die Striche sind Strings)

Berücksichtigt man die Masse der Quarks und sieht man einen Transversalimpuls vor, dann kann ein (q_i, \bar{q}_i) Paar nicht mehr an einem Punkt erzeugt werden. Die Quarks müssen soweit voneinander entfernt sein, daß die Feldenergie zwischen ihnen in eine transversale Masse m_t verwandelt werden kann. Behandelt man dies als Tunneleffekt wo die q_i, \bar{q}_i an einem Punkt erzeugt werden und bis zur gewünschten Distanz tunneln ergibt sich in natürlicher Weise ein Gaußspektrum für die p_T^2 Verteilung:

$$(IV.13) \quad P \approx e^{-\frac{\pi}{k} m_t^2} = e^{-\frac{\pi}{k} m_q^2} \cdot e^{-\frac{\pi}{k} p_T^2}$$

Außerdem ergibt sich daraus die Unterdrückung schwerer Quarks aufgrund der angenommenen Quarkmassen; $uu:dd:ss:cc = 3:3:1:10^{-11}$. Indem man nicht die einzelnen Quarks sondern das $q\bar{q}$ Gesamtsystem fragmentiert und an jedem Punkt Energie-Impuls-Erhaltung verlangt ist diese für das Gesamtsystem

automatisch erfüllt. Flavourerhaltung ist gewährleistet weil das erste und das letzte Meson (im geboosteten System) jeweils eines der primären Quarks enthalten.

e) Das Gluon im Lund-Modell

Das Gluon wird im LUND-Modell als transversale Ausbuchtung mit einem bestimmten Impuls und einer bestimmten Energie im $q\bar{q}$ String behandelt. Der String verbindet dabei die beiden Quarks über das Gluon miteinander wie in Abb. 4.14 für verschiedene Zeiten gezeigt wird.

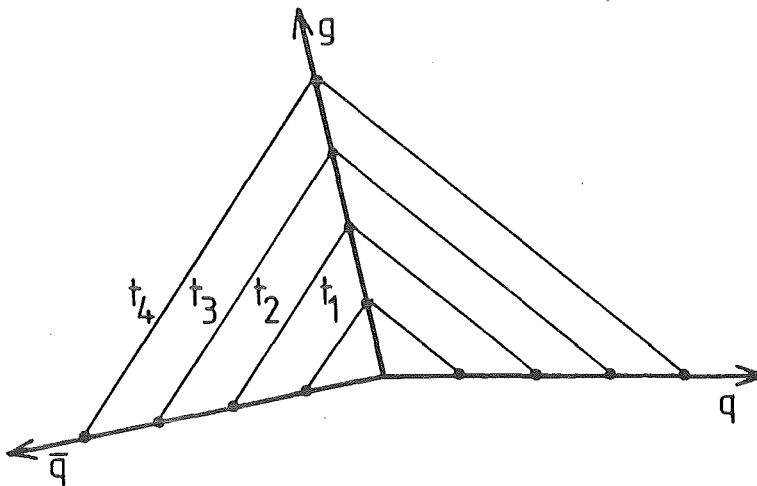


Abb. 4.14 : Das $q\bar{q}g$ System zu verschiedenen Zeiten (räumlich)

Wenn die potentielle Energie im Feld ausreicht werden q_i, \bar{q}_i Paare erzeugt und der String bricht auf. (Abb. 4.15)

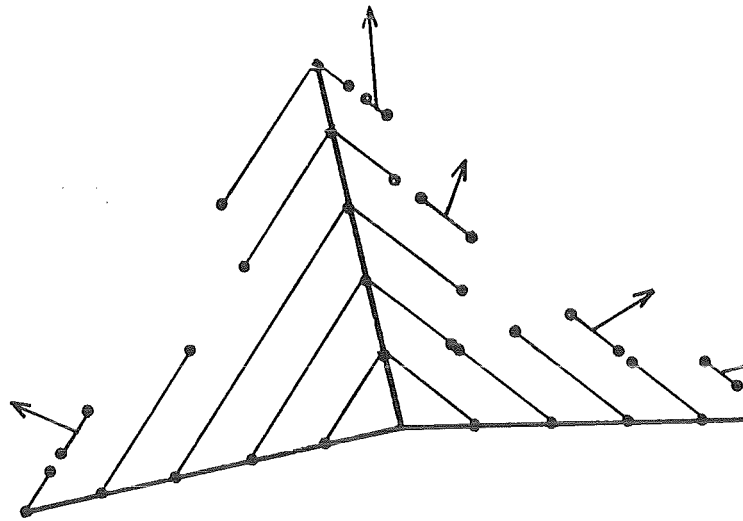


Abb. 4.15 : Fragmentation im $q\bar{q}g$ System

Die eingezeichneten Pfeile deuten die Impulse an. Da die Bildung neuer Paare nur in einem String erfolgt der eines der primären Partonen enthält und da die Teilchen mit dem größten Impuls wieder zuletzt gebildet werden liegen die Impulse dieser Teilchen näher an der ursprünglichen Partonrichtung und zwar für die Quarks nur auf der Gluonseite. Im Mittel liegen die Endpunkte der Impulspfeile auf zwei Hyperbeln die sich jeweils zwischen qg und $\bar{q}g$ erstrecken während zwischen $q\bar{q}$ keine Teilchen liegen. Durch die p_T -Verteilung und die Masse der Hadronen ergibt sich eine Verschmierung. Der fundamentale Unterschied eines fragmentierten $q\bar{q}g$ Systems in den beiden Modellen ist in Abb. 4.16 skizziert:

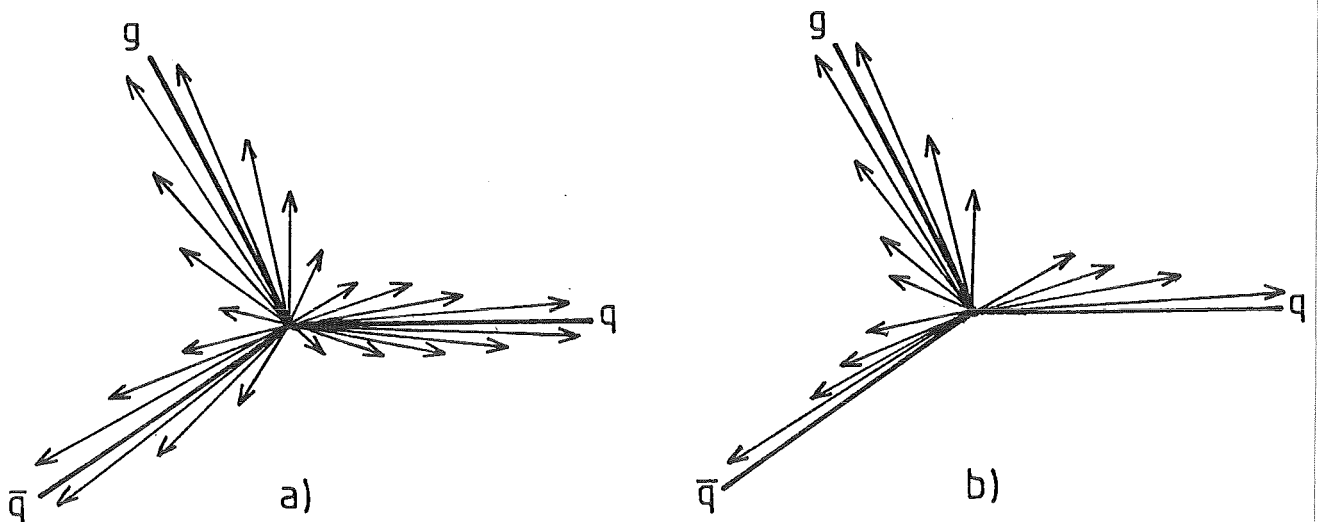


Abb. 4.16 : Unterschied IF/SF Fragmentation

Während bei der unabhängigen Fragmentation die Teilchen symmetrisch um die Partonrichtungen verteilt sind liegen sie beim String Modell nur zwischen dem Gluon und den beiden Quarks. Außerdem ist der Gluonjet breiter weil die Energie des Gluons gleichmässig nach beiden Seiten verteilt wird. Dies entspricht der QCD-Voraussage.

Für die Berechnung boostet man in das System des Gluons und die Fragmentation erfolgt dann vom Gluon aus nach beiden Seiten (zeitlich). Interessant sind noch die Grenzfälle:

- weiche Gluonen: sie werden im String absorbiert und erhöhen dabei das $\langle p_T \rangle$
- kollineare Gluonen: im geboosteten System ist das Gluon durch zwei parallele Strings an das $q\bar{q}$ System gekoppelt und die voneinander unabhängige Fragmentation der Strings führt zu einer weicherer Fragmentation als für einen q-Jet

Da diese Ereignisse wegen der y -Schnitte zu den 2P Ereignissen gezählt werden, erhöhen sie das $\langle p_T \rangle$ solcher Ereignisse und bedingen eine weichere Fragmentationsfunktion. Das Modell, das einen weichen Übergang zwischen den verschiedenen Endzuständen liefert ist infrarot stabil und hat keine kollinearen Divergenzen, im Gegensatz zum IF-Modell wo diese Effekte durch Anpassen der Parameter abgefangen werden müssen. In Tabelle IV.1 ist ein Überblick über die Parameter in den beiden Modellen gegeben.

f) Teilchenzerfälle

Im Modell werden auch die Zerfälle der erzeugten Teilchen durchgeführt; die Einzelheiten sind für die in dieser Arbeit gemachten Analysen nicht wichtig, da keine Teilchenspektren untersucht werden.

Tabelle IV.1 Modellparameter für IF und SF (2^{te} Ordnung)

MODELL PARAMETER	IF	SF
Y	0.03	0.03
u:d:s:c:b	4:1:1:4:1	4:1:1:4:1
uu:dd:ss	3:3:1	3:3:1
Λ	80MeV	750MeV
σ_q	265MeV	310MeV
$r=P/(P+V)$	0.5	0.5
$f(z)=(1-z)^a/z \cdot e^{-bm^2/z}$	$a = 2.6$, $b = 1.0$	$a = 2.2$, $b = 1.2$
$f_g(z)$	nach ALI oder HOYER	wie f(z)
Energie-Impuls-Erhalt.	nach ALI oder HOYER	automatisch

3) DETEKTORSIMULATION

Durch die Detektorsimulation sollen die multihadronischen Ereignisse die vom Lund 5.1 in Form von Vierervektoren geliefert werden in eine den Daten vergleichbare Form gebracht werden. Dazu muß man den Einfluß des Detektors (Material, Akzeptanz, Effizienz etc) simulieren. In Abb. 4.17 ist ein Überblick über die Detektorsimulation dargestellt.

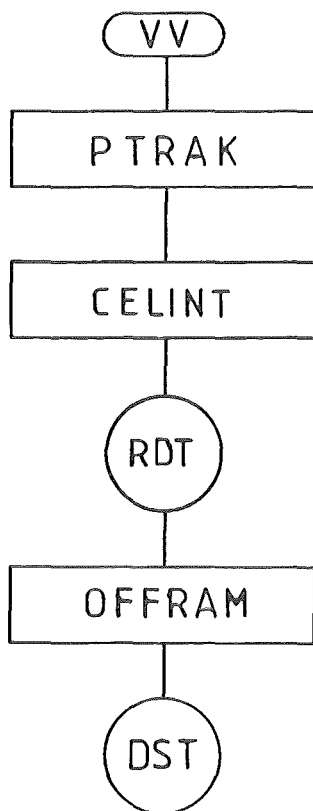


Abb. 4.17 : Detektorsimulation

VV

Dies sind die Vierervektoren aus dem Vierervektorgenerator.

PTRAK

Hier werden die physikalischen Spuren durch das Detektormaterial verfolgt, wobei auch Wechselwirkungen wie zum Beispiel Bremsstrahlung und Paarbildung simuliert werden. Im Argonmaterial werden außerdem elektromagnetische und hadronische Schauer erzeugt; bei Müonen wird entschieden ob sie das Eisenjoch des Magneten passieren und die Müonkammern erreichen.

CELINT

Dieses Programm berücksichtigt den aktuellen Zustand des Detektors, es enthält tote Kanäle, Eichkonstanten und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern. Damit werden die simulierten Ereignisse in das RDT Format gebracht wie es auch die ausgelesenen Daten haben. Um eine effektive Simulation zu erreichen werden außerdem Untergrundereignisse überlagert die aus den Daten gewonnen wurden und die durch Synchrotronstrahlung entstanden sind.

Die MC-RDT's werden anschließend durch das Rekonstruktionsprogramm geschickt und sind nach der Hadronselektion mit den Daten voll kompatibel.

V) AUSWAHL DER DATEN UND DETEKTORSIMULATION

In Kapitel I wurde beschrieben wie die getriggerten Daten von der PDP1 gelesen und nach einer formalen Kontrolle der Datenstruktur von der PDP2 zur IBM übertragen werden. Diese sogenannten "Rohdaten" (Abk:RDT) enthalten die Information über ein Ereignis noch in Form der ausgelesenen Kanäle mit Kanalnummern und Kanalinhalt. Um das Ereignis auswerten zu können müssen aus diesen Informationen physikalische Spuren mit zugehörigem Impuls in den Spurdetektoren und physikalische Schauer mit zugehöriger Energie in den Schauerdetektoren rekonstruiert werden. Wegen des Auftretens von Untergrundsignalen in den Spurkammern und wegen der begrenzten Auflösung naheliegender Spuren ist die Rekonstruktion nur durch aufwendige iterative Verfahren durchzuführen. Dasselbe gilt für die Schauerrekonstruktion die durch elektronisches Rauschen in den Argonkanälen und durch Überlappung von Schauern erschwert wird. Insgesamt benötigt man eine Rechenzeit von 1-2s/Ereignis. Da von den etwa 3000 Ereignissen/Stunde die auf Band geschrieben werden, nur wenige Prozent physikalisch interessante Ereignisse sind, muß die große Datenmenge vor der Rekonstruktion durch Filterprogramme auf ein erträgliches Maß reduziert werden.

Da man immer nur eine bestimmte Reaktion untersuchen will; (in dieser Arbeit sind es multihadronische Ereignisse), benötigt man außerdem Selektionsprogramme die möglichst nur den gewünschten Reaktionstyp auswählen.

Um Vergleiche mit den theoretischen Erwartungen anstellen zu können, also mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen Fragmentationsmodellen, muß man den Einfluß des Detektors aus den Daten herauskorrigieren. Dazu benötigt man eine realistische Simulation des Detektors.

Die beiden Programmketten für Daten und für Monte-Carlo Ereignisse werden in den folgenden zwei Kapiteln beschrieben.

1)Auswahl der Daten

Der Datenfluß von den Rohdaten bis zu den gewünschten multihadronischen Ereignissen ist in Abb. 5.1 skizziert. Die Daten durchlaufen zuerst ein Vorselektionsprogramm das zur schnellen Überprüfung des Detektors dient, anschließend folgt das Filterprogramm für die Datenreduktion. Die Daten die den Filter passiert haben, werden dann durch das Rekonstruktionsprogramm (OFFRAM) aufgearbeitet, und das Selektionsprogramm für Multihadronen (HASEL) wählt daraus die multihadronischen Ereignisse aus. Für weitere Reaktionstypen wie zum Beispiel Bhabbhastrahlung gibt es zusätzliche Selektionsprogramme wie in der Skizze angedeutet. In den nächsten Abschnitten werden die einzelnen Programme erläutert.

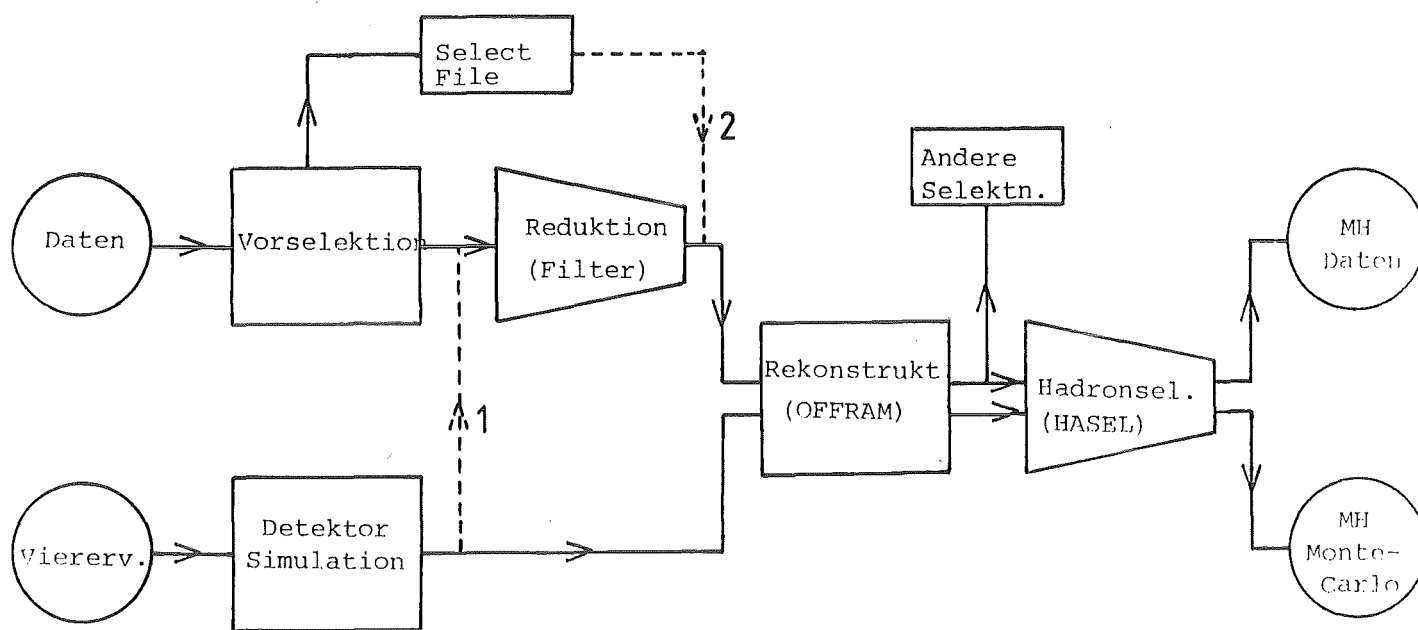


Abb. 5.1 : Auswahl der Daten und Detektorsimulation

1.1)Vorselektion

Auf der PdP1 läuft ein Selektionsprogramm das aufgrund von Informationen

aus dem Trigger, wie Triggermasken und Energiesummen der Argonstacks eine Markierung der relevanten Ereignisse vornimmt. Dies erlaubt während der Datennahme eine Überprüfung des gesamten Detektors sowie speziell des Triggers durch Ansehen der markierten Ereignisse auf einem Graphikschirm. Die PdP2 wählt daraus solche Ereignisse aus die als QED oder als multihadronische Ereignisse in Frage kommen, diese werden dann auf der IBM auf das in Abb. 2.6 angegebene Select-File geschrieben. Durch das Sichten dieser Ereignisse am Graphikschirm wird der sogenannte R-Wert (Verhältnis von hadronischen Wirkungsquerschnitt zu Wirkungsquerschnitt für Muonpaarbildung) bestimmt dessen Anstieg mit der Energie das Auftreten von neuen Quarks anzeigen würde.

1.2) Datenreduktion

Das Filterprogramm für die Datenreduktion dient zur Abtrennung von solchen Untergrundereignissen die durch elektronische Einstreuung und durch Synchrotronstrahlung entstehen.

Elektronische Einstreuung führt im Argonteil in mehreren Modulen zum Ansprechen sehr vieler Kanäle, so daß die Triggersumme dieser Module sehr hoch wird.

Synchrotronstrahlung ist eine Untergrundquelle die stark von den Strahlbedingungen abhängt. Bei genügend hoher γ -Energie können im Innendetektor Anstoßelektronen erzeugt werden die zum Ansprechen der Kammern führen wobei eine große Zahl von Kanälen betroffen sein kann. Dabei können leicht Sektorenkombinationen entstehen die den Trigger auslösen. Trigger 5 ist besonders empfindlich gegen solche Untergrundereignisse.

Um diesen Untergrund abzutrennen wird eine Reihe von Minimalforderungen gestellt, die physikalische Ereignisse erfüllen müssen. Dazu werden die Informationen aus dem Triggerblock benutzt der im RDT-Block enthalten ist. Dies sind insbesondere Triggermasken und Triggersummen der Argonmodule. In Abb. 5.2 ist das Filterprogramm als Flußdiagramm dargestellt. Die Aufteilung in Spurenfilter und Energiefilter berücksichtigt dabei die oben angegebenen Arten von Untergrund.

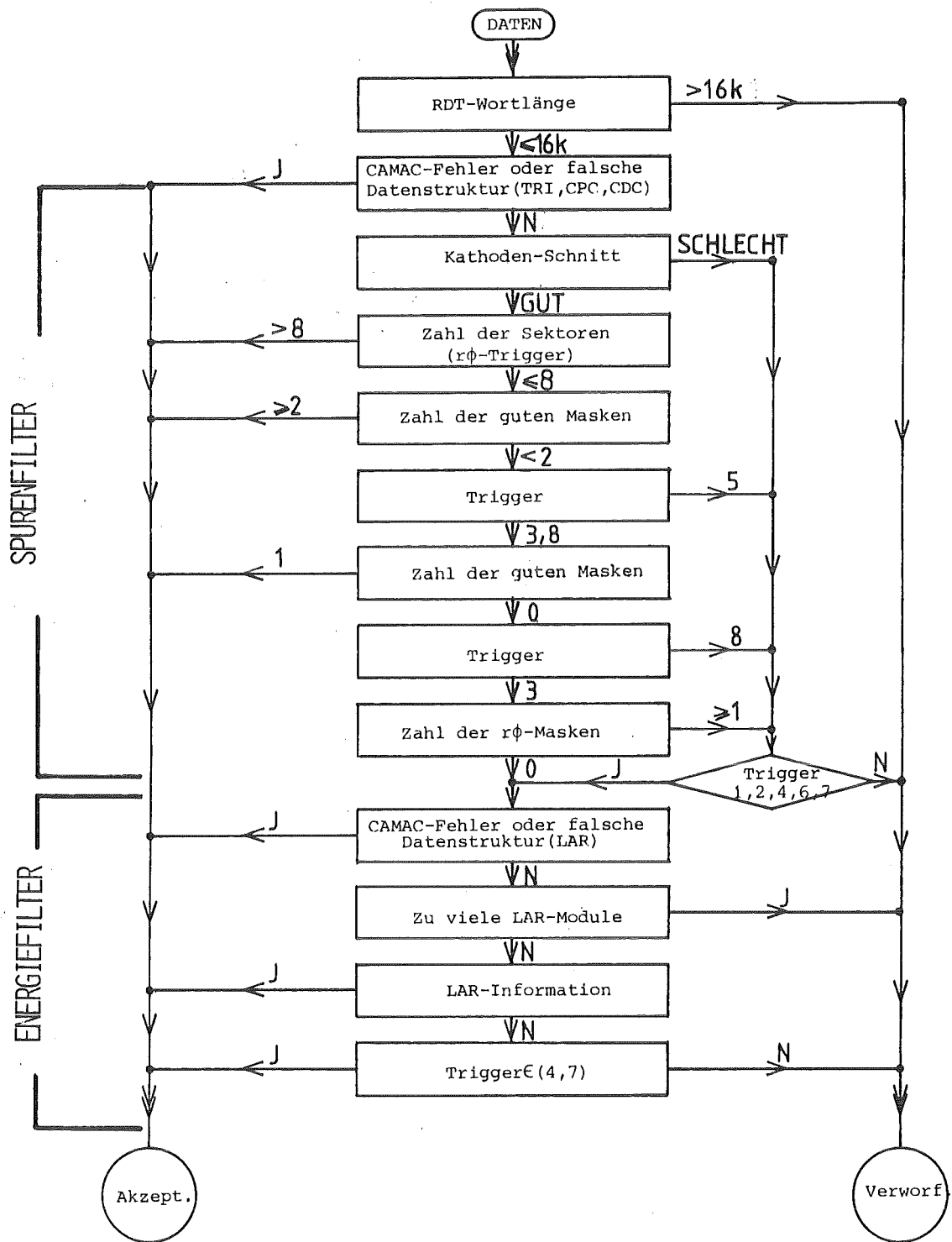


Abb. 5.2 : Das CELLO-Filterprogramm

Der Spurenfilter verwendet die Angaben aus dem geladenen Trigger und wird auf Ereignisse mit Trigger 3, 5 oder 8 angewandt. Die angegebenen Schnitte stellen eine Verschärfung der Triggerbedingungen dar, besonders in zwei Punkten:

- Kathodenschnitt: die Korrelation zwischen der Zahl der angesprochenen Kanäle in den Proportional- bzw Driftkammern.
- Zahl der guten Masken: es werden nur Sektorenkombinationen zugelassen, die einer harten Spur entsprechen.

Man erkennt im Flußdiagramm, daß nur solche Ereignisse verworfen werden die keinen der anderen Trigger (1,2,4,6,7) aufweisen und zwar sind das im wesentlichen Untergrundereignisse die keine gute(n) Spur(en) im Innendetektor haben. Trigger 3 Ereignisse müssen aufgrund der Triggerdefinition keine Spur enthalten, sie werden deshalb nur in dem Fall verworfen wenn durch die Abfrage nach der Zahl der $R\phi$ -Masken klar ist, daß sie mit CCT1 (s. II.2) getriggert worden sind und trotzdem keine gute Spur aufweisen. Alle anderen Ereignisse sofern sie nicht schon akzeptiert worden sind gehen dann an den Energiefilter weiter, in den auch die Ereignisse einfließen die nicht Trigger 3, 5 oder 8 haben.

Der Energiefilter verwendet die Triggersummen aus dem LAR-Trigger die mittels Eichkonstanten in Energiesummen umgerechnet werden. Eine solche Energiesumme kann auch negativ sein, nämlich dann wenn in dem betreffenden Modul die LAR-Signale zeitlich nicht im richtigen Abstand zum Moment der Kollision der Teilchenbündel liegen. Dies passiert zum Beispiel bei kosmischer Höhenstrahlung die ja nicht mit den Teilchenbündeln korreliert ist.

Der Schnitt "Zu viele LAR-Module" soll die oben erwähnten LAR-Untergrundereignisse abtrennen. Im Detail sieht er so aus:

$$\#(E^{ZA} < -400) + \#(E^{EC} < -1200) \geq 3$$

.and. $\#(E^{ZA} \geq 800) + \#(E^{EC} \geq 1200) \geq 3$

.or. $\#(E^{ZA} < -400) + \#(E^{EC} < -1200)$
 $+ \#(E^{ZA} \geq 800) + \#(E^{EC} \geq 1200) \geq 10$

.or. $E^{EC} > \text{Strahlenergie für beide Module auf einer Seite}$
.and..not. $E^{ZA} > \text{Strahlenergie}/2$ für 2 gegenüberliegende
Module (relativ zum Wechselwirkungspunkt)
(E in MeV, ZA=zylindrischer LAR-Modul, EC=Endkappenmodul)

Der Schnitt "LAR-Information" akzeptiert dann Ereignisse die in mindestens zwei Modulen eine genügend hohe Energie haben:

$$\#(E^{ZA} \geq 800) \geq 2$$

.or. $\#(E^{ZA} \geq 800) \geq 1$.and. $\#(E^{ZA} \geq 400) \geq 2$

.or. $\#(E^{ZA} \geq 800) \geq 1$.and. $\#(E^{EC} \geq 1200) \geq 1$

.or. $\#(E^{ZA} \geq 400) \geq 2$.and. $\#(E^{EC} \geq 1200) \geq 1$

.or. $\#(E^{EC} \geq 1200) \geq 1$.and. $\#(E^{EC} \geq 1200) \geq 1$

Trigger 4 oder 7 Ereignisse die diesen Schnitt nicht erfüllen werden nicht verworfen, weil die FW-Bedingungen (s. II.2) im Filter nicht überprüft werden. Insgesamt erreicht man mit diesem Filter eine Reduktion der Datenmenge um einen Faktor 10, wobei die Verluste an den uns interessierenden multihadronischen Ereignissen weniger als 2% betragen.

1.3) Datenrekonstruktion

Das Programm für die Datenrekonstruktion (OFFRAM) das auf die reduzierte Datenmenge angewandt wird, dient dazu die Kanalinformationen aus den einzelnen Detektorkomponenten in physikalische Größen umzuwandeln. Das Flußdiagramm in Abb. 5.3 zeigt die einzelnen Programmteile:

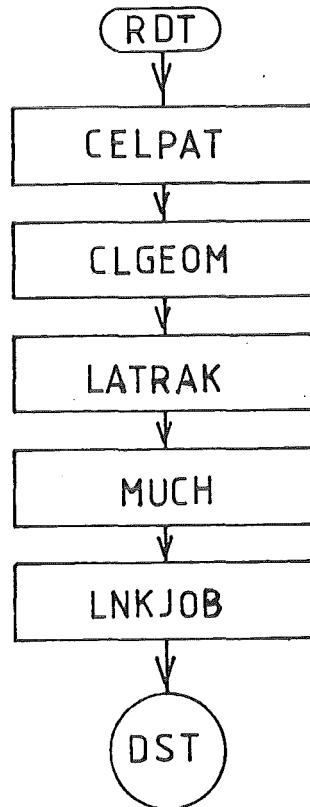


Abb. 5.3 : Datenrekonstruktion(OFFRAM)

RDT

Dies sind die gefilterten Rohdaten

CELPAT

Dieses Programm verwendet die Signale aus den Proportional- und Driftkammern um dreidimensionale Spuren im Innendetektor zu finden. Unter Verwendung von iterativen Verfahren wird dabei versucht eine Helix durch die Kammerpunkte zu legen. Das Programm liefert für jede Spur die verwendeten Kammerpunkte nebst dem zur Spur gehörenden Impuls. Dabei ist

auch die Möglichkeit zugelassen, daß eine Spur nur in der $R\phi$ -Projektion rekonstruiert wird. Für Impulse $> 200\text{MeV}$ werden 95% aller Spuren in $R\phi$ und 85% in beiden Projektionen ($R\phi, R_z$) gefunden. Dieser Wert gilt für unsere 34GeV Daten und wird durch Untergrundsignale in den Kammern stark beeinflußt.

CLGEOM

Dieses Programm versucht die durch CELPAT gefundenen Spuren unter Berücksichtigung des inhomogenen Magnetfeldes mathematisch korrekt zu beschreiben. Zunächst wird dabei versucht den Wechselwirkungspunkt als zusätzlichen Spurpunkt mit einzubeziehen wodurch sich in vielen Fällen eine Verbesserung ergibt. Spuren bei denen die Einbeziehung des Vertex zu einer Verschlechterung der Spurgüte führt werden nicht verändert, da es sich um externe Vertices handeln kann (Teilchenzerfälle).

LATRAK

Aus den Signalen der einzelnen Argonkanäle rekonstruiert dieses Programm elektromagnetische oder hadronische Schauer in den Argonmodulen. Dabei werden auch überlappende Schauer erkannt, die durch dichtliegende Teilchen oder aber durch Pionzerfälle zustandekommen. Das Programm benutzt dabei die Verlängerung der im Innendetektor gefundenen geladenen Spuren um die Schauerachse festzulegen und um überlappende Schauer zu trennen. Bei Schauern die zu keiner Spur gehören (neutrale Teilchen) wird versucht den Wechselwirkungspunkt in die Bestimmung der Schauerachse mit einzubeziehen und nur wenn dies einen zu großen Fehler der Achse liefert, wird diese nur aus den Argonsignalen ermittelt. Für jeden Schauer wird dann mittels Eichkonstanten die Energie ermittelt.

MUCH

Wieder unter Verwendung der Verlängerung der geladenen Spuren wird untersucht ob diese die Muonkammern passiert haben.

LNKJOB

Dieser Programmteil untersucht ob ein LATRAK-Schauer oder ein Signal aus den Muonkammern zu einer geladenen Spur gehört. Damit soll verhindert werden, daß ein solcher LATRAK-Schauer in der Analyse als neutrale Spur gewertet wird.

DST

Dies sind die rekonstruierten Ausgangsdaten (DST= DATA SUMMARY TAPE) Die in den einzelnen Programmteilen gewonnene Information wird mittels BOS (Bank Operating System) in Form von Bänken abgespeichert, wobei auch der RDT-Block als Bank mitabgespeichert wird.

1.4)Datenselektion

Es wird nur das Selektionsprogramm für die in dieser Arbeit untersuchten multihadronischen Ereignisse aus der e^+e^- Annihilation beschrieben (HASEL). Ein Beispiel für ein solches Ereignis ist in Abb. 5.4 angegeben. Die wichtigsten Merkmale sind folgende:

- hohe Multiplizität
- die Ladungssumme aller Spuren ist im Mittel gleich 0
- die Teilchen sind zu Jets kollimiert
- die sichtbare Energie ist bis auf Akzeptanzverluste gleich der Schwerpunktsenergie

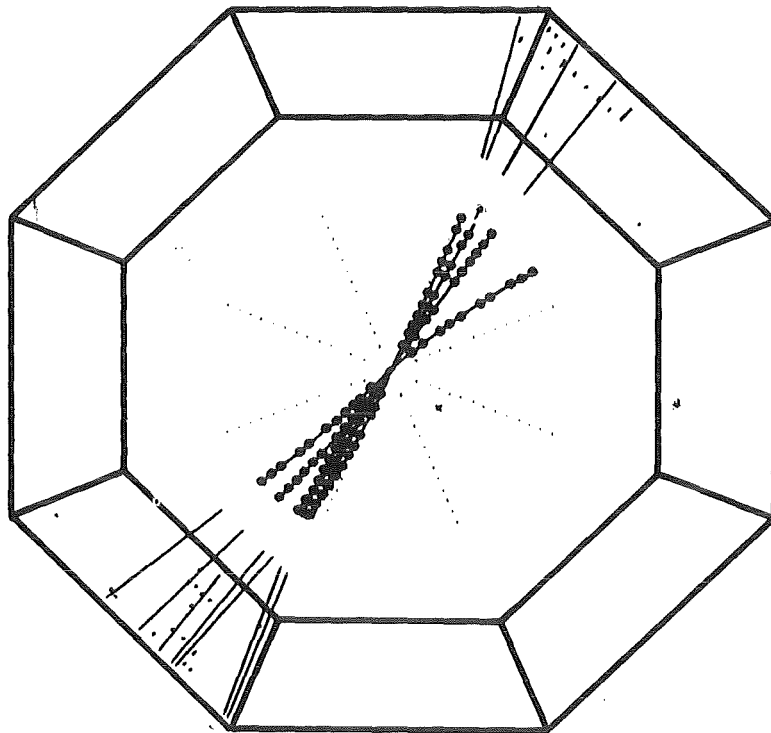


Abb 5.4 : ein 2-Jet Ereignis bei 34GeV

In der Folge wird ein Überblick über diejenigen Reaktionen gegeben , die man abtrennen muß.

a) Untergrundereignisse

Strahl-Gas Wechselwirkungen

Diese Ereignisse kommen durch Stöße der Elektronen bzw Positronen mit den trotz guten Vakuums im Strahlrohr verbleibenden Gasmolekülen zustande. Sie haben folgende Merkmale:

- geringe Multiplizität mit vorwiegend positiv geladenen Teilchen
- der Punkt an dem die Teilchen erzeugt werden ist unabhängig vom Wechselwirkungspunkt
- die Teilchen gehen vorzugsweise in eine bestimmte Raumrichtung
- die sichtbare Energie ist kleiner als die Schwerpunktsenergie

Strahl-Wand Wechselwirkungen

Elektronen oder Positronen die sich nicht auf der Sollbahn befinden können mit der Wand des Strahlrohrs stoßen und führen dann zu Ereignissen mit ähnlichen Merkmalen wie im vorigen Fall.

Synchrotronstrahlung und elektronische Einstreuung

Dies wurde bereits beschrieben (Kapitel 5.1.2)

Kosmische Hohenstrahlung

Wegen der guten Abschirmung durch das Eisenjoch des Magneten können praktisch nur Müonen den Detektor passieren wobei die Spur nicht durch den Wechselwirkungspunkt geht. Kosmische Schauer sind durch Spuren mit sehr hohem Impuls gekennzeichnet, die ebenfalls nicht durch den Wechselwirkungspunkt gehen.

b) Ereignisse der elektromagnetischen Wechselwirkung

Bhabbha-Streuung

Bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$

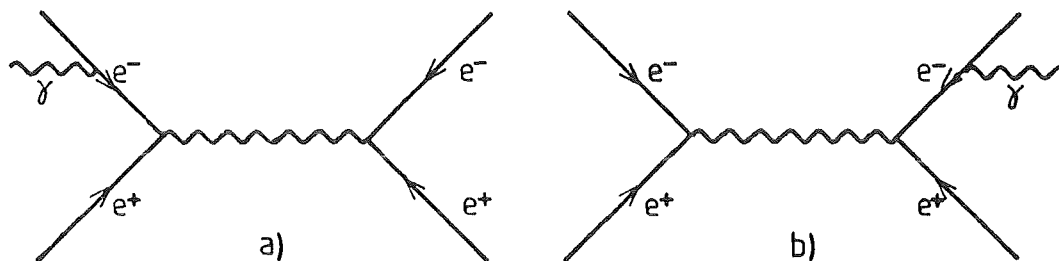


Abb. 5.5 : Bhabbha-Streuung mit Bremsstrahlung

können durch Abstrahlung eines Photons das in ein e^+e^- Paar konvertiert vier Spuren im Innendetektor entstehen.

Leptonpaarerzeugung

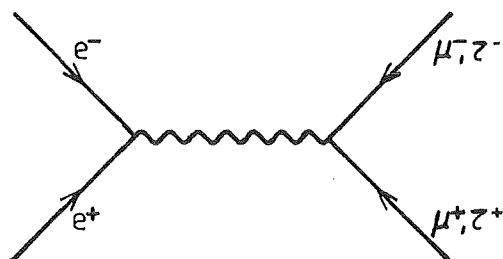


Abb. 5.6 : Leptonpaarerzeugung

Die Abstrahlung eines Photons ist wegen der hohen Masse der Leptonen sehr unwahrscheinlich, so daß im Falle von Müonpaarerzeugung nur zwei Spuren entstehen, während die Taupaarerzeugung mit Zerfällen höherer Multiplizität nur einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt hat.

Photonpaarerzeugung

Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

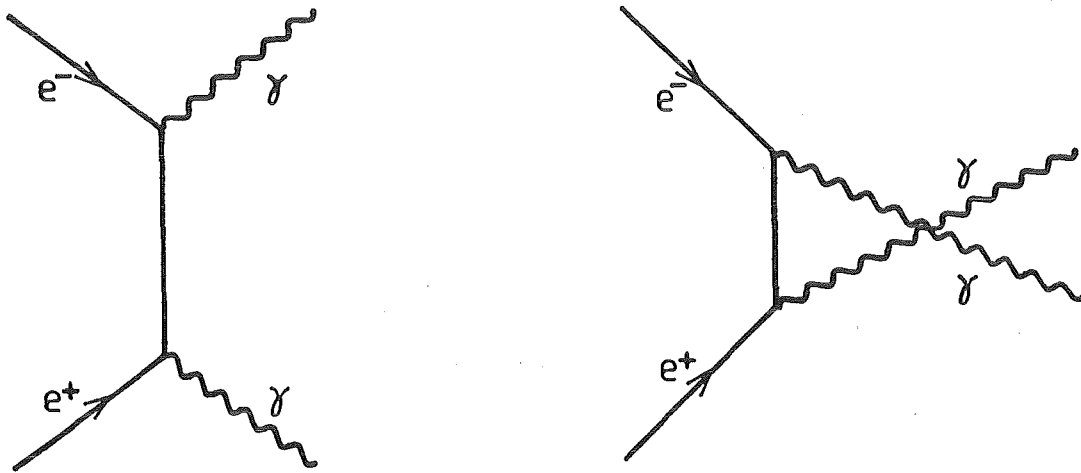


Abb. 5.7 : Photonpaarerzeugung

kann im unwahrscheinlichen Fall, daß beide Photonen in e^+e^- konvertieren zu 4 Spuren führen.

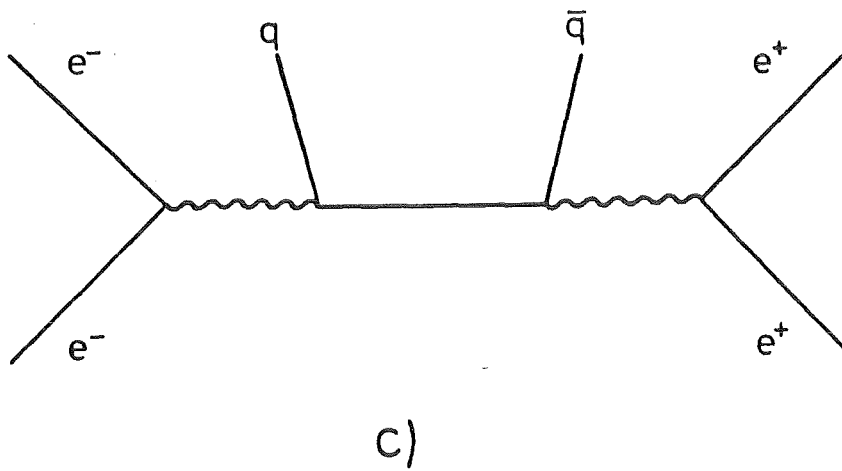
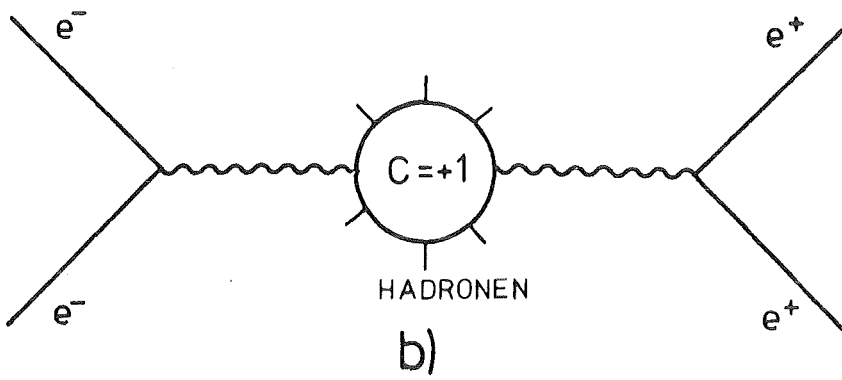
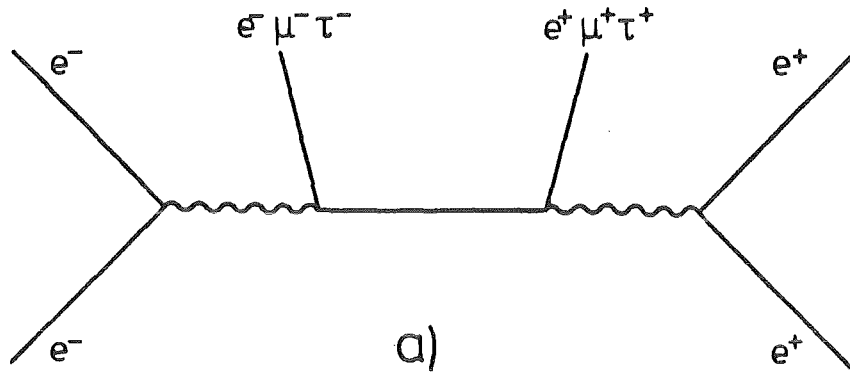


Abb. 5.8 : Photon-Photon Streuung mit verschiedenen Endzuständen

Photon-Photon Wechselwirkung

Die Wechselwirkung von Photonen die von den e^+e^- Teilchen im Anfangszustand abgestrahlt werden führt zu einer Vielzahl von Reaktionen die zum Teil mit multihadronischen Ereignissen verwechselt werden können.

Abb. 5.8 gibt einen Überblick.

Da die Teilchen aus dem Anfangszustand (e^+, e^-) meist in den Vorwärtsbereich gehen gibt es im Fall a) meist nur zwei Spuren.

Im Fall b) ($C=+1$ Resonanzen):

$e^+e^- \text{ ----> } e^+e^-\pi^0$
 $\text{----> } e^+e^-\eta$
 $\text{----> } e^+e^-\eta'$
 $\text{----> } e^+e^-f$
 $\text{----> } e^+e^-\rho\rho$
etc.

entstehen durch Zerfall der Resonanzen höchstens 4 Spuren.

Die Reaktion c) $e^+e^- \text{ ----> } e^+e^-q\bar{q}$ (--> Jets) erreicht die höchste Multiplizität und kann nur dadurch erkannt werden, daß die sichtbare Energie kleiner als die Schwerpunktsenergie ist (e^+e^- in Vorwärtsrichtung)

Das Selektionsprogramm HASEL das in Abb. 5.9 dargestellt ist, enthält zwei Teile:

-Zunächst werden die Spuren ausgewählt die in der folgenden Selektion berücksichtigt werden sollen. Geladene und neutrale Spuren müssen in der Akzeptanz des zylindrischen Argons liegen und müssen einen Impuls $>150\text{MeV}$ haben, da man unter diesen Bedingungen eine gute Rekonstruktion sowohl der geladenen wie der neutralen Spuren erreicht. Für geladene Spuren wird zusätzlich gefordert, daß bei der Rekonstruktion die Rz-Projektion gefunden wurde. Durch den Vertexschnitt der fordert, daß die Spuren nicht zu weit vom Wechselwirkungspunkt liegen werden Untergrundspuren verworfen.

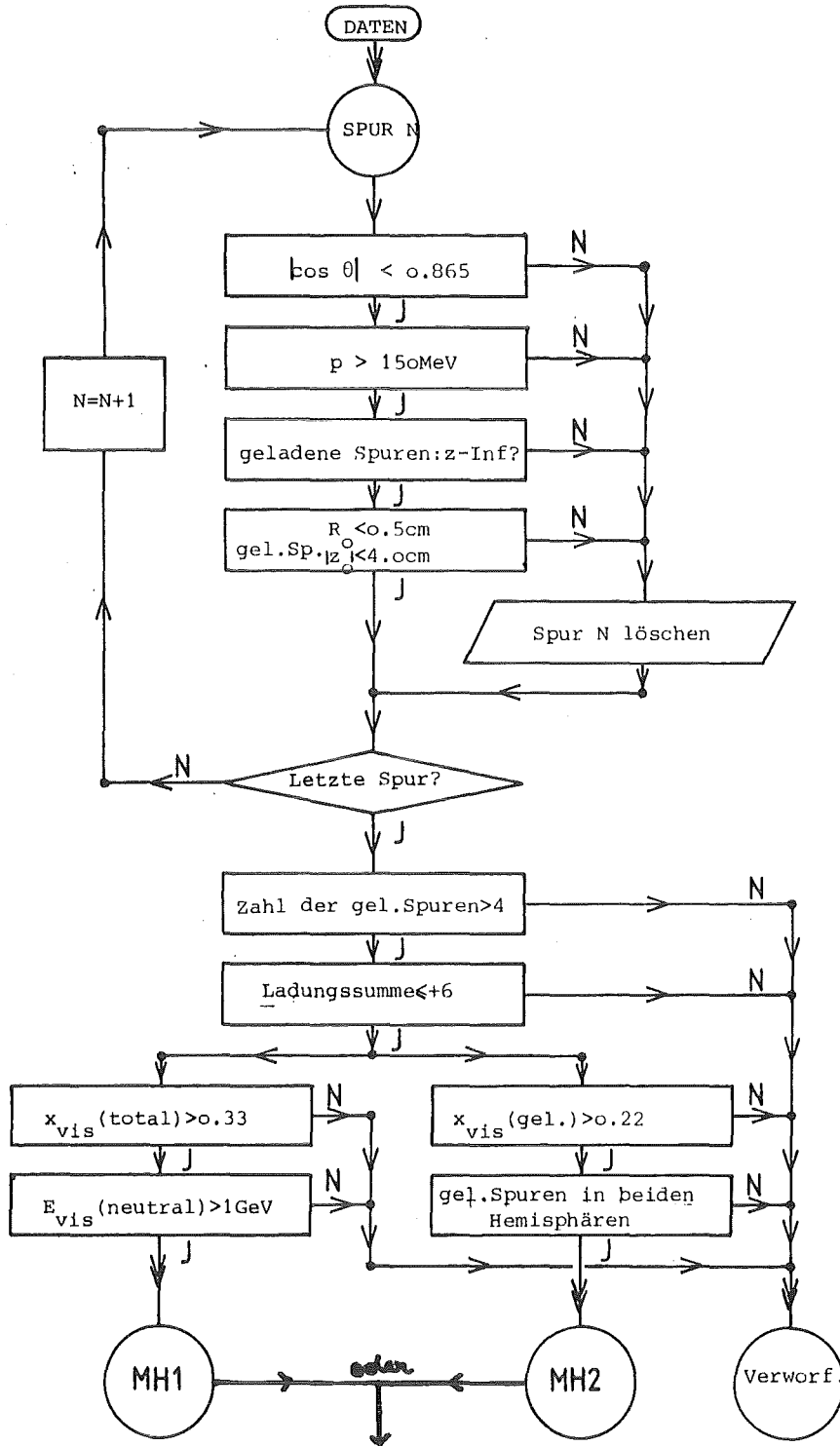


Abb. 5.9 : Das Selektionsprogramm für Multihadronen (HASEL) es werden Ereignisse aus MH1 oder MH2 benutzt

-Durch Vergleich der oben angegebenen Reaktionen und ihrer Merkmale mit den Eigenschaften von multihadronischen Ereignissen ergeben sich die Schnitte für die folgende Selektion. Durch den ersten Schnitt wird der größte Teil der Ereignisse b) eliminiert während der zweite Schnitt sehr wirksam gegen die Untergrundereignisse aus a) ist. Schließlich wird auch noch eine totale sichtbare Energie x_{vis} (=sichtbare Energie/Schwerpunktsenergie) von 0.33 gefordert und eine minimale neutrale Energie von 1GeV. Parallel dazu gibt es zwei Schnitte die nur geladene Spuren fordern. Die Kombination der selektierten Daten in MH1 und MH2 ist dadurch stabil gegen Ausfälle im LAR-Teil und gegen Fluktuationen in der Fragmentation die manchmal zu Ereignissen mit überwiegend geladenen Teilchen führt.

Die Effizienz des Programms für die Kombination "MH1.or.MH2" beträgt 74% wobei die Verluste überwiegend durch den Akzeptanzschnitt bedingt sind. Betrachtet man nur Ereignisse deren "thrust-Achse" in der Akzeptanz liegt, erreicht man eine Effizienz von 97% . Die selektierten Ereignisse enthalten weniger als 1% Untergrund und weniger als 2% Taupaare.

Wir verwenden in den folgenden Analysen Daten die bei den Energien 14, 22, 34 und 44GeV genommen wurden. Diese Daten werden vor der Analyse durch das Selektionsprogramm (Abb. 5.9) geschickt und wir erhalten folgende Statistik:

Energie	14	22	34	44
Ereignisse	1448	1648	2327	630

2) Detektorsimulation

Durch die Detektorsimulation sollen die multihadronischen Ereignisse aus Kapitel IV die in Form von Vierervektoren produziert werden in eine mit den Daten vergleichbare Form gebracht werden. Sie werden anschließend durch das Rekonstruktions und durch das Selektionsprogramm geschickt um auch die Verluste in diesen Programmen zu simulieren. (Abb. 5.1) Wegen des Fehlens von Untergrundereignissen ist es für die meisten Analysen nicht

notwendig den Filter zu benutzen; die zusätzlichen Verluste wären kleiner als 0.1% .

In dieser Arbeit wird das in IV.2.2 beschriebene SF-Modell mit den in Tabelle IV.1 angegebenen Parametern als Standard verwendet. Wenn nicht anders angegeben sind bei Vergleichen mit Modellen immer Ereignisse gemeint die mit dem Lund 5.1 Generator generiert wurden (SF-Parameter) und die volle Simulation passiert haben.

VI)UNTERSUCHUNG VON JET-STRUKTUREN

In der Beschreibung des Monte-Carlo Vierervektorgenerators (Kapitel IV) wurde bereits darauf hingewiesen, daß man bei der Reaktion :

$$(VI.1) \quad e^+e^- \longrightarrow q\bar{q} \longrightarrow \text{Hadronen}$$

zwei Stufen unterscheiden muß:

- Erzeugung der Partonen durch QCD-Störungsrechnung
- Fragmentation der Partonen in Hadronen durch Modelle

Im Experiment werden nur die Hadronen im Endzustand gemessen und wenn dieser Prozess über den Zwischenschritt der Partonerzeugung erfolgt, erwartet man (Kapitel IV), daß sich die Hadronen in Form von Teilchenbündeln (Jets) um die ursprünglichen Partonrichtungen gruppieren; andernfalls würde man eine isotrope Teilchenverteilung erwarten.

Man hat damit die Möglichkeit, durch Untersuchung der Jets die Fragmentation zu studieren, und wenn man aus den Jets die ursprünglichen Partonachsen und die Partonimpulse rekonstruiert, kann man QCD-Effekte untersuchen.

1)DIE JET-GROSSEN SPHERICITY UND THRUST

Wir beschreiben zunächst zwei Größen, die empfindlich sind gegen die räumliche Verteilung der Teilchen in einem Ereignis und die ein quantitatives Maß für eine Abweichung von einer isotropen Verteilung liefern.

a)Sphericity

Die Sphericity S ist folgendermaßen definiert:[21]

$$(VI.2) S = \frac{3}{2} \text{Min} \left\{ \frac{\sum p_{iT}^2}{\sum p_i} \right\} \quad 0 < S < 1$$

Die Transversalimpulse p_{iT} sind dabei bezüglich der Achse (Sphericity-Achse) definiert die den Ausdruck in Klammern minimiert. Die Bedeutung dieser Größe erkennt man besser wenn man vom Impulstensor ausgeht:

$$(VI.3) S_{\alpha\beta} = \frac{\sum p_{i\alpha} p_{i\beta}}{\sum p_i^2}$$

$i = 1, 2, \dots, N$ (Teilchen)
 $\alpha = x, y, z \quad \beta = x', y', z'$

Durch Hauptachsentransformation erhält man die drei Hauptachsen $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$ mit den Eigenwerten Q_1, Q_2, Q_3 die folgendermaßen normiert und geordnet werden:

$$(VI.4) \quad 0 < Q_1 < Q_2 < Q_3 < 1$$

Wenn man den Tensorellipsoid zeichnet: (Abb. 6.1)

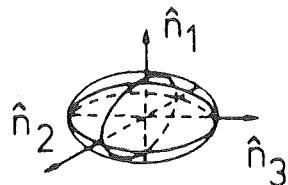


Abb. 6.1 : Tensorellipsoid

haben die Q_i für ein Ereignis folgende Bedeutung:

$$(VI.5) \quad Q_1 = \text{"Höhe"} \quad Q_2 = \text{"Breite"} \quad Q_3 = \text{"Länge"}$$

wobei sich die Bezeichnungen auf die Impulskomponenten bezüglich der jeweiligen Achsen beziehen. Die Achse \hat{n}_3 ist dabei die Achse die die Summe der Transversalimpulse minimiert; sie entspricht damit der Sphericity-Achse und für die Sphericity selbst gilt:

$$(VI.6) \quad S = 3/2 (Q_1+Q_2) = 3/2 (1-Q_3) \quad (0 < S < 1)$$

Für isotrope Ereignisse : $Q_1=Q_2=Q_3 = 1/3$ ist $S=1$ und für 2 Teilchen mit entgegengesetzten Impulsen ist $S=0$. Je mehr also die Teilchenverteilung in einem Ereignis Jet-artig ist und je mehr die Teilchenbündel um die Jet-Achsen kollimiert sind, desto kleiner die Sphericity. Man kann noch eine andere Größe einführen, die Aplanarity A_p :

$$(VI.7) \quad A_p = 3/2 Q_1$$

sie mißt die Abweichung von der planaren Struktur eines Ereignisses und 3-Jet Ereignisse die planar sein müßten, wären durch kleine A_p -Werte gekennzeichnet.

b) Thrust

Eine weitere sehr wichtige Jet-Größe ist der Thrust T : [22]

$$(VI.8) \quad T = \text{Max} \left\{ \frac{\Sigma p_{iL}}{\Sigma p_i} \right\} \quad 0.5 < T < 1$$

Die Thrustachse ist die Achse bezüglich der die Summe der Longitudinalimpulse maximal wird. Für isotrope Ereignisse ist $T=0.5$ und für 2-Jet Ereignisse geht T gegen 1.

Der Grund warum man beide Größen benutzt ist durch Abb. 6.2 einzusehen:



Abb. 6.2 : Fragmentationseinfluß auf Jet-Größen

Während sich die Sphericity die vom Quadrat des Transversalimpulses abhängt durch die Fragmentation (oder durch Teilchenzerfälle) stark ändert ist der Einfluß auf den Thrust der linear vom Longitudinalimpuls abhängt geringer. Dies bedeutet, daß S sehr empfindlich ist gegen Fragmentationseffekte (und QCD) während der Thrust im wesentlichen durch die Partonverteilung (QCD) bestimmt wird. Je nach Analyse ist dabei die eine oder die andere Größe von Vorteil.

2) DAS CLUSTER-PROGRAMM -----

Will man die Partonverteilungen und die Fragmentation der einzelnen Partonen im Detail untersuchen, muß man durch ein geeignetes Verfahren die Jets die aus den Partonen hervorgegangen sind, trennen. Die Verteilung der Teilchen in einem Jet liefert dann Informationen über die Fragmentation, und über die Jet-Achsen und Jet-Energien kann man Rückschlüsse auf die primären Partonen ziehen.

Natürlich wird die Trennung der einzelnen Jets wegen Überlappung und

Akzeptanzverlusten im Detektor nur zum Teil gelingen. Wir haben dazu einen Cluster-Algorithmus benutzt wie er in [5,6] beschrieben wird. In der Folge wird eine kurze Beschreibung des von uns verwendeten Algorithmus gegeben.

Um einen Startpunkt für den Algorithmus zu finden, benutzen wir die Annahmen aus den Fragmentationsmodellen (Kapitel IV.2.2d), daß im Mittel die energiereichsten Hadronen in Richtung der ursprünglichen Partonen gehen. Wir sehen zunächst jedes Teilchen I als Jet an und berechnen für alle anderen Teilchen K die Wahrscheinlichkeit $P(K,I)$, daß sie zu diesem Jet gehören. P ist dabei um so größer je größer der Longitudinalimpuls und je kleiner der Transversalimpuls von Teilchen K bezüglich der Jet-Achse ist.

Für zwei neutrale Teilchen I,K ist P nur dann von 0 verschieden wenn die invariante Masse größer ist als die Pionmasse; damit werden Pionzerfälle in zwei Photonen berücksichtigt. Für ein neutrales und ein geladenes Teilchen wird überprüft, ob die neutrale Spur im Argon nicht eine Verlängerung der geladenen Spur aus dem Innendetektor darstellt.

Für ein gegebenes Teilchen I stellt die Summe der $P(K,I)$ aller K, die mit dem Impuls von I gewichtet wird, die Wahrscheinlichkeit dar, daß dieses Teilchen den Anfang eines Jets bildet (PIJ). Das Teilchen mit dem größten PIJ bildet den Anfang des ersten Jets und es werden zunächst alle Teilchen die innerhalb eines gewissen Winkels ($\approx 25^\circ$) liegen zu diesem Jet hinzugenommen. Dabei wird für jedes neue Teilchen die Jet-Achse neu bestimmt.

Danach sucht man unter den restlichen Teilchen dasjenige mit der größten Wahrscheinlichkeit einen neuen Jet zu bilden, nimmt wieder alle Teilchen innerhalb eines Winkels etc. Der Algorithmus wird abgebrochen wenn die vorgegebene Zahl von Jets gefunden wurde oder wenn die Wahrscheinlichkeit für einen neuen Jet einen bestimmten Wert unterschreitet. Am Ende werden die restlichen Teilchen nach ihrer Wahrscheinlichkeit zu den einzelnen Jets zu gehören verteilt, wobei diese Wahrscheinlichkeit nicht zu klein sein darf. Die Wahl der Schnitte die man verwendet richtet sich nach den Forderungen der jeweiligen Analyse aber es gibt im wesentlichen zwei konträre Optimierungen:

-möglichst alle Ereignisse einer bestimmten Klasse (=Zahl der Jets) zu finden, wobei der Untergrund aus den niedrigeren Klassen zunimmt und die Übereinstimmung der Jets mit den Partonen schlechter wird.

-einen Teil der Ereignisse einer Klasse mit möglichst guter Übereinstimmung mit den Partonen und mit möglichst wenig Untergrund aus anderen Klassen zu finden.

Neben der Rekonstruktion der Jet-Achsen und Jet-Energien ist also die Hauptaufgabe des Cluster-Algorithmus die Einteilung der Ereignisse in Klassen bezüglich der Anzahl der Jets.

3)ANALYSE

3.1)Schnitte

In der Analyse werden für die einzelnen Spuren die schon im HASEL-Programm verwendeten Schnitte durchgeführt (Kapitel V.1.4):

- geladene und neutrale Spuren müssen folgende Kriterien erfüllen:

$$\begin{aligned} \text{(VI.9) Energie} &> 200\text{MeV} \\ \cos\theta &< 0.865 \quad (\text{Akzeptanzschnitte}) \end{aligned}$$

- geladene Spuren müssen zusätzlich erfüllen:

$$\begin{aligned} \text{(VI.10) } R_o &< 0.5\text{cm} \\ z_o &< 4.0\text{cm} \end{aligned}$$

Ferner gibt es für das gesamte Ereignis noch einen Schnitt auf die sichtbare Energie:

$$(VI.11) \quad E_{\text{vis}}/\text{ECMS (gelad.)} > 0.333$$
$$E_{\text{vis}}/\text{ECMS (total)} > 0.5$$

Die Schnitte gelten in der angegebenen Form für 34GeV und sind für die anderen Energien etwas verschieden, weil die Rekonstruktion von Spuren und Schauern von den Untergrundbedingungen und vom Detektorzustand abhängt. Diese Schnitte werden standardmässig auch für alle folgenden Analysen angewandt.

3.2) Hinweise auf die Jet-Struktur multihadronischer Ereignisse

a) Sphericity und Thrust

In Kapitel VI.1 wurde die Bedeutung der Größen Sphericity und Thrust diskutiert, mit denen man die Verteilung der Teilchen in einem Ereignis charakterisieren kann. Besonders interessant ist dabei, daß die Jet-Struktur mit steigender Energie immer besser ausgeprägt ist weil die Teilchenbündel immer stärker kollimiert werden. Wenn man die Annahme aus den Fragmentationsmodellen übernimmt, daß das $\langle p_T \rangle$ energieunabhängig ist und wenn man folgende Näherung für S und T verwendet: [23]

$$(VI.12) \quad S = 3/2 \langle \delta^2 \rangle$$
$$T = \sqrt{1 - \langle \delta \rangle^2}$$

mit $\delta = \text{halber Jet-Öffnungswinkel}$

kann man die Abschätzung machen:

$$(VI.13) \quad \langle \delta \rangle \approx \frac{p_T}{p_L} \approx \frac{p_T \cdot \langle n \rangle}{W} \sim \frac{1}{W}$$

W=Schwerpunktenergie

$\langle n \rangle = \text{mittlere Multiplizität} = a + b \cdot \ln W^2 + c \cdot (\ln W^2)^2$

Eine genauere Rechnung im Rahmen des Feynman-Field Fragmentationsmodells liefert:

$$(VI.14) \langle \delta \rangle \sim 1/\sqrt{W} \quad [23]$$

Damit ergibt sich für die Energieabhängigkeit von S und T:

$$(VI.15) \begin{aligned} \langle S \rangle &\approx a \cdot W^{-1} \\ \langle T \rangle &\approx \sqrt{1 - b \cdot W^{-1}} \end{aligned}$$

Wir wollen diese Voraussagen direkt an den unkorrigierten Daten überprüfen um die Jet-Struktur unabhängig von Korrekturen durch Monte-Carlo zu demonstrieren. In den Abb. 6.3a-d sind die Sphericity-Verteilungen der Daten bei den Energien 14,22,34 und 44 GeV angegeben. Man erkennt deutlich, daß sich die Verteilungen mit zunehmender Energie zu immer kleineren Sphericity Werten hin verschieben: die Jet-Struktur wird immer ausgeprägter. Ein ähnliches Verhalten erkennt man in den Thrust-Verteilungen der Daten in Abb. 6.4a-d : der mittlere Thrust steigt mit der Energie an. Um das in (VI.15) vorausgesagte Energieverhalten zu überprüfen wurden die $\langle S \rangle$ und $\langle T \rangle$ aus den Verteilungen ermittelt und gegen die Energie aufgetragen. Durch Versuche wurde ermittelt, daß folgende von Gleichung IV.15 abweichende Ansätze am besten paßen:

$$(VI.16) \begin{aligned} \langle S \rangle &= a/\sqrt{W} \\ \langle T \rangle &= \sqrt{1 - a'/\sqrt{W}} \end{aligned}$$

Das Resultat lautet:

$$a = 0.78 \pm 0.02$$

$$a' = 1.02 \pm 0.07$$

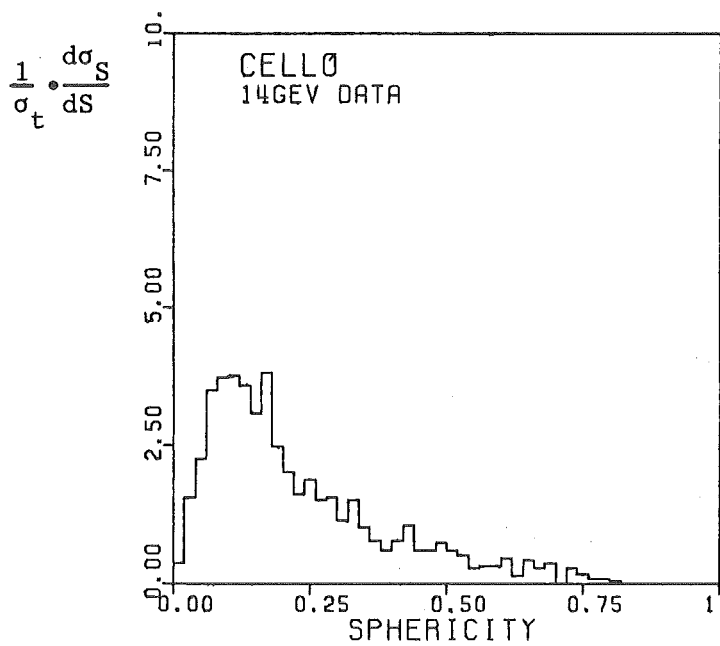


Abb. 6.3a : Sphericity-Verteilung bei 14GeV

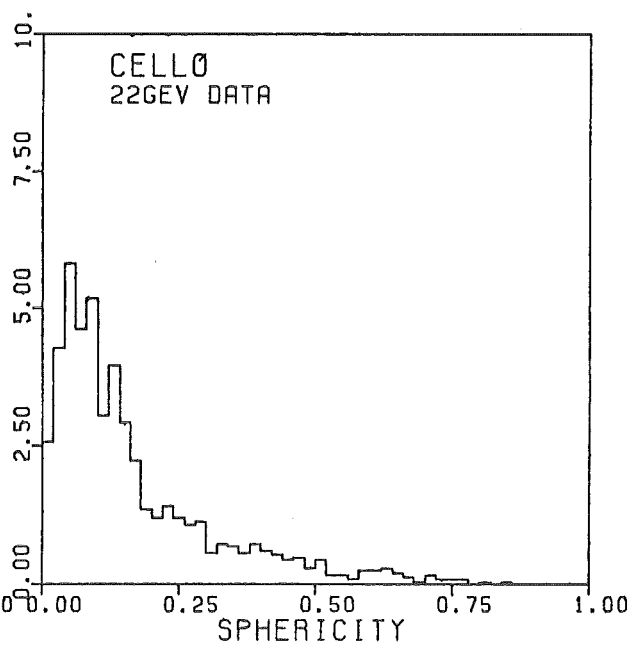


Abb. 6.3b : Sphericity-Verteilung bei 22GeV

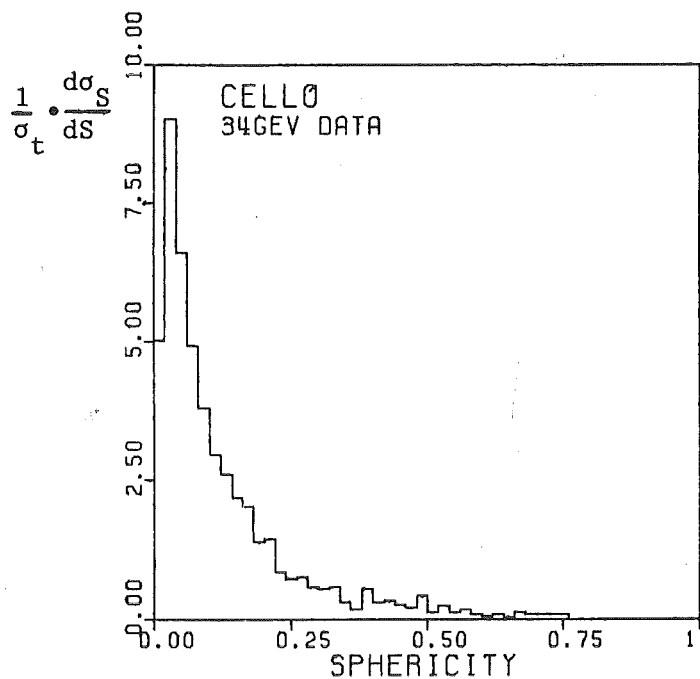


Abb. 6.3c : Sphericity-Verteilung bei 34GeV

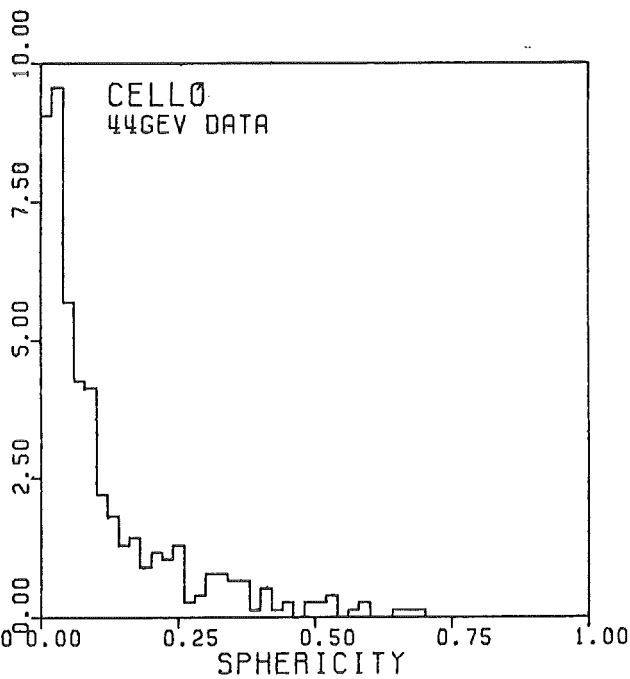


Abb. 6.3d : Sphericity-Verteilung bei 44GeV

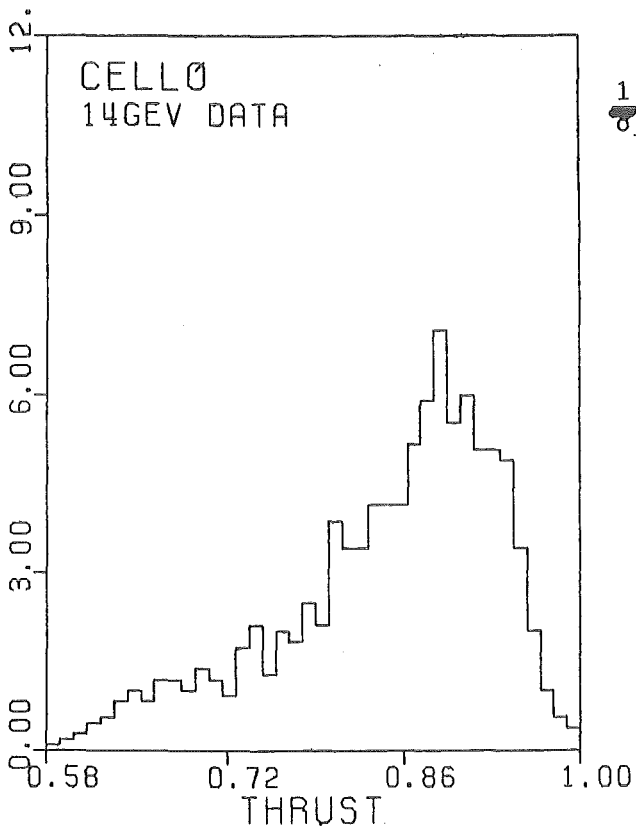


Abb. 6.4a : Thrust-Verteilung bei 14GeV

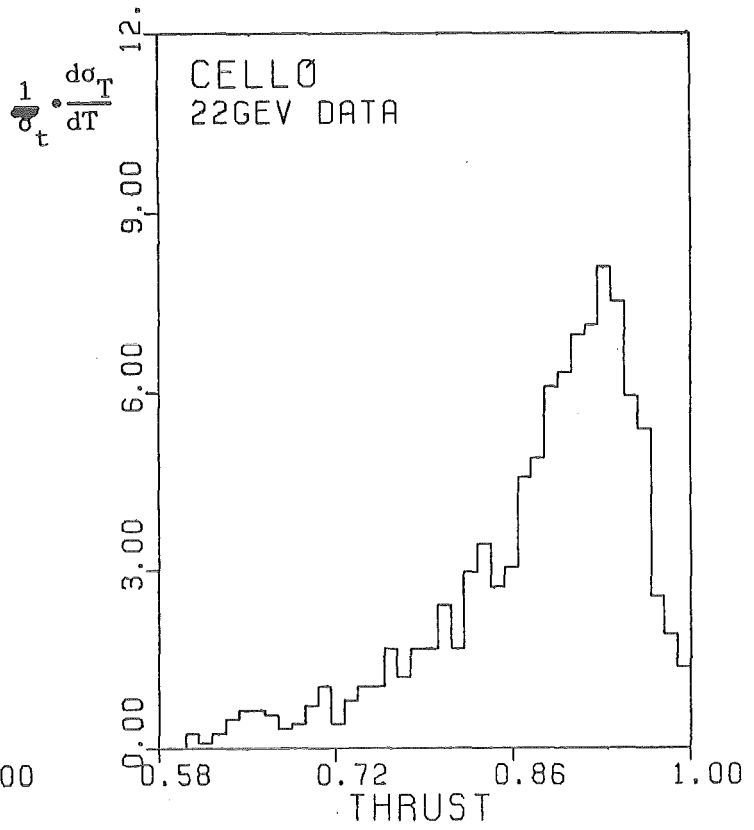


Abb. 6.4b : Thrust-Verteilung bei 22GeV

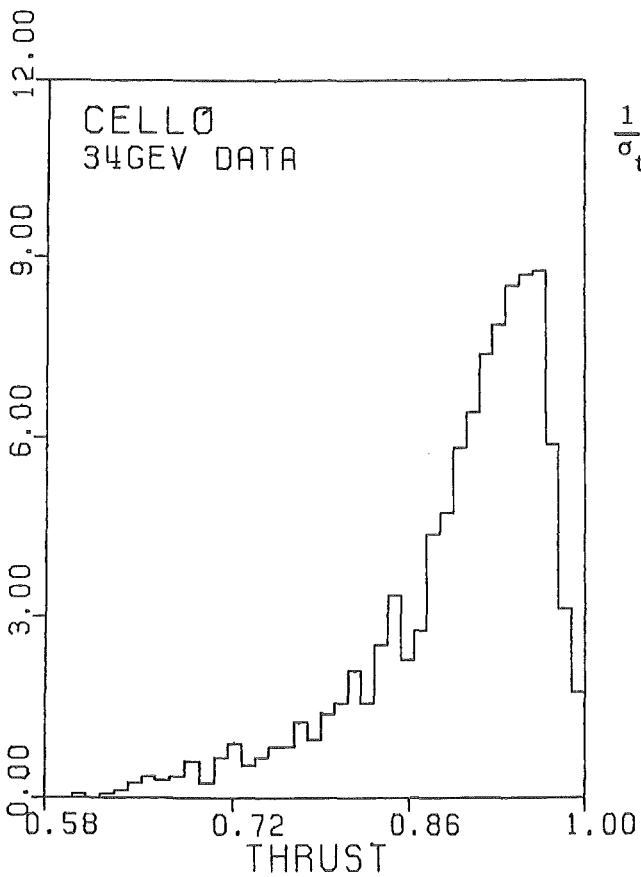


Abb. 6.4c : Thrust-Verteilung bei 34GeV

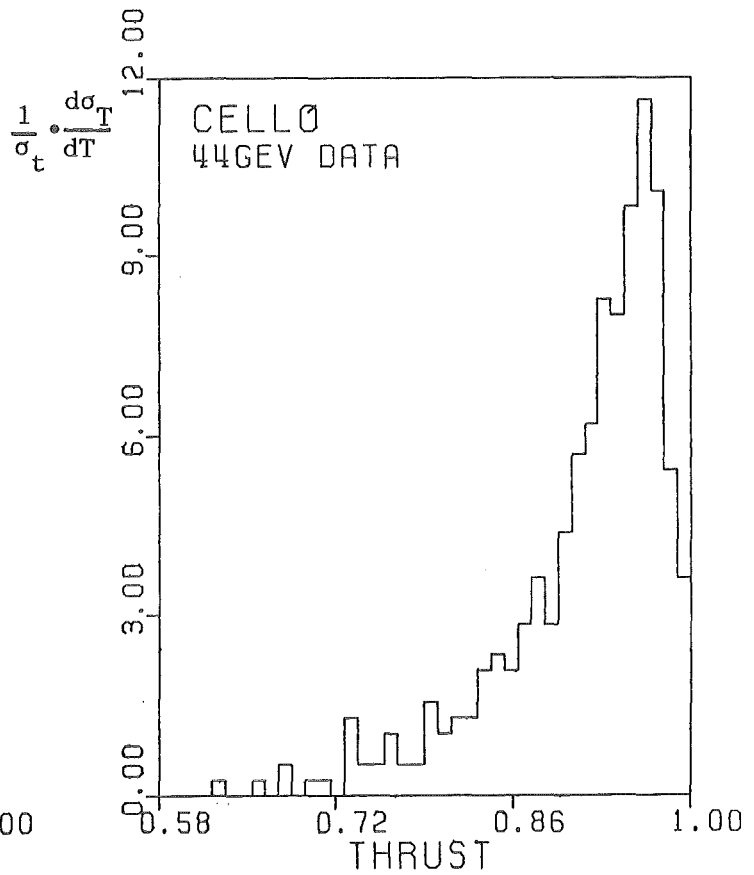


Abb. 6.4d : Thrust-Verteilung bei 44GeV

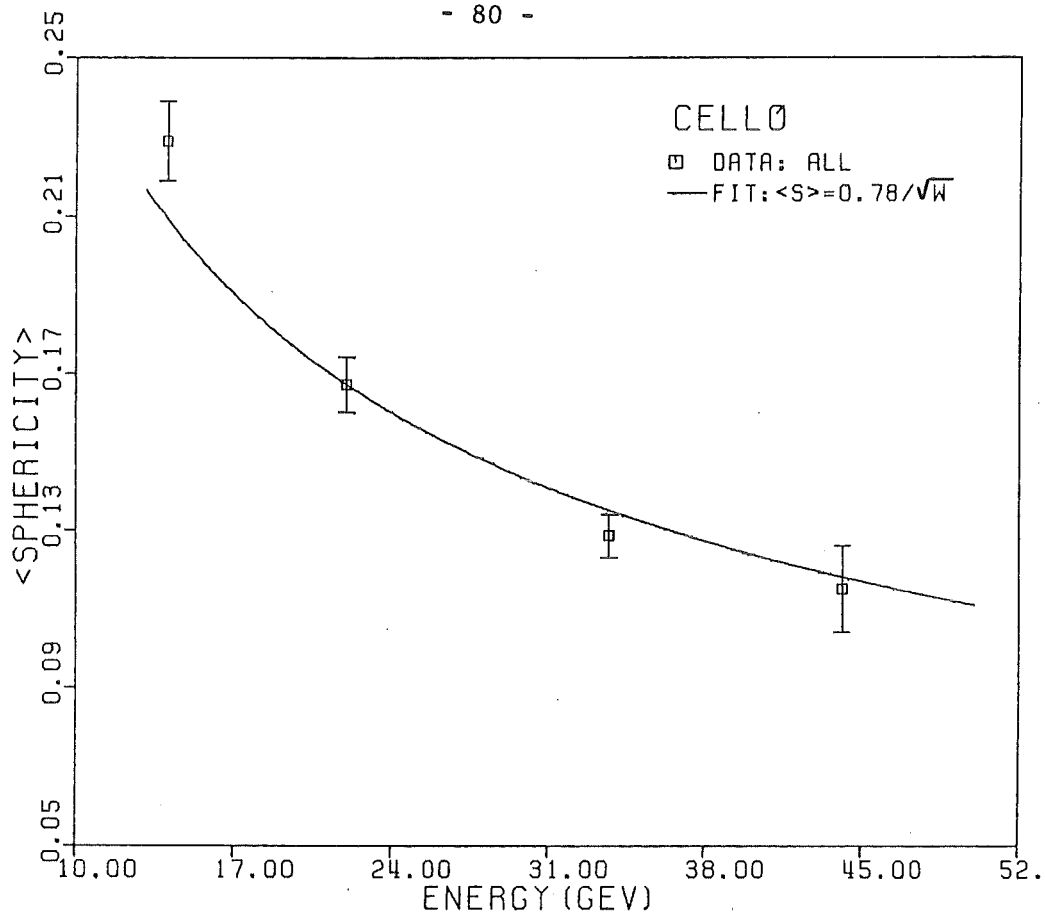


Abb. 6.5 : Energieabhängigkeit der Sphericity

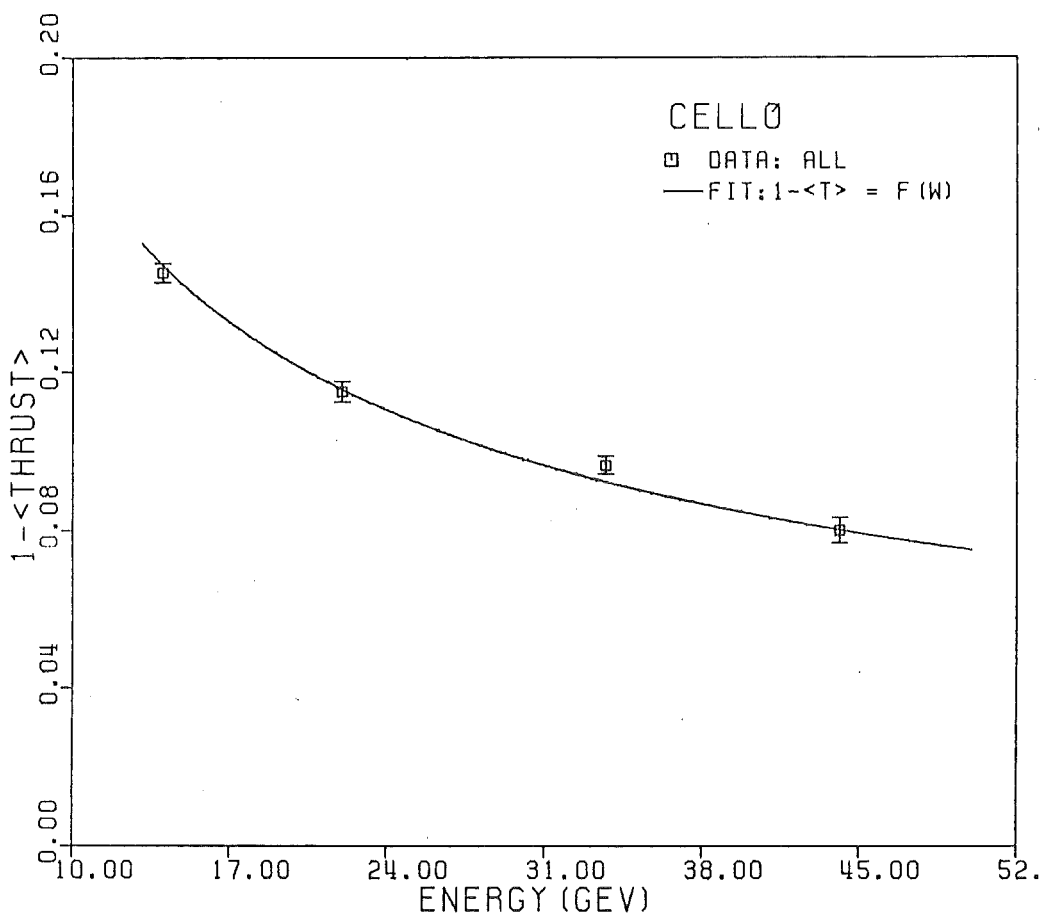


Abb. 6.6 : Energieabhängigkeit des Thrusts

$$F(W) = 1 - \sqrt{1 - 1.02/\sqrt{W}}$$

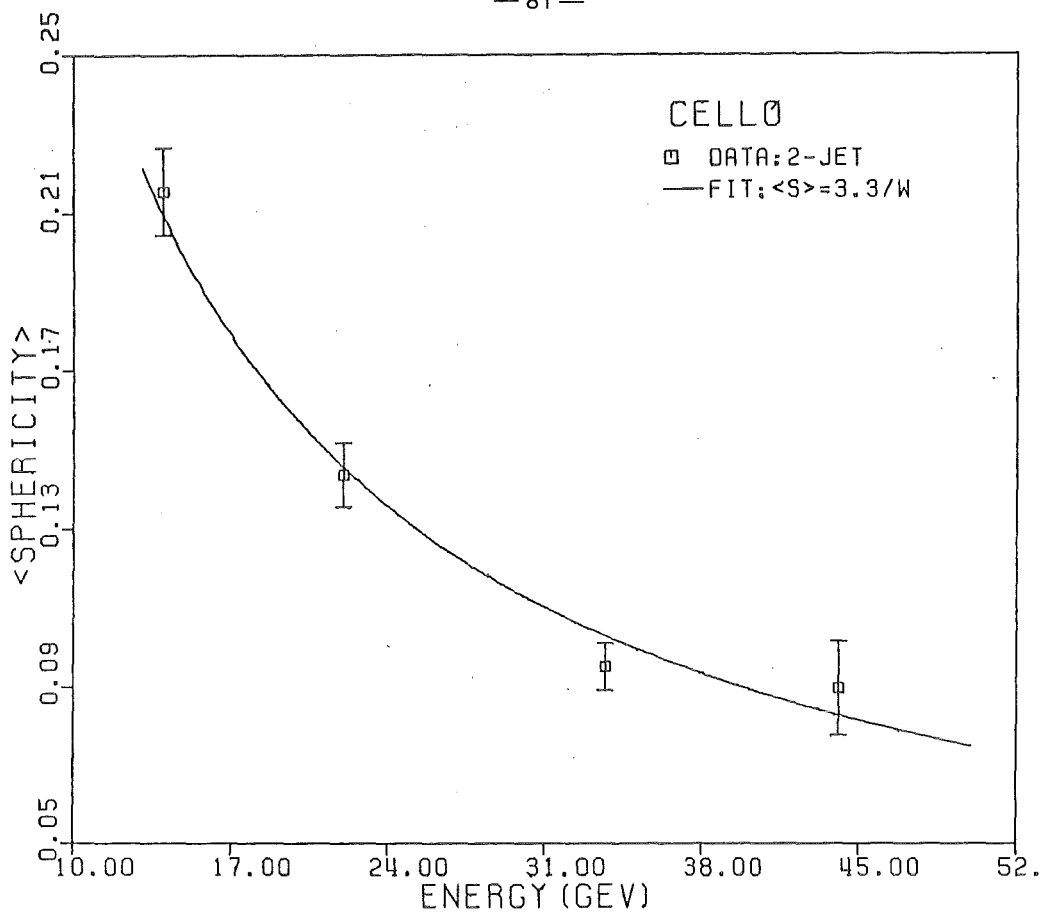


Abb. 6.7 : Energieabhängigkeit der Sphericity für 2-Jet Ereignisse

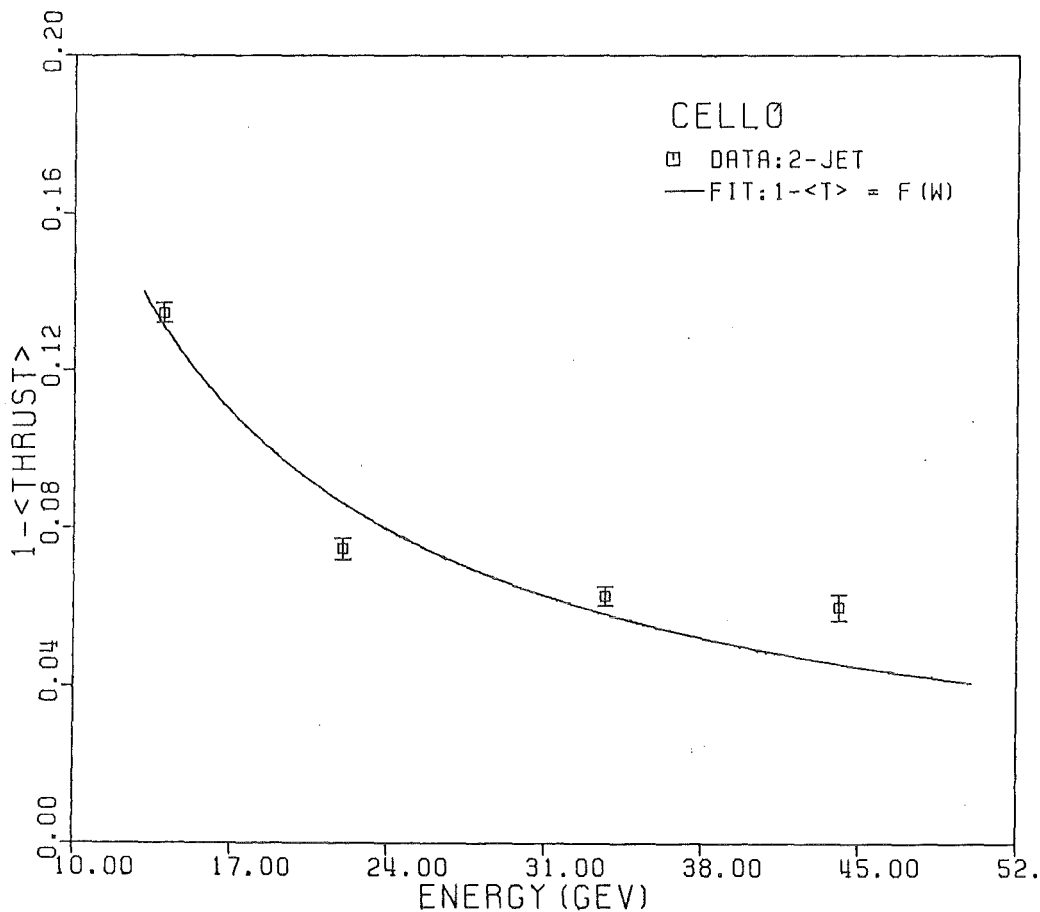


Abb. 6.8 : Energieabhängigkeit des Thrusts für 2-Jets $F(W)=1-\sqrt{1-2.5/W}$

In den Abb. 6.5 und Abb. 6.6 sind die Größen $\langle S \rangle$ und $1-\langle T \rangle$ aus den Daten mit den Anpassungen aus (VI.16) eingetragen. Man erkennt eine ziemlich gute Übereinstimmung; allerdings ist der Abfall mit der Energie schwächer als nach (VI.15) erwartet ($1/\sqrt{W}$ statt $1/W$). Hier zeigt sich der Einfluß der QCD : wenn ein Quark ein Gluon abstrahlt entstehen durch Fragmentation zwei Jets die durch einen bestimmten Winkel getrennt sind. Diese beiden Jets sind natürlich einzeln breiter als ein Quark-Jet weil die Energie nun auf zwei Partonen verteilt wird (δ ist für kleinere Energien größer); und ergeben wegen des Winkels durch den sie getrennt sind eine zusätzliche Verbreiterung in p_T (Abb. 6.7) :

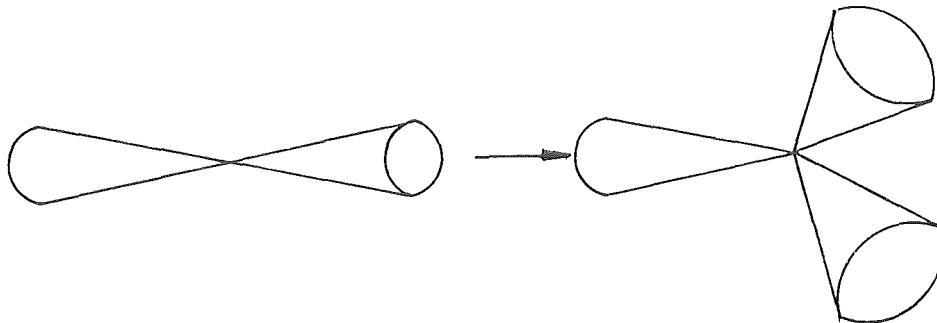


Abb. 6.7 : QCD-Einfluß auf JETS

Bei einer bestimmten Energie ist also ein 3-Jet Ereignis in Bezug auf die Sphericity- bzw Thrust-Achse breiter als ein 2-Jet Ereignis. Der schwächere Abfall von $\langle S \rangle$ und $1-\langle T \rangle$ mit der Energie ist bedingt durch das Auftreten von 3-Jet Ereignissen. Man kann dies dadurch zeigen, daß man den Clusteralgorithmus dazu benutzt die 2-Jet Ereignisse aus den Daten zu selektieren um den QCD-Einfluß zu verringern. Für diese Ereignisse haben wir die Anpassung wiederholt und zwar mit folgenden Ansätzen:

$$(VI.17) \quad \langle S \rangle = a/W$$

$$\langle T \rangle = \sqrt{1 - a'/W^{b'}}$$

Resultat: $a = 3.26 \pm 0.08$ $a' = 2.5 \pm 0.4$ $b' = 0.88 \pm 0.06$

In Abb. 6.8 und Abb. 6.9 werden die Daten mit diesen Anpassungen verglichen. Während man für $\langle S \rangle$ eine gute Übereinstimmung bekommt, funktioniert der Ansatz für $\langle T \rangle$ offensichtlich nicht : bei höheren Energien ist der

Abfall der Daten viel zu schwach. Dies liegt am Einfluß der Strahlungskorrekturen: ein abgestrahltes Photon führt zu einem Boost des Ereignisses und deshalb wird der $\langle T \rangle$ bei hohen Energien beschränkt; auch bei $\langle S \rangle$ ist dieser Effekt -wenn man genau hinsieht- vorhanden, er wird sich bei höheren Energien noch stärker bemerkbar machen. In Kapitel VII werden wir Jet-Größen untersuchen bei denen wir den Einfluß der Strahlungskorrekturen berücksichtigen.

b)Sphericity,Aplanarity

Wir verwenden die Größen S und Ap (Kapitel VI.1) und die Hilfsgröße Y:

$$\begin{aligned} \text{(VI.18) } S &= 3/2 \cdot (Q_1 + Q_2) \\ A_p &= 3/2 \cdot Q_1 \\ Y &= \sqrt{3/2} \cdot (Q_2 - Q_1) \end{aligned}$$

Trägt man für jedes Ereignis das Wertepaar (S,Y) als Punkt in einem Diagramm ein, so liegen alle diese Punkte in dem in Abb. 6.10 gezeigten Dreieck [24], dessen Form sich aus den Definitionen (VI.18) und den Bedingungen (VI.4) für die Q_i ergibt. Ferner kann man zeigen, daß die Aplanarity dann wie im Bild angegeben verläuft.

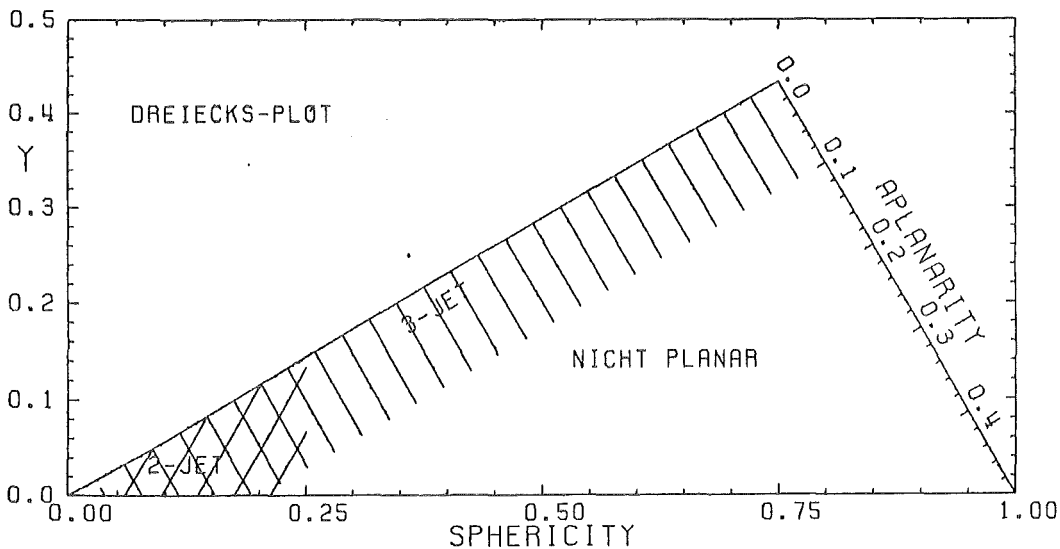


Abb. 6.10 : Dreiecksplot mit den verschiedenen Bereichen

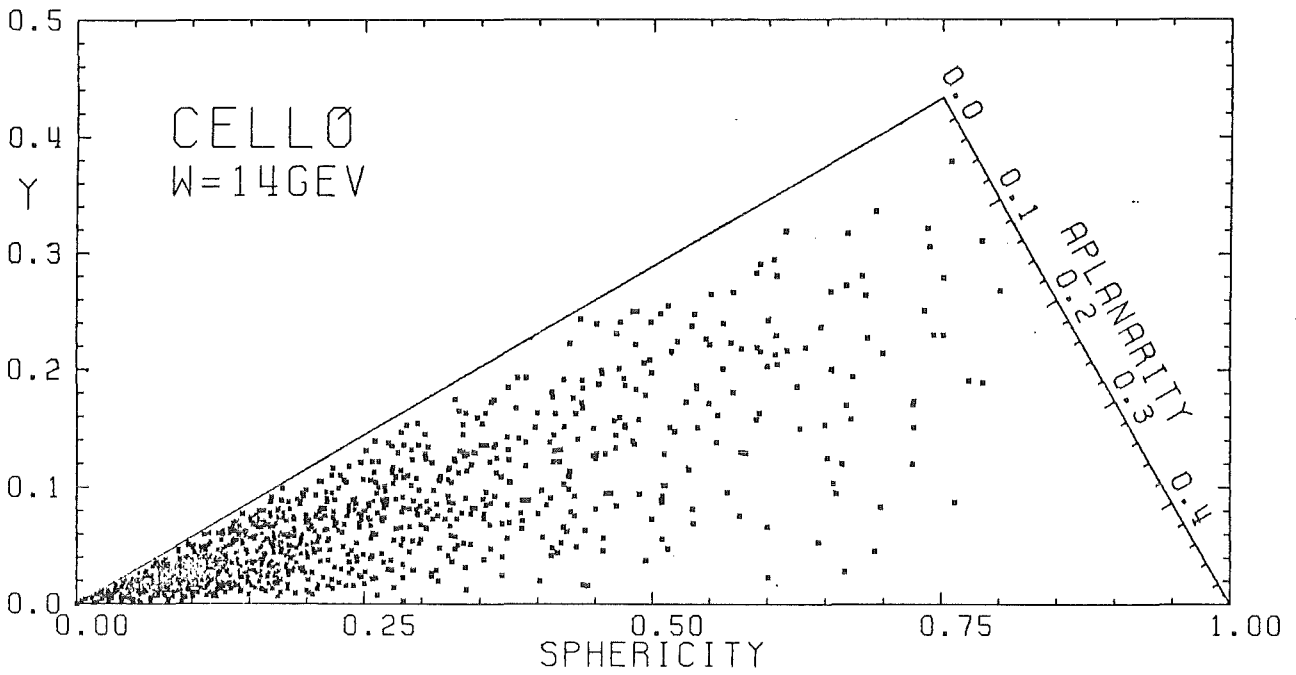


Abb. 6.11a : Dreiecksplot für 14GeV Daten

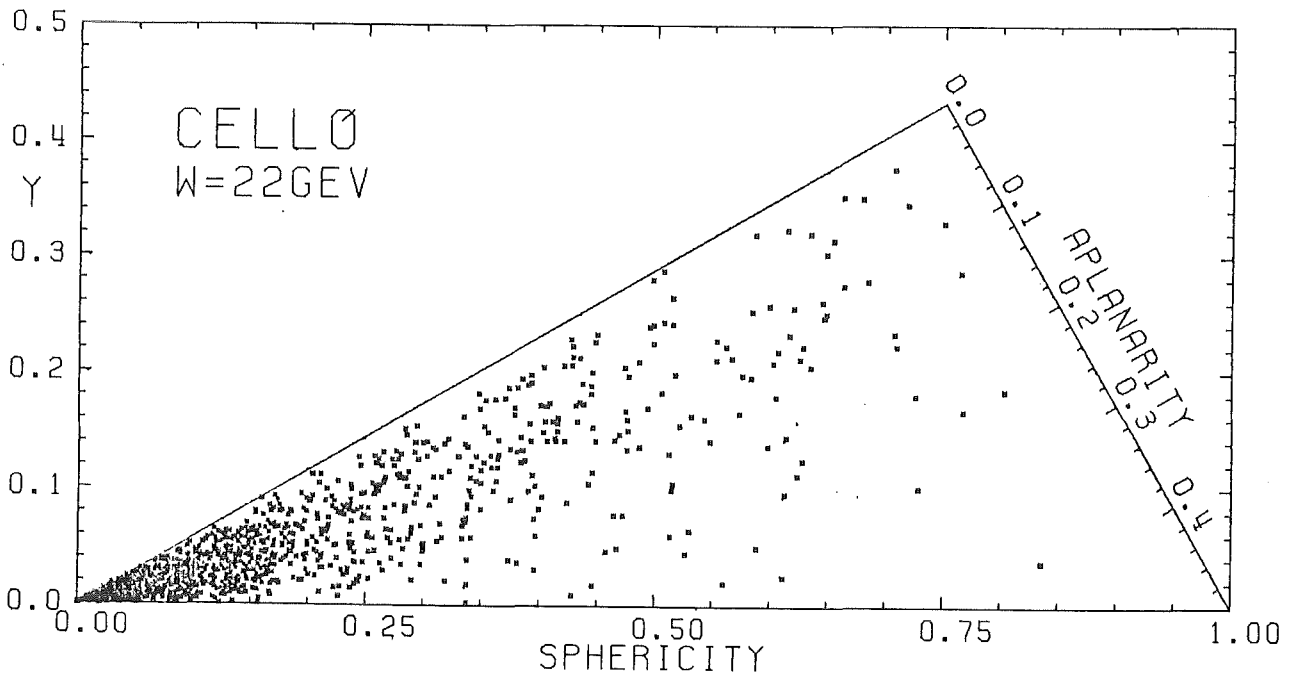


Abb. 6.11b : Dreiecksplot für 22GeV Daten

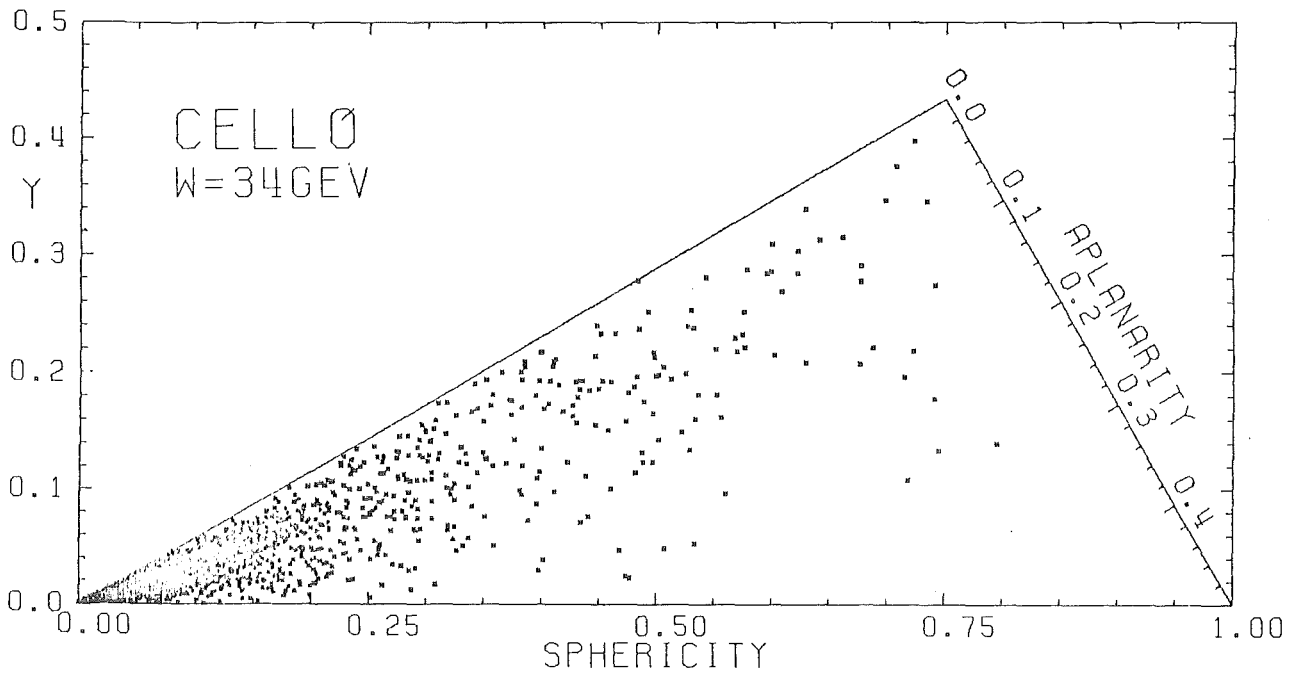


Abb. 6.11c : Dreiecksplot für 34GeV Daten

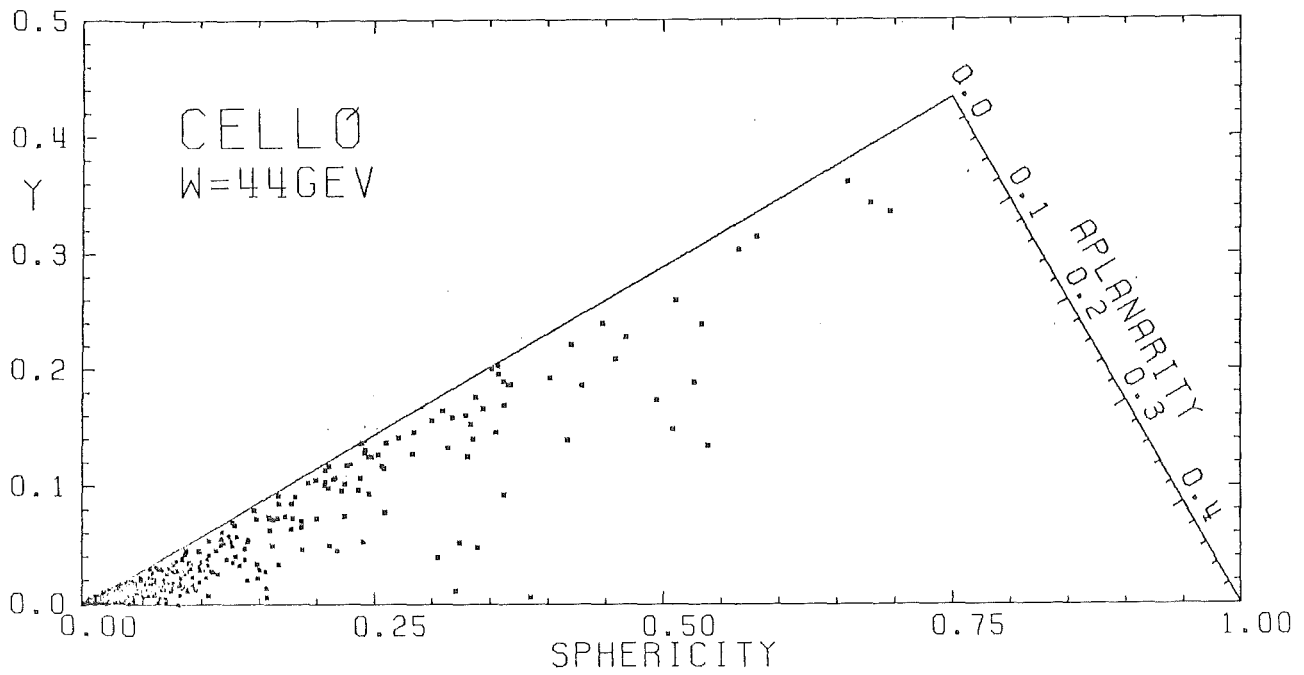


Abb. 6.11d : Dreiecksplot für 44GeV Daten

Der Sinn dieser besonderen Konstruktion liegt darin, daß man Definitionsbereiche für 2 und 3-Jet Ereignisse festlegen kann wobei allgemein gilt:

2-Jet Ereignisse : kleine Sphericity

3-Jet Ereignisse : größere Sphericity und kleine Aplanarity

Dies ist in Abb. 6.10 durch die schraffierten Bereiche angedeutet. Ereignisse außerhalb dieser Bereiche sind aplanar und mehr oder weniger sphärisch. Durch Schnitte in S und Ap kann man also 2- und 3-Jet Ereignisse voneinander und von anderen Ereignissen trennen. In den Abb. 6.11a-d sind die Dreieckplots mit den Daten bei verschiedenen Energien angegeben. Man erkennt, daß sich die Ereignisse mit zunehmender Energie immer mehr zu kleinen S und Ap-Werten hin verschieben wobei der 2-Jet Bereich eindeutig dominiert.

3.3) Existenz von 3-Jet Ereignissen

Die Existenz von 3-Jet Ereignissen wurde natürlich schon früher [1] nachgewiesen. Wir interessieren uns hier für die Energieabhängigkeit von Vergleichen zwischen einem Modell mit $Q\bar{Q}$ (L2) und einem Modell mit $Q\bar{Q}+Q\bar{Q}G$ (L23). Wir benutzen dazu unser Standard SF-Modell (Tabelle IV.1), indem wir jeweils nur die genannten Parton-Konfigurationen zulassen.

a) $\langle p_{Tin}^2 \rangle$ und $\langle p_{Tout}^2 \rangle$

Wir definieren die neuen Größen:

$$(VI.19) \quad \begin{aligned} \langle p_{Tin}^2 \rangle &= 1/N \cdot \Sigma (p_i \cdot n_2)^2 = 1/N \cdot Q_2 \cdot \Sigma p_i^2 \\ \langle p_{Tout}^2 \rangle &= 1/N \cdot \Sigma (p_i \cdot n_1)^2 = 1/N \cdot Q_1 \cdot \Sigma p_i^2 \\ N &= \text{Zahl der Teilchen} \end{aligned}$$

Die Größe $\langle p_{T\text{in}}^2 \rangle$ mißt die Summe der Transversalimpulse in der Ereignisebene (durch \hat{n}_2, \hat{n}_3 aufgespannt) und $\langle p_{T\text{out}}^2 \rangle$ die Summe der Transversalimpulse außerhalb dieser Ebene. Diese Größen wurden benutzt um die Existenz von 3-Jet Ereignissen nachzuweisen, denn durch Abstrahlung eines Gluons wird die $\langle p_{T\text{in}}^2 \rangle$ Verteilung breiter mit einem langen Ausläufer zu hohen Werten hin, weil der Abstrahlungswinkel des Gluons sehr viel größer sein kann als der Jet-Öffnungswinkel (besonders bei hohen Energien wegen $\langle \delta \rangle \sim 1/\sqrt{W}$). Die Erhöhung wegen der weicheren Fragmentation durch die Energieaufteilung auf Quark und Gluon ist für beide Größen ungefähr gleich; diesen Effekt kann man in einem L2-Modell durch Erhöhen von σ_q kompensieren während der Schwanz der $\langle p_{T\text{in}}^2 \rangle$ -Verteilung nicht durch L2 simuliert werden kann.

Wir untersuchen die Energieabhängigkeit der Größe:

$$(VI.20) \quad \left\langle \frac{\langle p_{T\text{in}}^2 \rangle}{\langle p_{T\text{out}}^2 \rangle} \right\rangle$$

weil sich hier der Einfluß der Fragmentation teilweise herausheben sollte. Wir nehmen nicht das Verhältnis der Mittelwerte, weil dieses stark von Strahlungskorrekturen abhängig ist, deren Einfluß in (VI.20) lokal kompensiert wird. In Abb. 6.12 haben wir diese Größe für die verschiedenen Energien aus den Daten ermittelt und mit einem L2 bzw L23 Modell verglichen, wobei wir dieselben Monte-Carlo Parameter verwendet haben; insbesondere gilt $\sigma_q = 310\text{MeV}$. Zusätzlich haben wir noch die Kurve für MC-Vierervektoren mit Akzeptanzschnitt und ohne Strahlungskorrekturen eingetragen.

L2 ohne Strahlungskorrekturen: bei niedrigen Energien ist wegen der kleineren Teilchenzahl und der größeren Akzeptanzverluste, der Unterschied der Größen (VI.19) stärker als bei hohen Energien. Aufgrund der Definition $Q_1 < Q_2$ ist das Verhältnis immer größer als 1 und die Asymmetrie aufgrund von Akzeptanzverlusten wird mit höherer Energie immer geringer.

L2 mit Strahlungskorrekturen: bei kleinen Energien hat man zunächst dasselbe Verhalten wie oben, aber dann wird das $\langle p_{Tin}^2 \rangle$ immer mehr durch die Strahlungskorrekturen bestimmt:

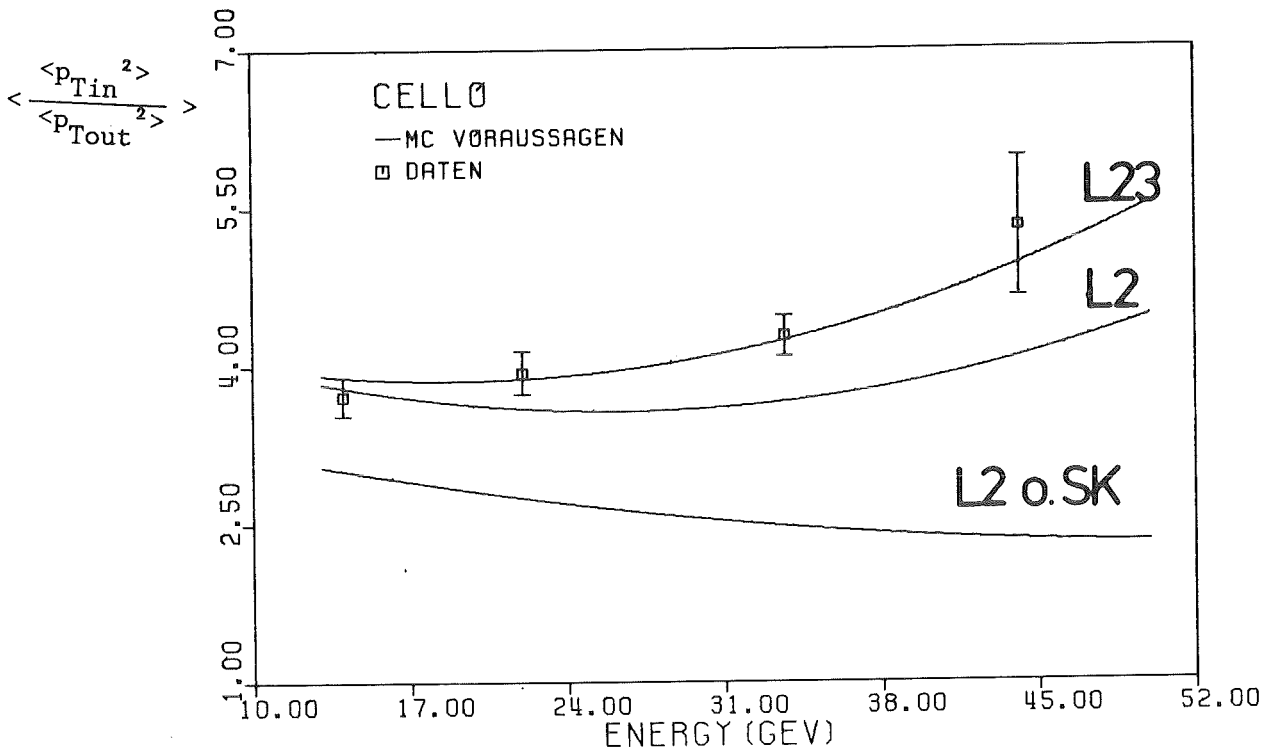


Abb. 6.12 : Vergleich der Daten mit verschiedenen Modellen

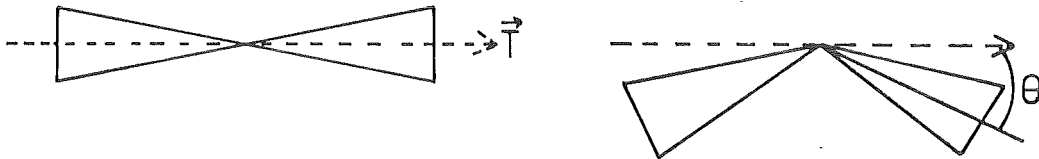


Abb. 6.13 : Einfluß der Strahlungskorrekturen

Ein geboostetes Ereignis hat wegen seiner Acollinearität ($\neq \theta$ in Abb. 6.13) ein höheres $\langle p_{Tin}^2 \rangle$ als ein nicht-geboostetes während der Fragmentationseinfluß für die beiden Größen (VI.19) ungefähr gleich ist. Weil dieser Einfluß mit steigender Energie kleiner wird, bleibt nur noch die Verbreiterung von $\langle p_{Tin}^2 \rangle$ aufgrund des boosts; deswegen steigt das Verhältnis (VI.20) mit der Energie.

L23: obwohl diese Kurve auch durch Strahlungskorrekturen beeinflusst wird, ist der QCD-Einfluß dominierend und die Daten werden sehr gut beschrieben. Es stellt sich nun die Frage inwieweit man die Daten durch ein L2-Modell beschreiben kann wenn man die MC-Parameter entsprechend ändert. In Abb. 6.14 und Abb. 6.15 wird die Y bzw σ_q -Abhängigkeit für MC-Vierervektoren mit Akzeptanzschnitt und mit Strahlungskorrekturen gezeigt (34GeV) . Die Abhängigkeit von Y ist vernachlässigbar, weil die 3-Jet Ereignisse die davon betroffen sind sich nicht wesentlich von 2-Jet Ereignissen unterscheiden. Das σ_q Verhalten ist durch die Akzeptanz bestimmt: eine Erhöhung bedeutet, daß die Verluste größer werden und das Verhältnis (VI.19) steigt. Für ein σ_q von 450MeV erhält man für L2 denselben Wert wie für L23 mit 310MeV ; für 44GeV beträgt dieser Wert bereits 520MeV, bei den anderen Energien entsprechend weniger . Man kann die Daten also nur dann durch L2 beschreiben wenn man das σ_q stark energieabhängig macht, was den Modellvorstellungen widerspricht. Zu erwähnen bleibt noch, daß sich die Mittelwerte $\langle p_{Tin}^2 \rangle$ und $\langle p_{Tout}^2 \rangle$ im σ_q -Bereich der Abb. 6.15 um einen Faktor 2 ändern.

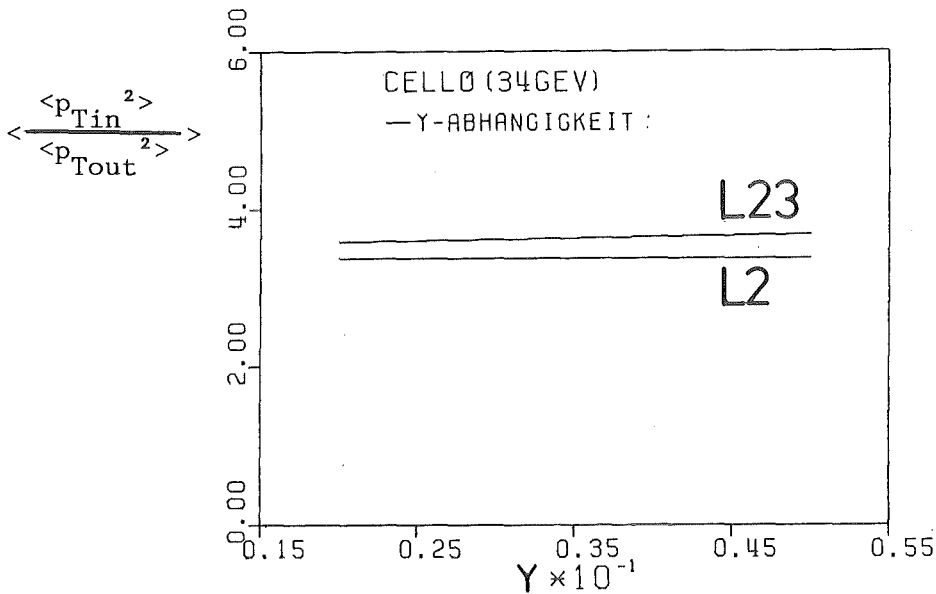


Abb.6.14 : Y-Abhängigkeit für L2 und L23

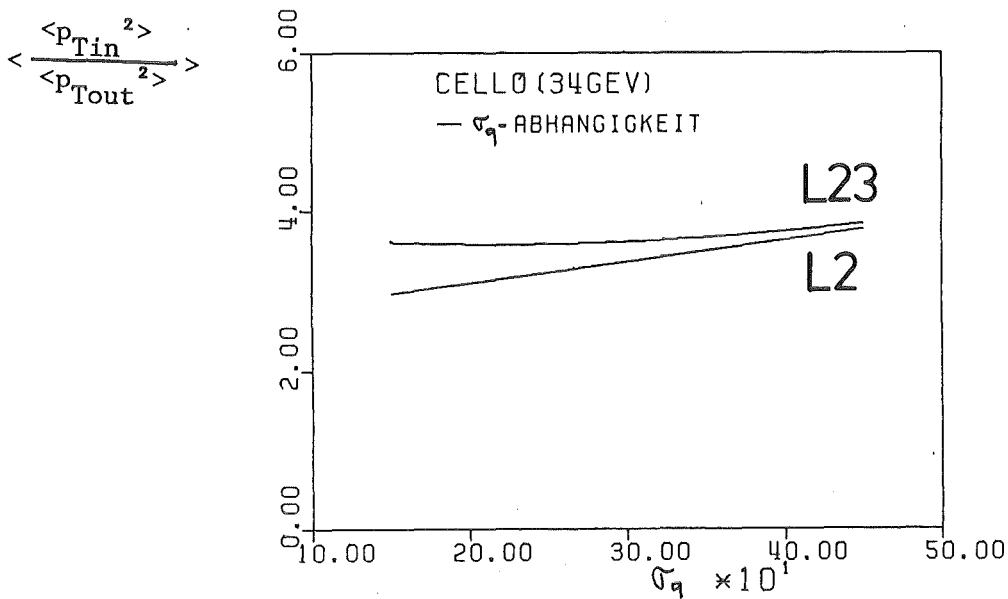


Abb.6.15 : σ_q -Abhängigkeit für L2 und L23

b) Bestimmung der JET-Zahl mit dem Cluster-Algorithmus

Es liegt nahe, daß man den Cluster-Algorithmus dazu benutzt, direkt nach 3-Jets zu suchen. Wir haben deshalb mit Hilfe dieses Algorithmus für jedes Ereignis die Zahl der Jets bestimmt wobei wir forderten, daß 2 Jets durch einen Winkel von mindestens 50° getrennt sind. Zusätzlich wurden die einzelnen Jets noch folgenden Schnitten unterworfen:

$$(VI.21) \quad \cos\theta_J < 0.8 \quad (\text{Akzeptanzschnitt für Jet-Achse})$$

$$\text{Jet-Energie} > 2\text{GeV}$$

Für die einzelnen Energien wurden aus den Daten die Verteilungen der Zahl der Jets ermittelt und mit einem L2 bzw L23-Modell verglichen wie in Abb. 6.16 angegeben.

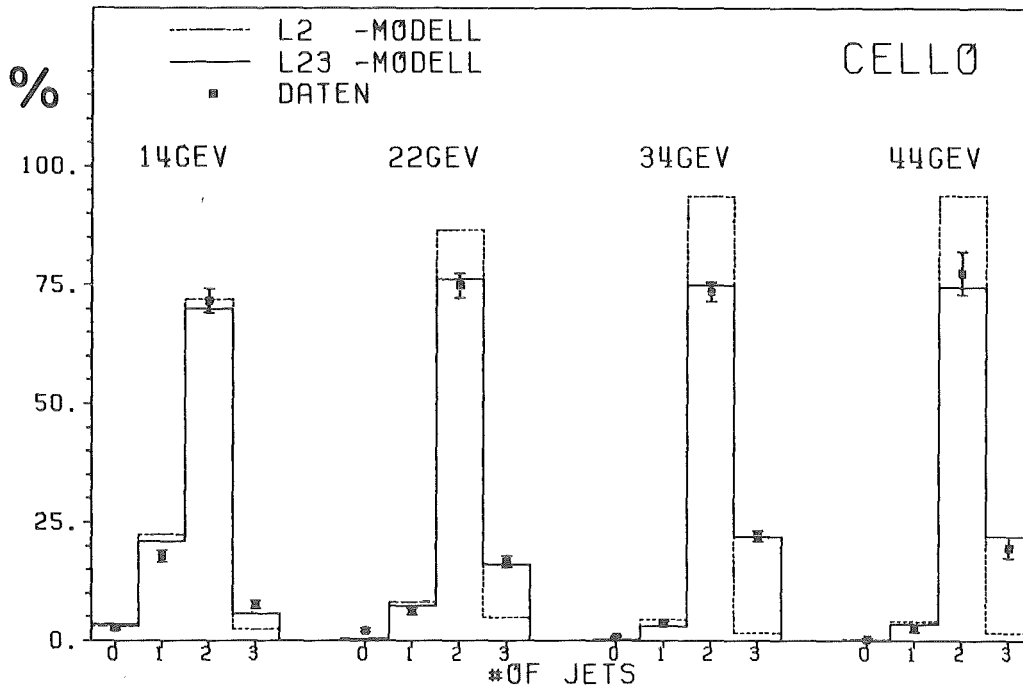


Abb. 6.16 : Verteilung des prozentualen Anteils an 0,1,2,3 -Jets

Man erkennt, daß nur das L23-Modell die Daten ab 22GeV richtig beschreibt, das L2-Modell (mit $\sigma_q = 310\text{MeV}$) liefert nicht die gewünschte Zahl von 3-Jet Ereignissen. Diese Aussage ist ziemlich unabhängig von Änderungen des σ_q Parameters im L2-Modell, weil im Cluster-Programm nur 3-Jet Ereignisse gezählt werden, deren Jet-Achsen um mindestens 50° getrennt sind. Dies muß man mit einem Jet-Öffnungswinkel von $\approx 25^\circ$ bei 34GeV für $\sigma_q = 310\text{MeV}$ vergleichen. Um den in den Daten vorhandenen Anteil von 25% 3-Jets zu erhalten, müsste man im L2-Modell das σ_q auf 520MeV erhöhen (34GeV); dies würde bedeuten, daß man wiederum eine starke Energieabhängigkeit von σ_q voraussetzen muß. Dies würde der im folgenden Kapitel gezeigten Energieunabhängigkeit des $\langle p_T \rangle$ widersprechen. Im nächsten Kapitel wollen wir überprüfen, ob unter der Voraussetzung daß das L23-Modell gültig ist, das $\langle p_T \rangle$ der Jets in den Daten von der Energie abhängt. Allerdings hatten wir in Kapitel IV.2.2e gesehen, daß wegen des Anteils von 3-Jet Ereignissen mit weichen und harten Gluonen in den 2-Jets das $\langle p_T \rangle$ erhöht wird, und dieser Effekt führt zu einem leichten Anstieg mit der Energie.

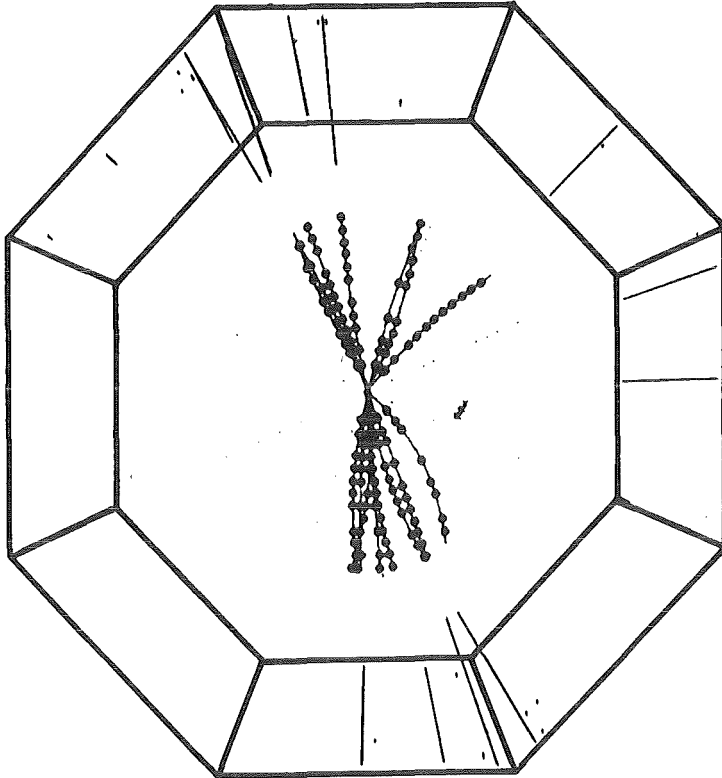


Abb. 6.17 : Ein 3-Jet Ereignis bei 34GeV ($r\phi$ -Projektion)

c) Energieabhängigkeit von $\langle p_T \rangle$

Zunächst muß man die Ereignisse sorgfältig auswählen, denn es gibt zwei Effekte, die die Bestimmung des $\langle p_T \rangle$ verfälschen können:

- Strahlungskorrekturen: die Jets in einem geboosteten Ereignis haben eine niedrigere Energie und würden, wenn eine Energieabhängigkeit vorhanden ist, einen systematischen Fehler verursachen.

- Akzeptanzverluste: wenn durch die endliche Akzeptanz Teilchen verloren gehen wird die Jet-Achse für die restlichen Teilchen verändert und das $\langle p_T \rangle$ wird kleiner (Abb. 6.18)

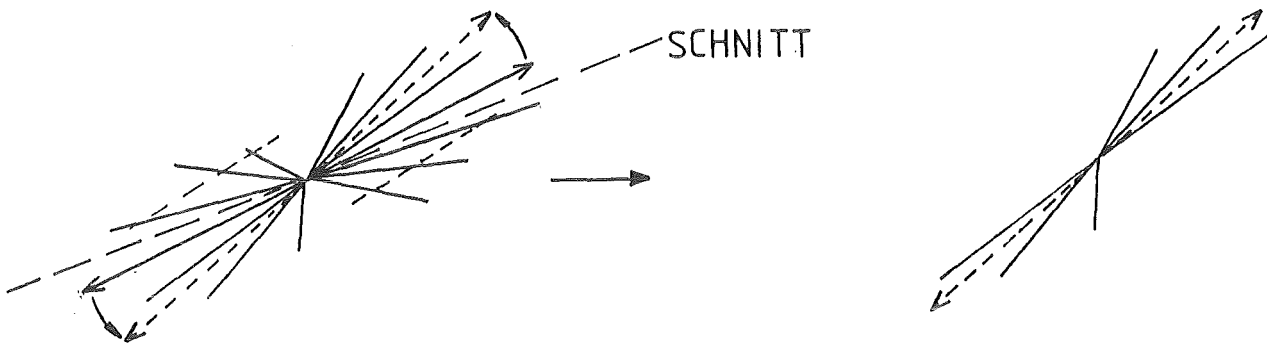


Abb. 6.18 : Einfluß der Akzeptanz auf $\langle p_T \rangle$

Deshalb werden nur Ereignisse betrachtet die folgende Bedingungen erfüllen:

$$\begin{aligned} \text{(VI.22) Impulsfehlbetrag} &< 8\text{GeV} \\ \cos\theta_T &< 0.8 \quad (\text{Akzeptanzschnitt auf Thrust-Achse}) \end{aligned}$$

Die Jets wurden mit Hilfe des Cluster-Algorithmus bestimmt wobei wieder die Schnitte (VI.21) verwendet wurden. Die 2-Jet und 3-Jet Ereignisse wurden isoliert und wie folgt behandelt:

2-Jet: es wurde nur der Jet mit dem kleineren $\langle p_T \rangle$ betrachtet, weil der breitere Jet wegen der begrenzten Auflösung des Cluster-Programms aus einem Quark und einem Gluon-Jet bestehen kann.

3-Jet: weil in einem 3-Jet Ereignis der kleinste Winkel meist der zwischen dem Gluon und dem strahlenden Quark ist, wurde nur der Jet betrachtet, der zu den beiden anderen die größeren Winkel bildet. Dadurch, daß man auch diese Ereignisse hinzunimmt soll der systematische Fehler, den man bei der Wahl des Jets in 2-Jet Ereignissen begeht, verringert werden.

Aus den so ausgewählten Einzeljets wird dann das $\langle p_T \rangle$ für geladene Teilchen bestimmt; für neutrale Teilchen wird diese Größe zu stark durch Pionzerfälle dominiert. Der Mittelwert aus allen Jets wird für die verschiedenen Energien berechnet und mit der Voraussage unseres L23 Modells verglichen (Abb.6.19):

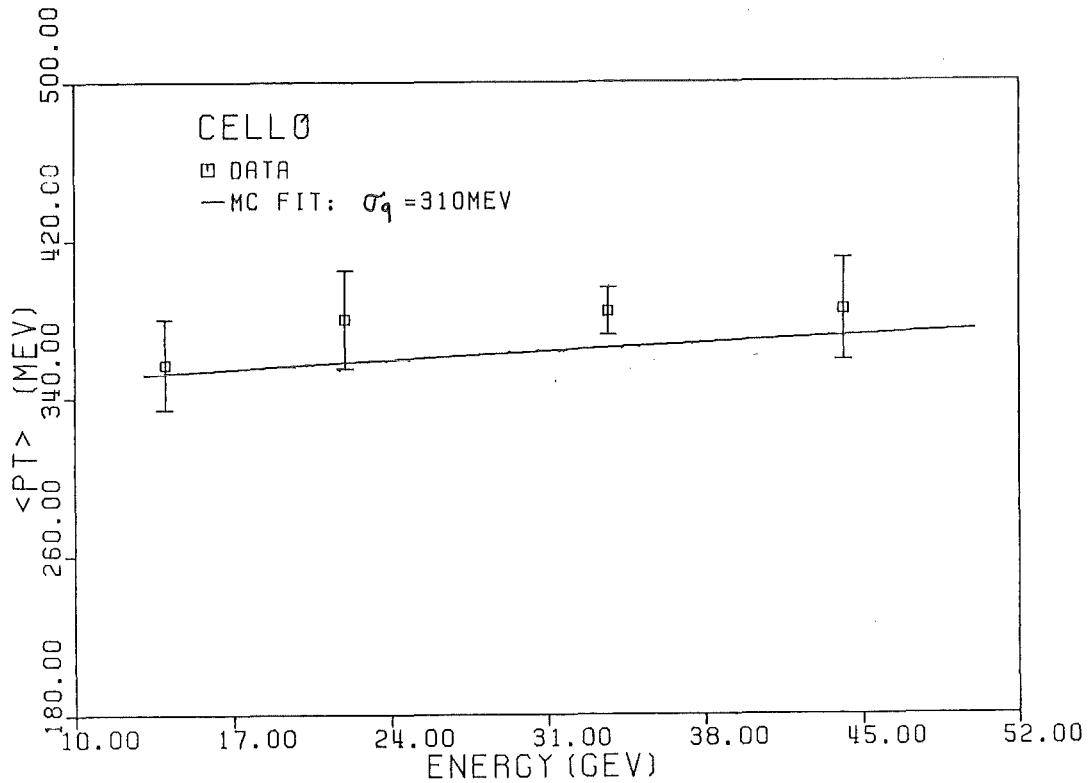


Abb. 6.19 : Energieabhängigkeit von $\langle p_T \rangle$

Man erkennt, daß die Daten mit einem konstanten $\langle p_T \rangle$ verträglich sind. Der leichte Anstieg mit der Energie im MC-Modell ist durch die größeren Akzeptanzverluste bei niedrigen Energien bedingt; bei hohen Energien liegen die Jets aufgrund der Schnitte (VI.21,22) innerhalb der Akzeptanz und das $\langle p_T \rangle$ steigt nur noch wenig. Man sieht ferner, daß das σ_q in unserem Monte-Carlo offenbar zu niedrig ist; dies liegt daran, daß dieser Parameter mit Hilfe anderer Verteilungen gefittet wurde.

4)NACHWEIS VON 4-JET EREIGNISSEN BEI HÖHEREN ENERGIEN

In dem von uns verwendeten LUND 5.1 Programm werden bei der Erzeugung von 4-Parton Ereignissen folgende Vereinfachungen gemacht:[17]

- Graphen ($q\bar{q}gg$) in denen beide Gluonen dieselbe Farbe haben werden vernachlässigt
- die Quarkmassen-Korrekturen werden nicht berücksichtigt
- die Verteilung der Partonen relativ zur Strahlachse wird durch Projektion auf 3P Ereignisse angenähert
- die 5P Beiträge zu den 4P Endzuständen (über Y-Schnitte) werden vernachlässigt

Der letzte Punkt bedeutet, daß der Y-Parameter nur die Zahl der 4P verändert die in 3P übergehen;es gibt keine Kompensation durch 5P -->4P. Für einen bestimmten Y-Wert fehlt also immer der 5P Beitrag zu den 4P Ereignissen. Wir betrachten deshalb die Anzahl der 4 Parton Ereignisse als freien Parameter den wir durch Vergleich mit den Daten bestimmen wollen.

4.1)Cluster-Programm : Anzahl der 4-Jet Ereignisse

Wir verwenden das Cluster-Programm mit den Schnitten nach (VI.21), nur lassen wir diesmal maximal 4 Jets zu. Bei den Energien 14,22,34 und 44GeV bestimmen wir jeweils den relativen Anteil an 2,3 und 4-Jet Ereignissen aus den Daten und vergleichen mit den Voraussagen eines L23-Modells (Lund mit $Q\bar{Q}+Q\bar{Q}G$) und eines L234-Modells (Lund mit $Q\bar{Q}+Q\bar{Q}G+Q\bar{Q}GG+Q\bar{Q}Q\bar{Q}$). Es wurde dafür das LUND 5.1 Programm mit den Standardschnitten aus Tabelle IV.1 verwendet (insbesondere gilt $Y=0.03$), und die Monte-Carlo Ereignisse wurden durch das Detektorsimulationsprogramm und durch das Hadron-Selektionsprogramm geschickt. In der folgenden Tabelle ist (bei 34GeV) für die Daten und für die beiden Modelle, jeweils der prozentuale Anteil an 2-Jet,3Jet und 4-Jet Ereignissen angegeben, den man mit dem Clusterprogramm erhält.

TABELLE VI.1 : Anteile an 2J,3J und 4J für die Daten un die Modelle
L23 und L234 (alle Werte in %)

	2J	3J	4J
Daten	76.6±2.2	19.8±1.1	3.5±0.5
L23	79.5	19.3	1.2
L234	77.3	20.6	2.1

Man erkennt, daß das L23-Modell die Daten nicht beschreibt, insbesondere ist der 4-Jet Anteil zu gering. Das L234-Modell ergibt zwar eine Verbesserung, aber der 4-Jet Anteil ist immer noch zu niedrig. In der folgenden Tabelle ist dargestellt, wie sich Änderungen des Y-Schnittes auswirken:

TABELLE VI.2 : Einfluß des Y-Schnittes auf die Verteilung der Anzahl
der Jets

	2J	3J	4J
Y = 0.02	76.4	21.1	2.5
Y = 0.03	77.3	20.6	2.1
Y = 0.04	78.3	19.8	1.9
Daten	76.6	19.8	3.5

Eine Verringerung des Y-Wertes bringt zwar eine leichte Erhöhung des 4-Jet Anteils, aber gleichzeitig wird der 3-Jet Anteil zu hoch. Wir wählen deshalb einen anderen Weg um den 4-Jet Anteil zu erhöhen und konstruieren uns ein Modell L234', indem wir zu den Ereignissen des L23-Modells 4-Parton Ereignisse (L4) hinzumischen, d.h wir machen folgenden Ansatz:

$$(VI.23) L234'_i = (L23_i + a \cdot L4_i) / (\Sigma L23_i + a \cdot \Sigma L4_i)$$

i = bin in der Verteilung der Anzahl der Jets

a = freier Parameter

Der Index i läuft über die verschiedenen Jet-Klassen : $i=2J,3J,4J$. Wir erhalten also die Anzahl der Ereignisse in einer bestimmten Jet-Klasse, indem wir zur Anzahl die das L23-Modell (für diese Klasse) liefert, einen Anteil $a \cdot$ (Zahl der Ereignisse die das L4-Modell liefert) hinzuzählen. Normiert wird auf die Gesamtzahl der Ereignisse $2J+3J+4J$. Für $a=1$ würden wir das anfangs angegebene L234 Modell erhalten. Den Parameter a bestimmen wir durch Vergleich mit den Daten, indem wir das χ^2 über die drei bins (2J,3J,4J) minimieren.

Um zu überprüfen, ob die Daten nicht auch durch eine Erhöhung des 3P-Anteils im L23-Modell beschrieben werden können, haben wir außerdem folgenden Ansatz gefittet:

$$(VI.24) \quad L23'_i = (L2_i + a' \cdot L3_i) / (\Sigma L2_i + a' \cdot \Sigma L3_i)$$

Der Parameter a' wird wieder durch minimieren des χ^2 bestimmt. Die Ergebnisse sind von dem verwendeten Y-Schnitt abhängig. Die folgenden Resultate für 34GeV und 44GeV gelten für $Y=0.03$. Anstelle der Parameter a, a' geben wir jeweils den daraus berechneten gesamten 3P bzw 4P Anteil an.

TABELLE VI.3 : Bestimmung des 4P-Anteils bei 34GeV

MODELL	3P-Anteil	4P-Anteil	χ^2/NF
L23	63%	0%	24.6/3
L23	84% (Fit)	0%	19.8/2
L234	59%	6.5%±1.4% (Fit)	0.35/2

TABELLE VI.4 : Bestimmung des 4P-Anteils bei 44GeV

MODELL	3P-Anteil	4P-Anteil	χ^2/NF
L23	61%	0%	5.8/3
L23	61% (Fit)	0%	5.8/2
L234	57%	4.9 \pm 2.2% (Fit)	0.56/2

Man erkennt, daß der Ansatz (VI.23) die besten Resultate bringt, die Erhöhung des 3P Anteils führt zu keiner wesentlichen Verbesserung. Wegen der kleineren Statistik sind die Ergebnisse bei 44GeV nicht so signifikant wie bei 34GeV. In der Abb. 6.20 vergleichen wir die relativen Anteile an 2,3 und 4Jet Ereignissen in den Daten mit den Voraussagen für L23 und L234'. Bei den höheren Energien sagt nur das L234' Modell die Anzahl der 4-Jet Ereignisse richtig voraus. Wir können deshalb schließen, daß wir bei 34 und 44GeV 4-Parton Ereignisse brauchen um die Daten zu beschreiben. Von der Existenz von 4-Jet Ereignissen in den Daten kann man sich auch optisch überzeugen (Abb. 6.21).

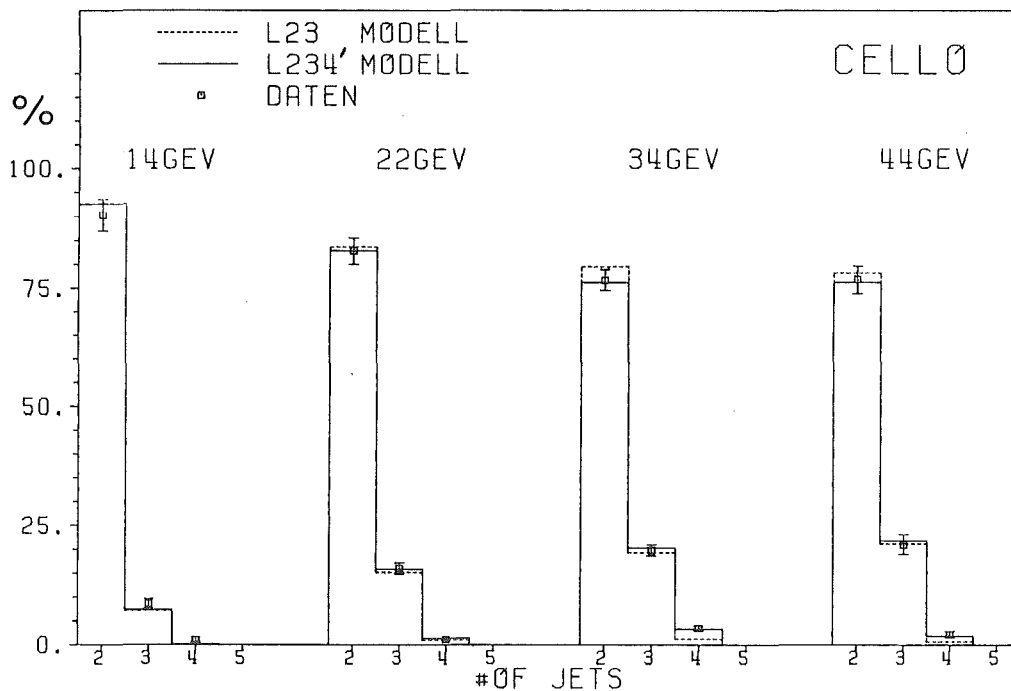


Abb. 6.20 : Verteilung der relativen Anteile an 2J,3J,4J

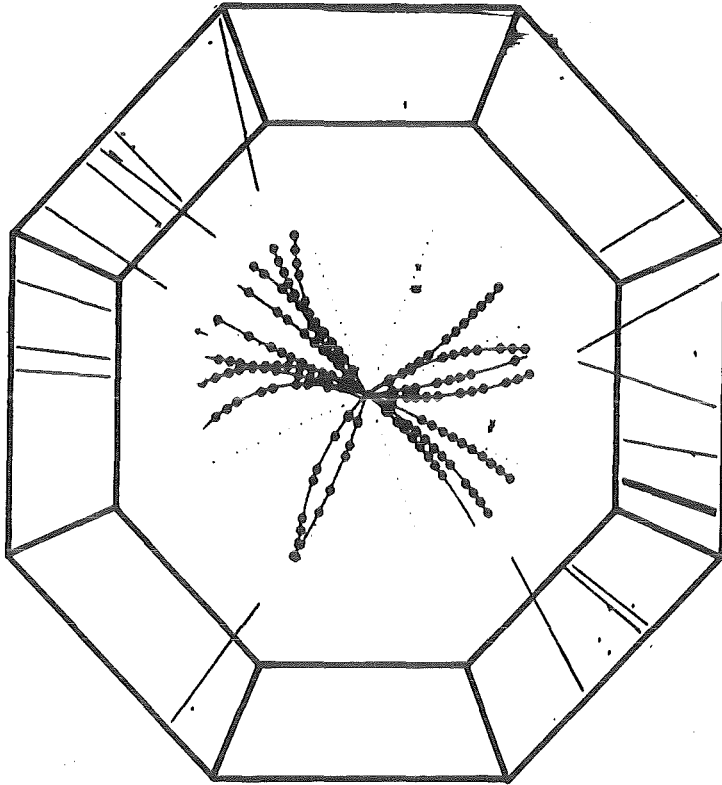


Abb. 6.21 : Ein 4-Jet Ereignis bei 44GeV ($r\phi$ -Projektion)

4.2) Nachweis von 4-Jet Ereignissen : Tripodity

Diese Größe ist folgendermaßen definiert:[25]

$$(VI.24) D_3 = 2 \cdot \text{Max} \left\{ \frac{\sum \vec{p}_i^T \cdot \cos^3(\hat{n}, \vec{p}_i^T)}{\sum |\vec{p}_i^T|} \right\}$$

Die \vec{p}_i^T sind die projizierten Impulse in einer Ebene senkrecht zur Thrust-Achse und \hat{n} ist ein Einheitsvektor, der so gewählt ist, daß die Größe in Klammern maximal wird.

D_3 mißt die Symmetrie der Verteilung der Impulse in der genannten Ebene. Für 2P und 3P Ereignisse ist $D_3=0$ und für 4P Ereignisse gibt es zwei Möglichkeiten (Abb. 6.22) :

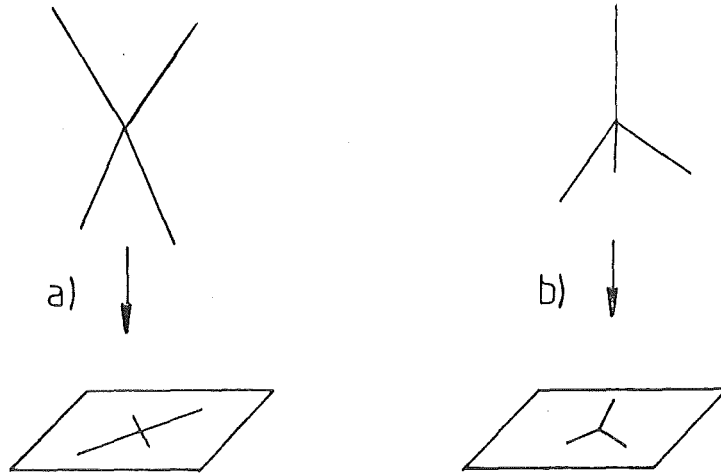


Abb. 6.22 : Tripodity für 4P

Ereignisse mit 2 Partonen auf jeder Seite haben $D_3=0$, für Ereignisse mit einem Parton auf einer Seite und 3P auf der anderen Seite ist die Tripodity ungleich null. Maximal kann D_3 den Wert 0.324 [26] annehmen. Bei physikalischen Ereignissen ergeben sich durch die Fragmentation und durch Teilchenverluste auch für 2P und 3P Ereignisse von null verschiedene Werte für D_3 ; außerdem wird die Symmetrie der Ereignisse durch Strahlungskorrekturen verändert. Wir machen deshalb folgende Schnitte:

$$(VI.25) \quad \cos\theta_T < 0.8 \quad (\text{Akzeptanzschnitt auf Thrustachse})$$
$$\quad \text{Impulsfehlbetrag } \Sigma p_i < 8\text{GeV}$$

Bei den akzeptierten Ereignissen gleichen wir den Impulsfehlbetrag durch ein künstlich eingeführtes Teilchen mit dem fehlenden Impuls, aus. Die Tripodity Verteilung würde sonst durch die Teilchenverluste dominiert werden. Wir berechnen für jedes Ereignis die Größe D_3 aus den einzelnen Teilchen und tragen die Werte in einem Histogramm ein; aus statistischen Gründen machen wir dies nur für die 34GeV Daten. Wir vergleichen wieder mit dem L23 und dem L234' Modell (Abb. 6.23). Dazu haben wir ähnlich wie im vorherigen Abschnitt den 4P Anteil durch einen Ansatz der Form (VI.23) angepaßt ($i \equiv \text{bin}$ in der Tripodity-Verteilung). Die Resultate sind in Tabelle VI.5 angegeben.

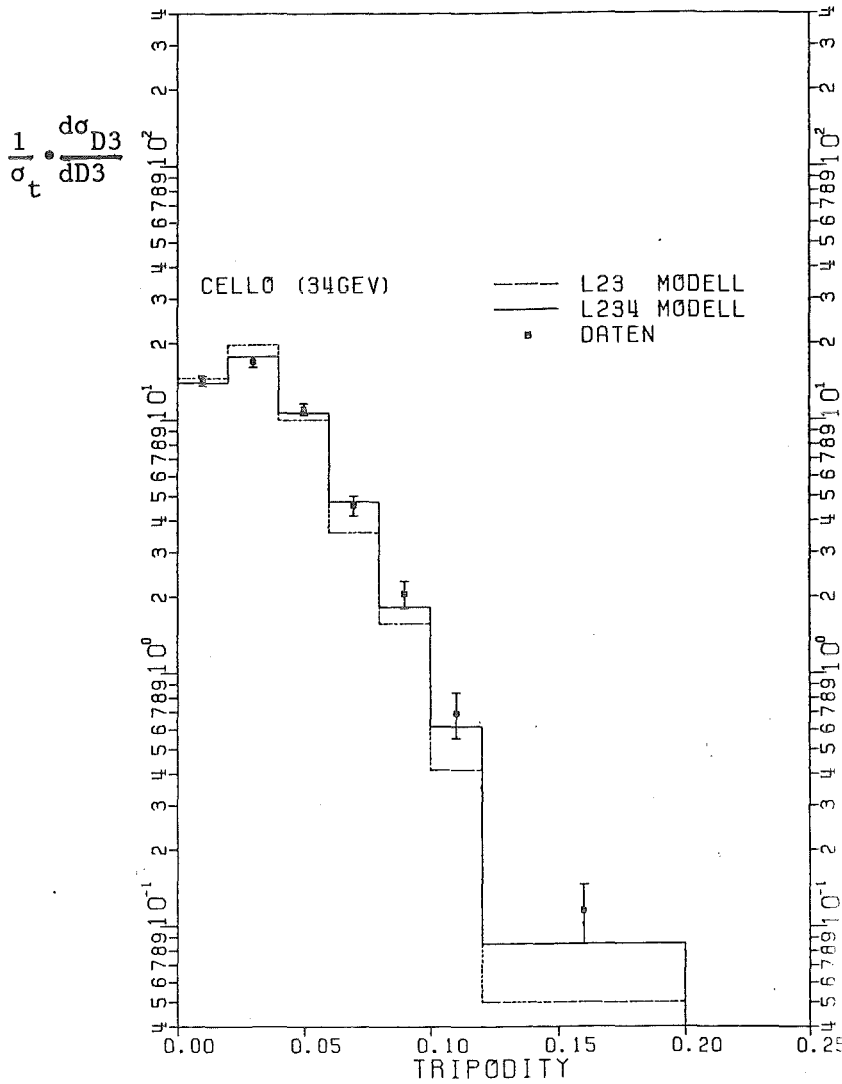


Abb. 6.23 : Tripodity-Verteilung bei 34GeV für Daten und Modelle

TABELLE VI.5 : Bestimmung des 4P-Anteils bei 34GeV

MODELL	3P-Anteil	4P-Anteil	χ^2/NF
L23	63%	0%	34.3/7
L23	84% (Fit)	0%	23.9/6
L234	61%	5.2%±1.8% (Fit)	4.0/6

Wir brauchen also wiederum einen von null verschiedenen Anteil an 4P Ereignissen um die Daten zu beschreiben und die 5.2% sind innerhalb der Fehler kompatibel mit den 6.5% aus dem vorherigen Abschnitt. Ein ähnliches Resultat wurde bereits früher von JADE erhalten [27].

VII)BESTIMMUNG DER STARKEN KOPPLUNGSKONSTANTE α_s

1)DEFINITION VON α_s

Wir hatten in Kapitel III schon den Unterschied zwischen α_s und der Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung α diskutiert und unter anderem gezeigt, daß in der QCD drei fundamentale Vertices:qqg, ggg und gggg auftreten, die natürlich alle drei zur Definition der Kopplungskonstante geeignet sind. In dem von uns benutzten Partongenerator wird zur Definition der qqg-Vertex benutzt, für den auch die Formel in (III.10) gilt.Einen weiteren Freiheitsgrad in der Definition von α_s stellt die Renormierung dar, die notwendig ist wenn man endliche Wirkungsquerschnitte berechnen will wie schon in Kapitel IV.1.3 angedeutet wurde.

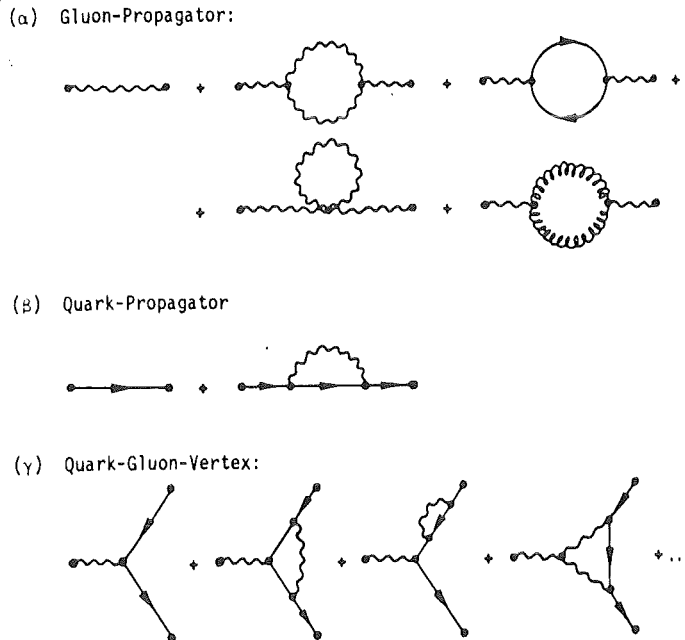


Abb. 7.1 : 1-Schleifenkorrekturen

In Abb. 7.1 [28] sind die 1-Schleifenkorrekturen zum Gluonpropagator, zum Quarkpropagator und zum qqg-Vertex angegeben. Bei der Renormierung wird ein Teil dieser divergenten Graphen in der renormierten Kopplungs-

konstante absorbiert. In dem von uns verwendeten LUND 5.1 Programm wird das sogenannte \overline{MS} -Schema [29] zur Renormierung verwendet, das den Vorteil hat, daß die Renormierung unabhängig von der Art der Eichung (Coulomb-, Landau-Eichung) ist. Als Grundlage dient die Renormierungsgruppengleichung (Gell-Mann-Low-Gleichung) [30] in der die Renormierungsgruppenfunktion $\beta(g)$ auftritt die man folgendermaßen entwickeln kann:

$$(VII.1) \quad \beta(g) = -g \left(\beta_0 \cdot \frac{\alpha_s}{4\pi} + \beta_1 \cdot \left(\frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^2 + \dots \right)$$

$$\alpha_s = g^2/4\pi$$

β_0 wird dabei aus der 1-Schleifennäherung berechnet, β_1 aus der 2-Schleifennäherung:

$$(VII.2) \quad \begin{aligned} \beta_0 &= 11 - 2/3 \cdot N_f & N_f &= \text{Zahl der flavours} \\ \beta_1 &= 102 - 38/3 \cdot N_f \end{aligned}$$

und durch Einsetzen in die Renormierungsgruppengleichung erhält man α_s :

$$(VII.3) \quad \alpha_s = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{\beta_0' \cdot \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right) + \frac{\beta_1'}{\beta_0'} \cdot \ln\ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

$$\begin{aligned} \beta_0' &= \beta_0 / (4\pi)^2 & \beta_1' &= \beta_1 / (4\pi)^4 \\ \Lambda &= \text{Skalenänderungsparameter} \end{aligned}$$

Die Bedeutung von Λ ist folgende: die Gleichung (VII.3) gibt an wie sich α_s ändert, wenn man die Impulse (q) um einen Faktor Λ skaliert. In diesem Sinn ist Λ der einzige unabhängige, (dimensionsbehaftete) freie Parameter der (masselosen) QCD; er muß durch das Experiment bestimmt werden. Wir wollen die Gleichung (VII.3) in den beiden Näherungen angeben.

1-Schleifennäherung ("1^{te} Ordnung", $\beta_1=0$):

$$(VII.4) \quad \alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N_f) \cdot \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

2-Schleifennäherung ("2^{te} Ordnung"):

$$(VII.5) \quad \alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N_f) \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right) + 6 \cdot \frac{153-19N_f}{33-2N_f} \ln\left(\ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)\right)}$$

Die Bezeichnungen 1^{te} und 2^{te} Ordnung beziehen sich dabei auf die Entwicklung (VII.1). Anschaulich entsteht Gleichung VII.4 durch Aufsummation von Propagator-Beträgen mit beliebig vielen Schleifen in der "leading log Approximation" (Beiträge: $(\ln q^2/\Lambda^2)^n$).

Es zeigt sich nun aber [31], daß bei Verwendung der Gleichung (VII.4) und Berechnung der Endzustände in erster Ordnung QCD der Λ -Parameter nicht definiert ist. Das hängt damit zusammen, daß wenn man unter Verwendung der Formel VII.4, Λ als Funktion von α_s schreibt, diese Formel für $\alpha_s=0$ singularär wird. Setzt man zwei verschiedene Λ , Λ' in (VII.4) ein und entwickelt um α_s so erhält man: [32]

$$(VII.6) \quad \alpha_s' = \alpha_s(q^2) + \rho \cdot \alpha_s^2(q^2)$$

$$\rho = (\beta_0/4\pi) \cdot \ln(\Lambda'^2/\Lambda^2)$$

Wenn man nach dem Term erster Ordnung abbricht, erhält man $\alpha_s' = \alpha_s$, d.h. der Parameter Λ wird erst dann in erster Ordnung festgelegt wenn man bis zur zweiten Ordnung rechnet. Für das Experiment bedeutet das, daß man bei Verwendung der Formel (VII.4) ein Λ_{eff} bestimmt, in dem ein Beitrag zweiter Ordnung des jeweiligen Prozesses enthalten ist und dieses Λ_{eff} ist damit von Prozess zu Prozess verschieden. Um den Skalenänderungsparameter

durch das Experiment festzulegen muß man mindestens die Formel zweiter Ordnung (VII.5) verwenden und die Endzustände in zweiter Ordnung QCD berechnen.

Aus diesem Grund sind die Λ -Werte die bei DESY in erster Ordnung bestimmt wurden nicht mit Resultaten aus der Lepton-Nukleon oder Nukleon-Nukleon-Streuung vergleichbar. Außerdem besteht damit die Möglichkeit, daß die von CELLO [2] gefundene Modellabhängigkeit der Bestimmung von α_s in 1^{ter} Ordnung durch Beiträge zweiter Ordnung hervorgerufen wurde und daß der Effekt bei Berücksichtigung der 2^{ten} Ordnung verschwindet. Dies wurde von anderen Experimenten bei DESY behauptet [3], [4] und wir haben deshalb die Modellabhängigkeit der α_s -Bestimmung in zweiter Ordnung untersucht. [7]. Zusätzlich haben wir mit Hilfe der durch QCD berechenbaren Größen $\langle 1-T \rangle$ und $\langle \text{Jet-Öffnungswinkel} \rangle$ eine energieabhängige Bestimmung von α_s durchgeführt.

2) BESTIMMUNG VON α_s MIT DEM CLUSTERVERFAHREN

2.1) Methode

Wie wir in Kapitel (IV.1.3) gesehen hatten ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für 3P Erzeugung in 1^{ter} Ordnung proportional zu α_s ; dies gilt auch in höherer Ordnung und man erhält für den integrierten Wirkungsquerschnitt in einem beliebigen Bereich des Phasenraums:

$$(VII.7) \quad \sigma_{3P} \sim \alpha_s$$

Wir benutzen den Cluster-Algorithmus um die 3-Jet Ereignisse in den Daten zu finden. Weil die absolute Bestimmung des 3P Wirkungsquerschnitts aus der Zahl der gefundenen Jets mit sehr hohen systematischen Fehlern verbunden ist, und weil die Proportionalitätskonstante in (VII.7) bestimmt werden muß, was eine genaue Kenntnis der Verluste in den verschiedenen Programmteilen voraussetzt, gehen wir einen anderen Weg. Wir produzieren Monte-Carlo simulierte Ereignisse die wir durch die

Auswahlkette der Daten schicken, so, daß diese Ereignisse voll kompatibel zu den Daten sind. Durch Vergleich der Zahl der 3-Jets die man erhält wenn man die MC-Ereignisse mit verschiedenen α_s -Werten generiert, mit der Anzahl der 3-Jets in den Daten, kann man α_s bestimmen.

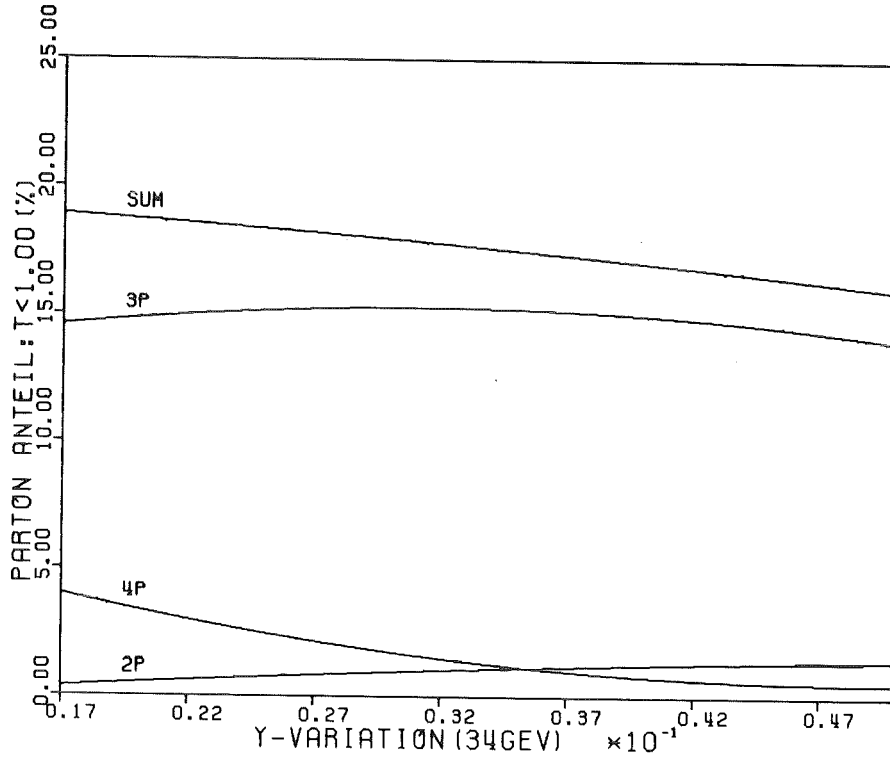


Abb. 7.2 : Y-Abhängigkeit der 2P,3p,4P Anteile der 3-Jets ($T < 1.0$)

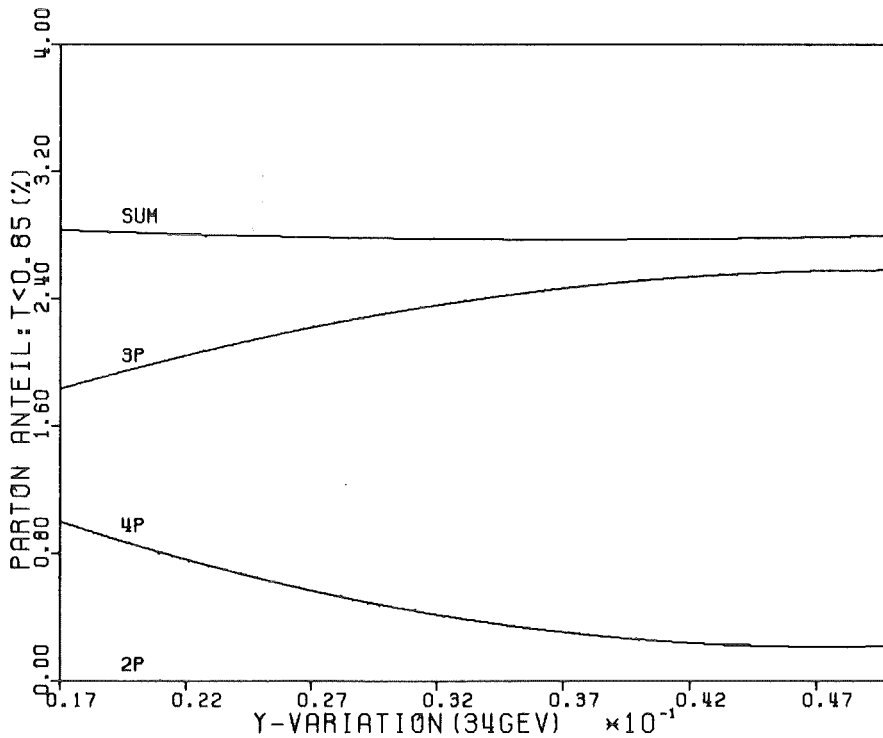


Abb. 7.3 : Y-Abhängigkeit der 2P,3p,4P Anteile der 3-Jets ($T < 0.85$)

2.2) Schnitte

Um den Untergrund von 2-Parton Ereignissen im 3-Jet Anteil zu beschränken tragen wir die 3-Jet Ereignisse in einem Thrust-Histogramm auf und betrachten nur den Bereich $T < 0.85$. In Abb. 7.2 und Abb. 7.3 kann man erkennen was dieser Schnitt bewirkt; dort sind für die Bereiche $T < 1.0$ und $T < 0.85$ die mit Vierervektoren (34 GeV SF-Standard) bestimmten relativen Anteile an 2P, 3P und 4P im jeweiligen Thrustbereich (für 3-JETS) gegen den Y-Parameter aufgetragen. Die Summe aller Anteile ist der gemessene 3Jet-Anteil der mit den Daten zu vergleichen ist.

$T < 1.0$: Eine Erhöhung des Y-Parameters bewirkt eine Verschiebung der Partonanteile in folgender Weise: 4P ---> 3P ---> 2P . Der 2P Anteil nimmt also mit Y zu, der 4P Anteil nimmt ab und der 3P Anteil steigt zunächst weil mehr 4P in 3P übergehen als 3P in 2P. Bei höheren Y-Werten nimmt der 3P Anteil dann ab weil die 4P über 3P in 2P übergehen können. Die Summe ändert sich im Y-Bereich um $\approx 20\%$; dies liegt daran, daß ein Teil der aus 4P und 3P entstehenden 2P Ereignisse vom Clusterformalismus nicht mehr als 3-Jet sondern (richtigerweise) als 2-Jet identifiziert wird.

$T < 0.85$: Der 2P-Anteil ist null, weil 2P Ereignisse Thrustwerte nahe 1 haben. Die Summe bleibt in diesem Bereich konstant, weil bei den niedrigen Thrustwerten ($T < 0.85$) die Partonen in den 3P Ereignissen so gut getrennt sind, daß durch Änderung des Y-Parameters im gezeigten Bereich kein Übergang 3P ---> 2P stattfindet. Andererseits handelt es sich bei den 4P Ereignissen in diesem Thrustbereich meist um Ereignisse mit 2 naheliegenden Partonen und weiteren 2 davon gut getrennten Partonen. Werden bei diesen Ereignissen die zwei naheliegenden Partonen zusammengefaßt: 4P ---> 3P dann werden sie vom Clusterformalismus immer noch als 3-Jets gefunden. Deshalb ändert sich die Summe der 3-Jets im Bereich $Y = 0.017 - 0.05$ um weniger als 1.5% .

In ähnlicher Weise kann man zeigen, daß der Thrustbereich $T < 0.85$ stabil ist gegen Änderungen des σ_q -Parameters. Wie wir in Kapitel VI gesehen

hatten wird der Thrust bei vorgegebener Konfiguration der Partonen für 2P nicht und für 3P nur wenig geändert wenn man σ_q variiert.

- 2P : Änderungen von σ_q nach oben oder unten bewirken daß mehr oder weniger von diesen Ereignissen vom Cluster-Programm als 3-Jet Ereignisse gefunden werden, aber dies betrifft in wesentlichen nur Ereignisse mit $T > 0.85$.

- 3P : Änderungen des σ_q betreffen vor allem Ereignisse mit zwei benachbarten Partonen also wiederum Ereignisse mit hohen Thrustwerten. Bei hohen σ_q -Werten (bis 450 MeV) sind allerdings in immer stärkerem Maße Ereignisse mit $T < 0.85$ betroffen, die vom Clusterformalismus nicht mehr als 3-Jet Ereignisse gefunden werden; dies liegt im wesentlichen an den verwendeten Schnitten für Jets die im Clusterprogramm enthalten sind. Im Bereich $\sigma_q = 150-450$ MeV ergibt sich eine Abnahme des 3-Jet Anteils ($T < 0.85$) um 12% .

2.3) Korrektur der Daten

Wegen der umfangreichen Vergleiche mit Monte-Carlo Ereignissen für verschiedene α_s , σ_q und Y Werte ist es unzweckmäßig für jede Änderung der Parameter detektorsimulierte Ereignisse zu produzieren (2St Rechenzeit pro 1000 Ereignisse). Wir arbeiten deshalb mit korrigierten Daten die den weiteren Vorteil haben, daß sie direkt mit anderen Experimenten vergleichbar sind. Dazu produzieren wir zunächst Vierervektoren für die beiden Standardmodelle IF und SF nach Tabelle IV.1 (mit Strahlungskorrekturen) , die wir dann durch das Detektorsimulationsprogramm, das Rekonstruktionsprogramm und das Selektionsprogramm HASEL schicken. Durch Vergleich der Thrustverteilung dieser Ereignisse mit den ursprünglichen Vierervektoren kann man für jedes Thrust-bin einen Korrekturfaktor berechnen. Da diese Korrekturen klein sind und zudem für die beiden Modelle (IF/SF) übereinstimmen ist es zulässig die Thrustverteilung (für 3-Jets) der Daten zu korrigieren, so, daß diese direkt mit Vierervektoren verglichen werden können.

2.4)Untersuchte Modelle

Da sich während der Analyse herausgestellt hat, daß die Energie-Impuls Erhaltung im IF-Modell einen großen Einfluß auf die α_s Bestimmung hat, haben wir dies nicht als systematischen Fehler angesehen sondern wie ein separates Modell behandelt;es wurden folgende Konfigurationen untersucht:

- a) SF : String Fragmentation
- b) IF : Energie-Impuls-Erhaltung nach HOYER (s. Kapitel VI)
- c) IF0: keine Energie-Impuls-Erhaltung
- d) IF1: Energie-Impuls-Erhaltung nach Ali-Odorico

Für die MC-Parameter wurden die Standardwerte aus Tabelle IV.1 verwendet.

2.5)Analyse

Wir haben α_s bei den Energien 22, 34 und 44 GeV bestimmt;bei 14GeV ist der 3-Jet Anteil vernachlässigbar. Die Resultate sind in den Abb. 7. 4a-c angegeben. Für die einzelnen Modelle ist dabei bei verschiedenen α_s - Werten der prozentuale Anteil an 3-Jet Ereignissen mit $T < 0.85$ gegen α_s aufgetragen . Dieser Anteil wurde aus jeweils 40000 Vierervektoren bestimmt, die eingezeichneten Fehlerbalken deuten die später besprochenen systematischen Fehler an. Man erkennt, daß sich in sehr guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen der Anzahl der 3-Jet Ereignisse und α_s ergibt was wegen des 4P-Anteils an den 3-Jets nicht trivial ist. Die beiden Modelle IF0 und IF1 stimmen überein, wir haben deshalb nur die Mittelwerte aus den beiden Modellen aufgetragen.

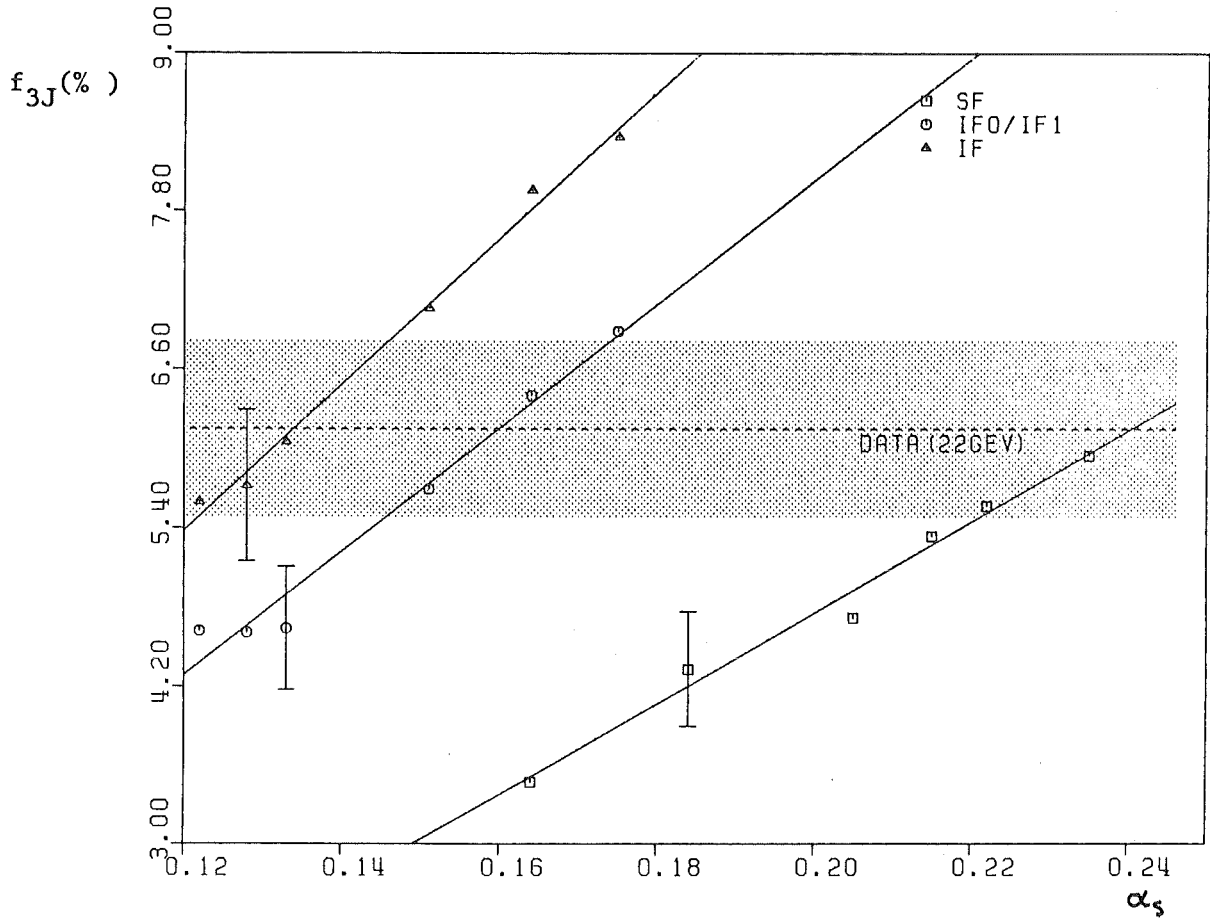


Abb. 7.4a : 3-Jet Anteil als Funktion von α_s bei 22 GeV

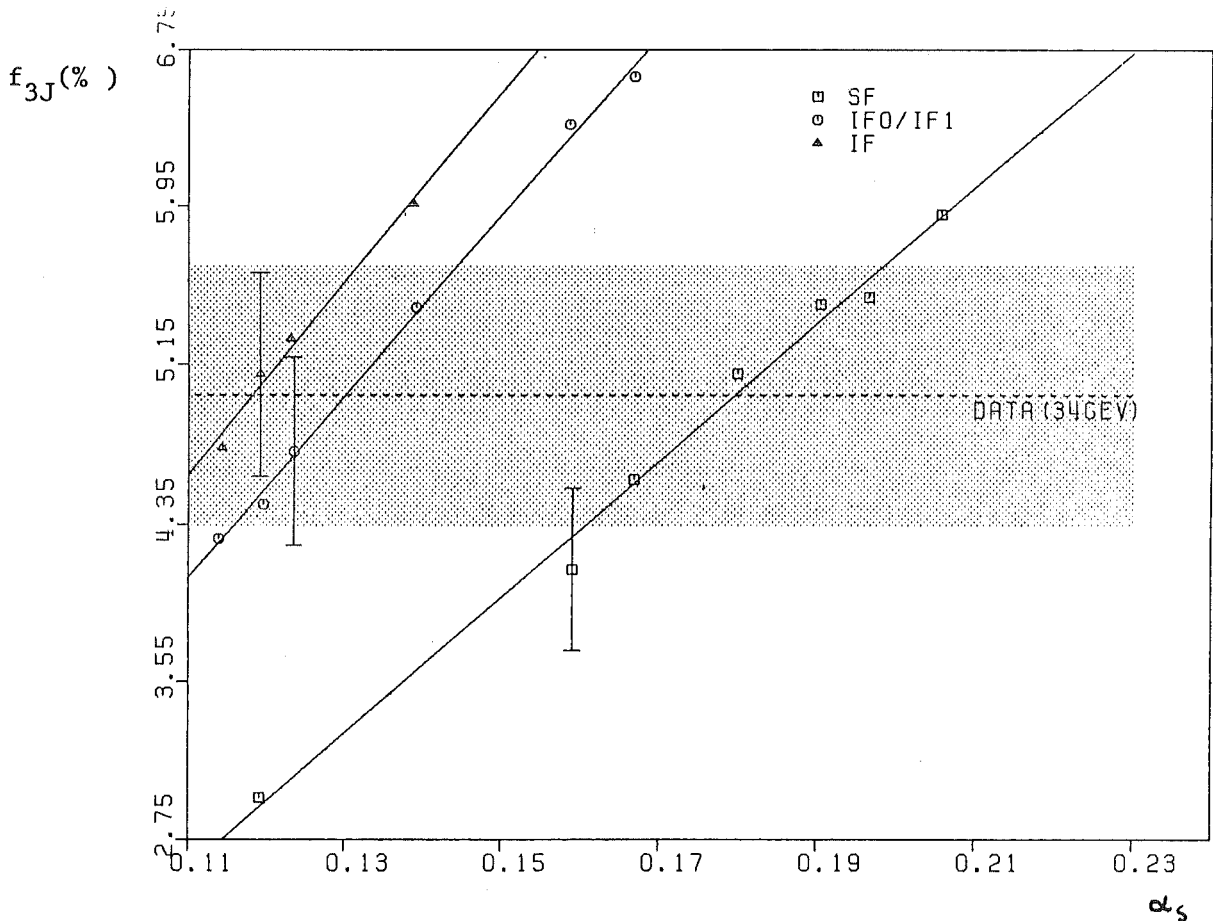


Abb. 7.4b : 3-Jet Anteil als Funktion von α_s bei 34 GeV

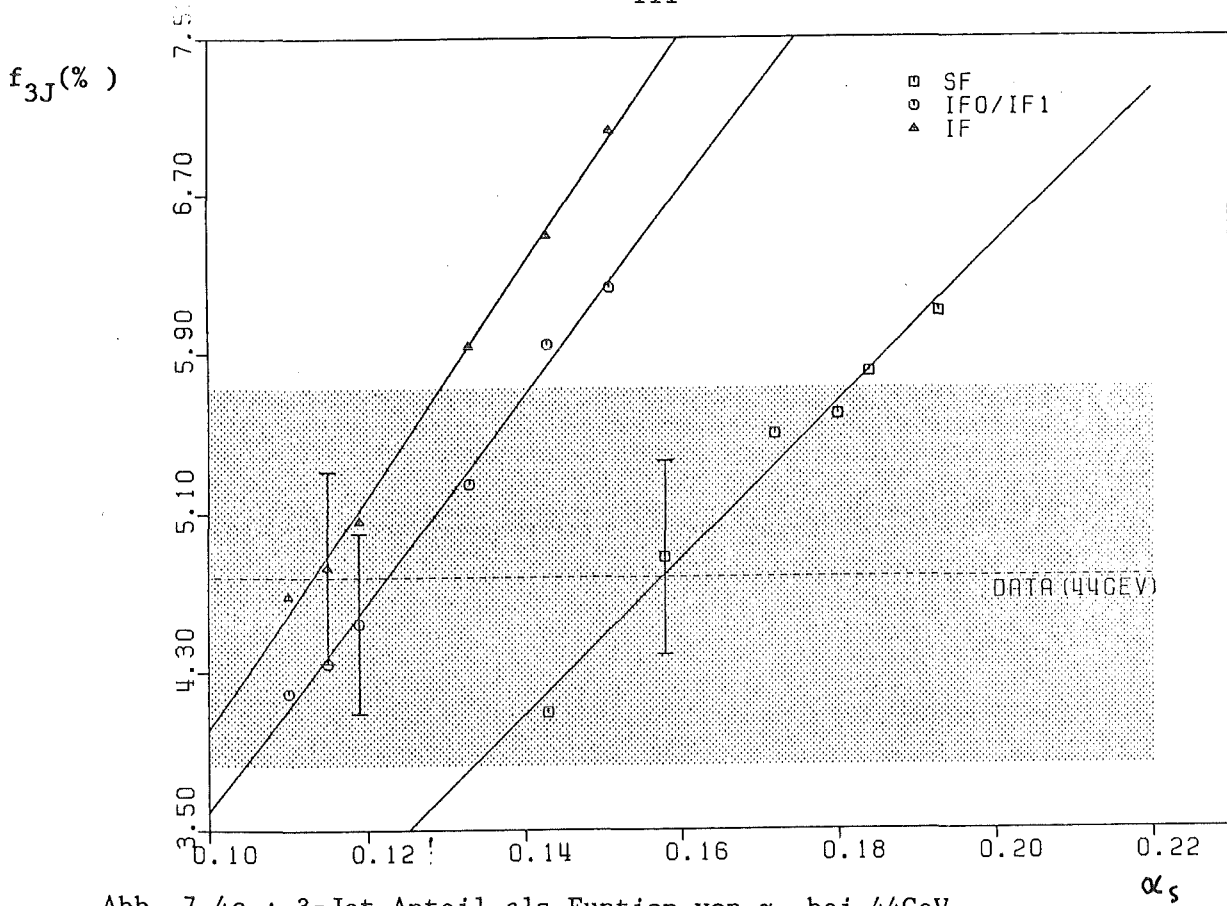


Abb. 7.4c : 3-Jet Anteil als Funktion von α_s bei 44GeV

Der prozentuale Anteil an 3-Jets in den Daten ist als horizontale gestrichelte Linie eingetragen, der statistische Fehler wird durch den schraffierten Bereich angegeben. Man erkennt deutlich bei den verschiedenen Energien, daß die Bestimmung von α_s modellabhängig ist: für einen bestimmten gemessenen Anteil an 3-Jets erhält man aus den einzelnen Modellen unterschiedliche α_s -Werte, wobei sich die größte Differenz zwischen den Modellen IF und SF ergibt. Man erkennt aber auch, daß die Art wie man Energie-Impuls-Erhaltung macht einen wesentlichen Einfluß auf die Bestimmung von α_s hat. Man muß dazu bedenken, daß bei allen Modellen der gleiche Parton-Generator verwendet wurde und sich die Unterschiede nur durch die Fragmentation ergeben. In der Folge wollen wir diese Differenzen kurz diskutieren:

a)Unterschied SF-IF : (Abb. 7.5)

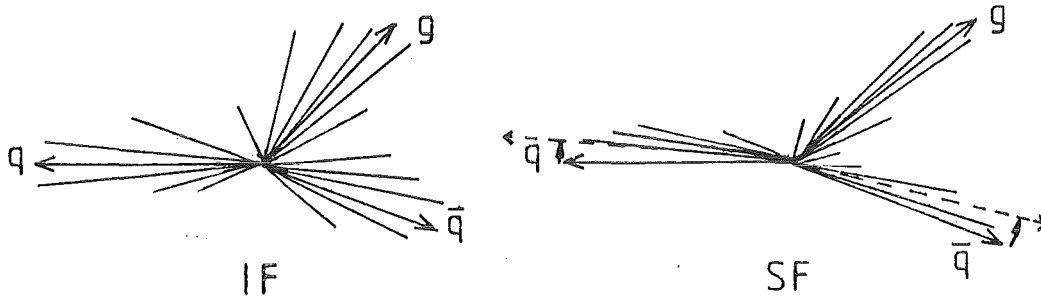


Abb. 7.5 : Vergleich Parton-Thrust/Jet-Thrust für SF bzw IF

Während bei unabhängiger Fragmentation die vom Clusterprogramm rekonstruierten Jet-Achsen mit den ursprünglichen Parton-Achsen übereinstimmen (IF), werden die Jet-Achsen bei SF gegenüber den Parton-Achsen wie in der Abb. 7.5 gezeigt, verdreht und dies führt zu höheren Thrustwerten. Damit wird der Anteil an 3-Jets im Bereich $T < 0.85$ für SF verringert.

b)Unterschied IF-IF0/IF1

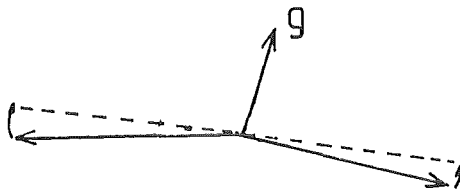


Abb. 7.6 : Einfluß der Energie-Impuls-Erhaltung auf den Thrust

Bei 3P Ereignissen muß nach der Fragmentation im wesentlichen der Impulsfehlbetrag in Gegenrichtung des Gluons kompensiert werden (Größenordnung 1GeV). Bei IF1 geschieht dies durch Verteilung des Impulsfehlbetrags auf die einzelnen Teilchen; dies bedeutet, daß die Jet-Achsen gegenüber den Parton-Achsen verdreht werden und dies führt wiederum zu größeren Thrustwerten. Ähnlich sind natürlich auch Ereignisse ohne Energie-Impuls-Erhaltung aufgrund des Impulsfehlbetrags in Richtung des Gluons geboostet und deshalb ist auch hier der 3Jet-Thrust größer als der 3P-Thrust. Beim IF-Modell dagegen skaliert man die Energie der Jets und die Jet-Achsen bleiben erhalten, hier wird der ursprüngliche Partonthrust am besten wiedergegeben.

2.6) Resultate

Man kann nun die α_s -Werte direkt aus den Abb. 7.4a-c ablesen:

Tabelle VII.1 : Resultate der α_s -Bestimmung (22, 34 und 44GeV)

ENERGIE	α_s (IF)	α_s (IF0/IF1)	α_s (SF)	Fehler	SF/IF
22GeV	0.13	0.16	0.24	11%	1.85
34GeV	0.12	0.13	0.18	10%	1.50
44GeV	0.11	0.12	0.16	20%	1.45

Der angegebene Fehler für α_s ist der statistische Fehler. In Abb. 7.7 zeigen wir die Thrustverteilung der korrigierten Daten bei 34GeV im Vergleich mit den Modellen IF und SF.

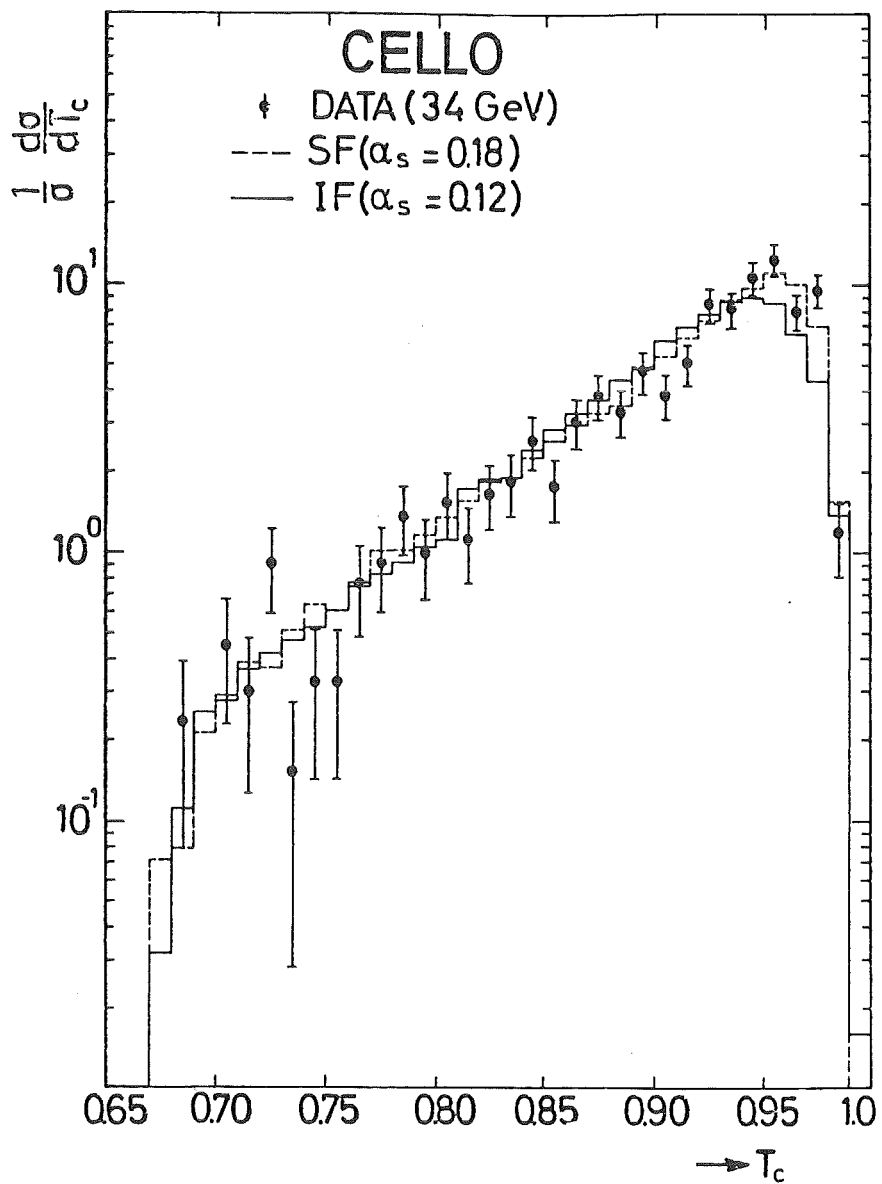


Abb. 7.7 : Vergleich der Thrustverteilungen für Daten und Modelle

2.7) Systematische Fehler

Wir haben folgende Einflüsse untersucht: (34GeV)

a) Y (Standard : Y=0.03)

$$(IF) Y = 0.017 \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = -3.8\%$$

$$(IF) Y = 0.05 \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = +0.8\%$$

$$(SF) Y = 0.017 \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = -0.9\%$$

$$(SF) Y = 0.05 \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = +0.6\%$$

b) σ_q (Standard : $\sigma_q=310\text{MeV}$ für SF und 265MeV für IF)

$$(IF) \sigma_q = 150\text{MeV} \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = -4.0\%$$

$$(IF) \sigma_q = 450\text{MeV} \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = +7.7\%$$

$$(SF) \sigma_q = 150\text{MeV} \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = -3.5\%$$

$$(SF) \sigma_q = 450\text{MeV} \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = +6.8\%$$

c) g-Fragmentation (Standard q=g Fragmentation)

$$\text{Fragmentation nach Ali} \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = +2.9\%$$

$$\text{Fragmentation nach Hoyer} \implies \Delta\alpha_s/\alpha_s = -3.1\%$$

SUMME : IF $\Delta\alpha_s/\alpha_s = -10.9\% / +11.4\%$

SF $\Delta\alpha_s/\alpha_s = -4.4\% / +7.4\%$

Bei 44GeV ergeben sich ähnliche systematische Fehler, bei 22GeV beträgt der systematische Fehler $\approx 25\%$. Man kann sich nun überlegen, wie diese Fehler das Verhältnis der α_s Werte aus den einzelnen Modellen beeinflussen. Für 34GeV gilt zum Beispiel:

$$\begin{array}{rcl} \text{IF0/IF1} & 0.13 + 11.4\% & = 0.145 \\ \text{SF} & 0.18 - 4.4\% & = 0.172 \\ \text{-----} & & \\ \text{SF/(IF0/IF1)} & & = 1.2 \end{array}$$

Dies bedeutet, daß selbst bei extremen Änderungen der MC-Parameter immer noch ein Unterschied zwischen den Grundmodellen IF und SF verbleibt. Es wäre falsch, wenn man das Verhältnis der α_s -Werte aus den verschiedenen Modellen mit der Summe der statistischen Fehler aus den Daten belegt, weil diese α_s -Werte nicht unabhängig sind; bei Änderungen des 3-Jet Anteils in den Daten verschieben sich die α_s -Werte der einzelnen Modelle in dieselbe Richtung und das Verhältnis ändert sich im Bereich des statistischen Fehlers der Daten nur um weniger als 0.1%. Deshalb kann man feststellen, daß die Modellabhängigkeit der α_s -Bestimmung selbst durch extreme Werte der MC-Parameter nicht erklärt werden kann und daß im Falle der unabhängigen Fragmentation die Art der Energie-Impulserhaltung eine wichtige Rolle spielt, da sie bei 22GeV bis zu 20% und bei 34 und 44GeV bis zu 10% unterschiedliche α_s -Werte liefern kann.

2.8) Bestimmung der Λ -Werte für die verschiedenen Modelle

Mit den α_s -Werten bei den verschiedenen Energien kann man durch Anpassung an die Formel (VII.5) für die Energieabhängigkeit von α_s in zweiter Ordnung, für jedes Modell das zugehörige Λ ermitteln. In den Abb. 7.8a-c sind für die einzelnen Modelle die α_s -Werte gegen die Energie aufgetragen und mit den angepaßten Kurven nach (VII.5) verglichen. man erhält folgende Λ -Werte:

TABELLE VII.2 : Mittleres Λ für IF,IF1/IF0,SF

MODELL	$\Lambda(\text{Alle})$	FEHLER(Alle)	$\Lambda(34,44\text{GeV})$	FEHLER(34,44GeV)
IF	80	+102 -59	70	+98 -60
IF0/IF1	170	+180 -120	127	+165 -105
SF	830	+680 -560	612	+620 -460

(alle Werte in MeV)

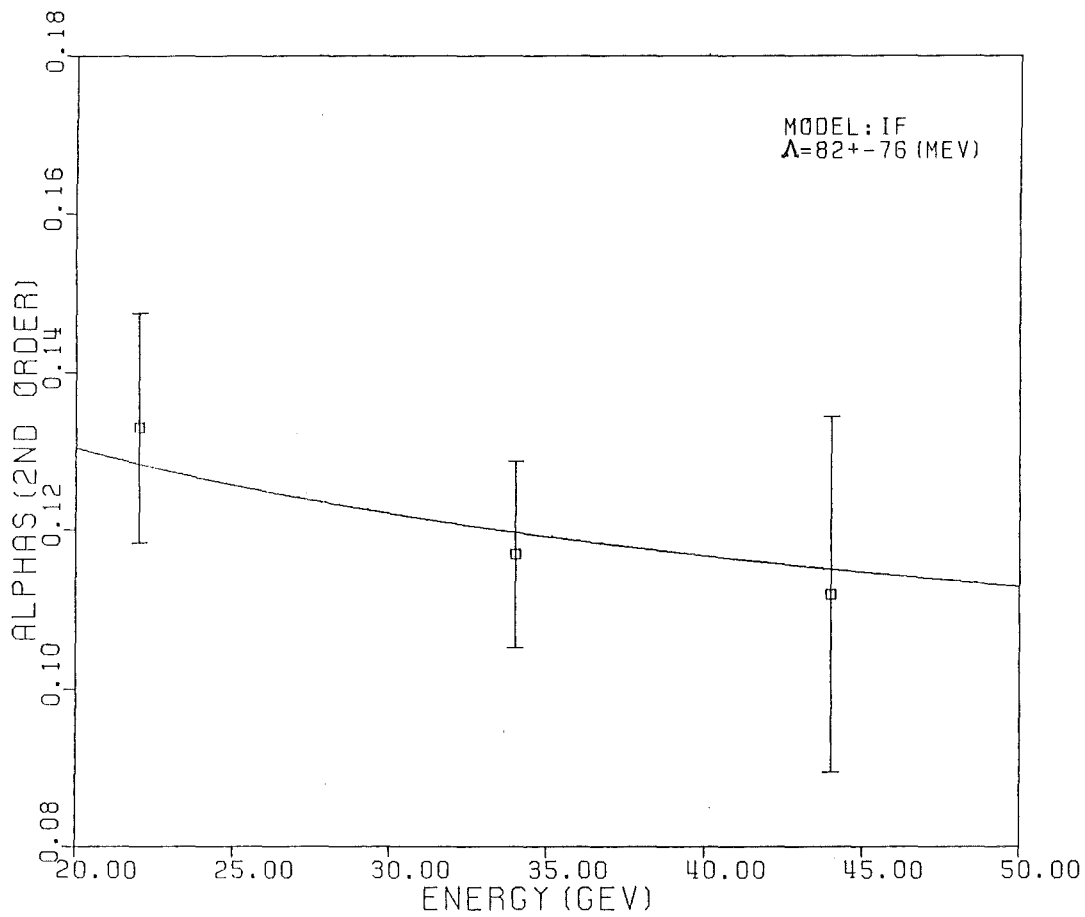


Abb. 7.8a : Λ -Bestimmung in zweiter Ordnung für IF

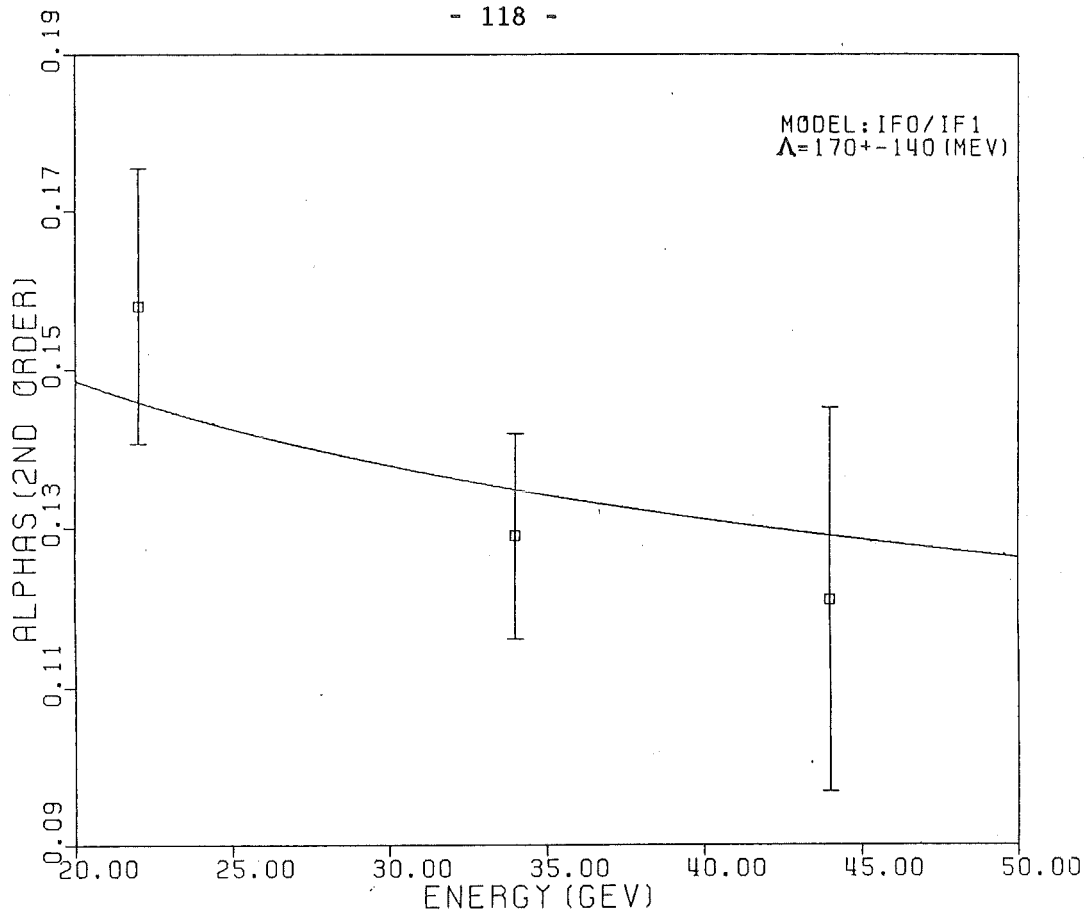


Abb. 7.8b : Λ -Bestimmung in zweiter Ordnung für IFO/IF1

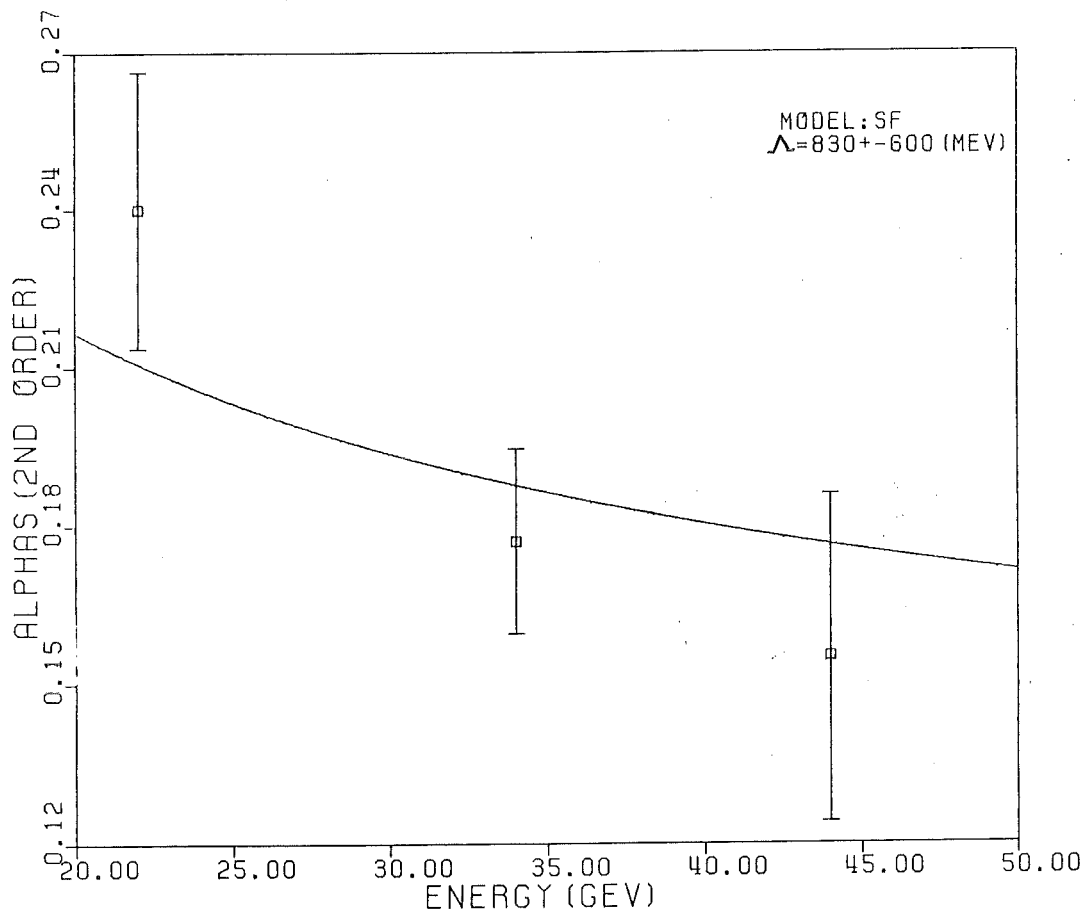


Abb. 7.8c : Λ -Bestimmung in zweiter Ordnung für SF

Die Fehler sind wegen der statistischen Fehler der α_s -Werte sehr groß, da eine kleine Änderung von α_s eine große Änderung von Λ bewirkt. Berechnet man für jede Energie die Λ -Werte mit Hilfe der Formel (VII.5) :

TABELLE VII.3 : Abnahme von Λ innerhalb der Modelle mit der Energie

MODELL	Λ (22GeV)	Λ (34GeV)	Λ (44GeV)
IF	140	80	70
IFO/IF1	340	140	120
SF	1300	750	450

(alle Λ -Werte in MeV)

so sieht es zunächst so aus, als ob die Λ -Werte innerhalb der einzelnen Modelle jeweils mit der Energie abnehmen. Nimmt man aber nur die Werte bei 34 und 44GeV so stimmen diese innerhalb der statistischen Fehler gut überein. Wahrscheinlich funktioniert das Cluster-Verfahren bei 22GeV nicht so gut, wie schon der systematische Fehler von 25% ausdrückt. Wir haben deshalb in TABELLE VI.2 noch die mittleren Λ -Werte aus einer Anpassung nur für die Energien 34 und 44GeV angegeben

3)A-BESTIMMUNG AUS DER ENERGIEABHÄNGIGKEIT VON MEßGRÖßEN

Wir hatten im Kapitel VI gesehen, daß in den Größen S und T immer ein Anteil aus QCD-Störungsrechnung und ein Fragmentationsanteil enthalten ist. Wir untersuchen die Größen $\langle 1-T \rangle$ und $\langle \sin^2 \eta \rangle$ die in QCD berechnet werden können:

$$(VII.8) \quad \langle 1-T \rangle = \frac{1}{\sigma_0} \int \frac{d\sigma}{dT} (1-T) dT$$

$$\langle \sin^2 \eta \rangle = \left\langle \frac{E_i \cdot \sin^2 \delta_i}{W} \right\rangle$$

σ_0 = Gesamtzahl der Ereignisse im Thrust-Bereich

E_i = Energie des Teilchens i

δ_i = Winkel des Teilchens relativ zur Thrustachse

η = energiegewichteter Jet-Öffnungswinkel

Da wir Vierervektoren ohne Strahlungskorrekturen untersuchen wollen, für die man die Größen (VII.8) als Summe eines QCD und eines Fragmentationsanteils ansetzen kann, müssen wir zunächst die Daten entsprechend korrigieren. Wir vergleichen deshalb die Thrustverteilung und die Verteilung von $\sin^2 \eta$ wie sie mit detektorsimulierten Daten erhalten werden mit den zugehörigen Vierervektoren ohne Strahlungskorrekturen und berechnen binweise Korrekturfaktoren. Diese Korrekturen sind modellunabhängig und deshalb sind auch die Werte (VII.8) für die korrigierten Daten modellunabhängig. Wir haben dabei die Größe $\langle 1-T \rangle$ durch eine Summe mit der endlichen Intervallbreite $\Delta T = 0.01$ angenähert.

3.1) $\langle 1-T \rangle$

Der Mittelwert $\langle 1-T \rangle$ wird sowohl durch die QCD als auch durch die Fragmentation bestimmt und wegen:

$$(VII.9) \quad d\sigma_t = d\sigma_{2J} + d\sigma_{3J} + d\sigma_{4J}$$

kann man die Beiträge der einzelnen Jet-Konfigurationen linear addieren:

$$(VII.10) \langle 1-T \rangle = 1/\sigma_0 \cdot (I_{2J} + I_{3J} + I_{4J})$$

$$I_{nJ} = \int \frac{d\sigma_{nJ}}{dT} \cdot (1-T) dT$$

Der 2-Jet Betrag wird allein durch die Fragmentation beeinflusst, weil 2-Parton Ereignisse ohne Fragmentation $T=1$ haben. Durch eine ähnliche Untersuchung wie in Kapitel VI.3.2 kann man zeigen, daß in guter Näherung gilt:

$$(VII.11) I_{2J} \sim 1/W \quad W=\text{Schwerpunktsenergie}$$

Diese Energieabhängigkeit erhält man auch aus Rechnungen im Rahmen der beiden Fragmentationsmodelle IF und SF. Für kleine $\langle 1-T \rangle$ Werte (große Energien) kann man auch für 3-Jet bzw 4-Jet Ereignisse einen Fragmentationsbeitrag der Form (VII.11) abspalten.[33] Wir machen deshalb folgenden Ansatz:

$$(VII.12) \langle 1-T \rangle = \text{QCD-Beitrag} + C \cdot 1/W$$

$$C = C_n \cdot \langle p_T \rangle$$

$$\text{mit } \langle n \rangle = C_n \cdot \ln W + \text{Konstante} \quad (n = \text{Multiplizität})$$

Dieser Ansatz gilt zwar für beide Modelle IF und SF aber er enthält einige Annahmen über die Fragmentation; z.B. wird vorausgesetzt, daß das $\langle p_T \rangle$ energieunabhängig ist, was wir in Kapitel VI.3.3 gezeigt haben. Wegen dieser Annahmen kann man eigentlich nicht von einer modellunabhängigen Bestimmung von α_s sprechen. Der QCD-Beitrag für diese Größe wurde für die erste [33] und die zweite Ordnung [34] berechnet und mit (VII.12) erhält man:

$$(VII.13) \langle 1-T \rangle = 1.05 \cdot (\alpha_s/\pi) + 9.5 \cdot (\alpha_s/\pi)^2 + C \cdot (1/W)$$

Wir haben diese Formel an die Daten angepaßt und zwar für die erste Ordnung QCD (α_s in VII.9 nach Gl.VII.4) und für die zweite Ordnung (α_s nach Gl.VII.5) mit folgenden Resultaten:

$$\begin{array}{ll} 1^{te} \text{ Ordnung : } & \Lambda = 900 \pm 200 \text{ MeV} \quad C = 0.67 \pm 0.42 \text{ GeV} \\ 2^{te} \text{ Ordnung : } & \Lambda = 340 +85-76 \text{ MeV} \quad C = 0.74 \pm 0.14 \text{ GeV} \end{array}$$

An dem niedrigeren Fehler für C in der zweiten Ordnung erkennt man, daß die Daten besser beschrieben werden als in erster Ordnung. In Abb. 7.9 vergleichen wir die Werte für $\langle 1-T \rangle$ aus den Daten mit dem gefitteten Ansatz nach (VII.9) für die zweite Ordnung. Wir haben zusätzlich den QCD-Beitrag allein eingezeichnet ; man sieht, daß dieser Beitrag bei hohen Energien dominiert. Allerdings kann man selbst bei den hohen Schwerpunktsenergien von 44 GeV und mehr, die Fragmentationseffekte nicht vernachlässigen.

Setzt man in (VII.13) nur voraus, daß der Fragmentationsbeitrag positiv ist und paßt man allein den QCD-Beitrag bei den höheren Energien 34 und 44 GeV an, so erhält man eine obere Grenze für den Skalenänderungsparameter Λ . Für die zweite Ordnung lautet das Resultat:

$$(VII.14) \Lambda < 590 +230 -190 \text{ (MeV)}$$

Dieses Resultat setzt voraus, daß die QCD-Beiträge höherer Ordnung zu $\langle 1-T \rangle$ entweder klein oder negativ sind.

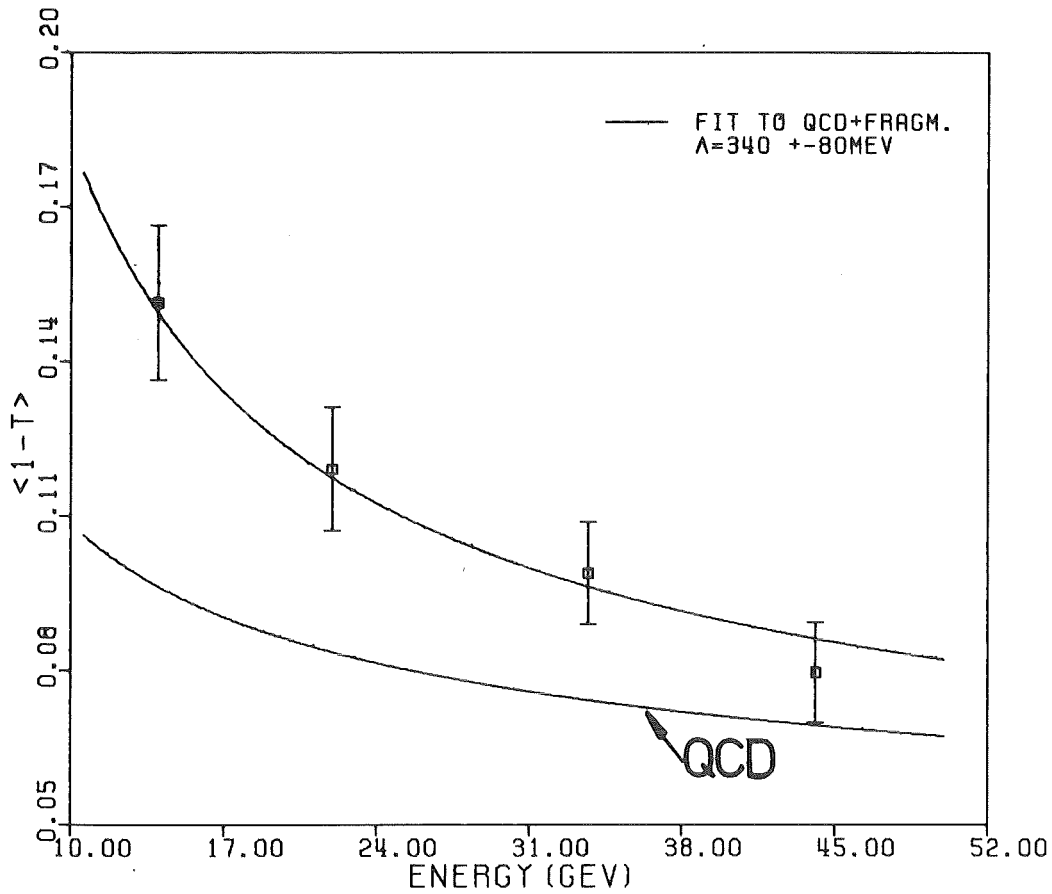


Abb. 7.9 : Vergleich der Daten mit dem Ansatz zweiter Ordnung für $\langle 1-T \rangle$

3.2) $\langle \sin^2 \eta \rangle$

Für diese Größe lag uns nur die QCD-Rechnung in erster Ordnung vor und es gilt folgender Ansatz: [35]

$$(VII.10) \quad \langle \sin^2 \eta \rangle = 2 \cdot (\alpha_s / \pi) + C_1 \cdot (1/W)$$

$$C_1 = C \cdot (\pi/2)$$

Eine Anpassung an die Daten liefert:

$$1^{te} \text{ Ordnung : } \Lambda = 377 \pm 115 \text{ MeV} \quad C = 0.87 \pm 0.14 \text{ GeV}$$

In Abb. 7.10 sind die Werte für $\langle \sin^2 \eta \rangle$ aus den Daten mit der angepaßten Kurve nach (VII.10) verglichen. Vergleicht man die Λ Werte in erster Ordnung für die beiden Größen $\langle 1-T \rangle$ und $\langle \sin^2 \eta \rangle$ so sieht man, daß der Beitrag zweiter Ordnung in (VII.10) kleiner sein muß als in (VII.9) weil man die Daten in erster Ordnung mit einem kleineren Λ -Wert und mit kleineren Fehlern der Parameter fitten kann. Dies verdeutlicht die Aussage aus Kapitel VII.1 daß die Λ -Werte in erster Ordnung nicht festgelegt sind. Wir wollen diese Werte noch mit einer früheren Analyse von PLUTO [36] im Bereich 7.7-31.6GeV vergleichen:

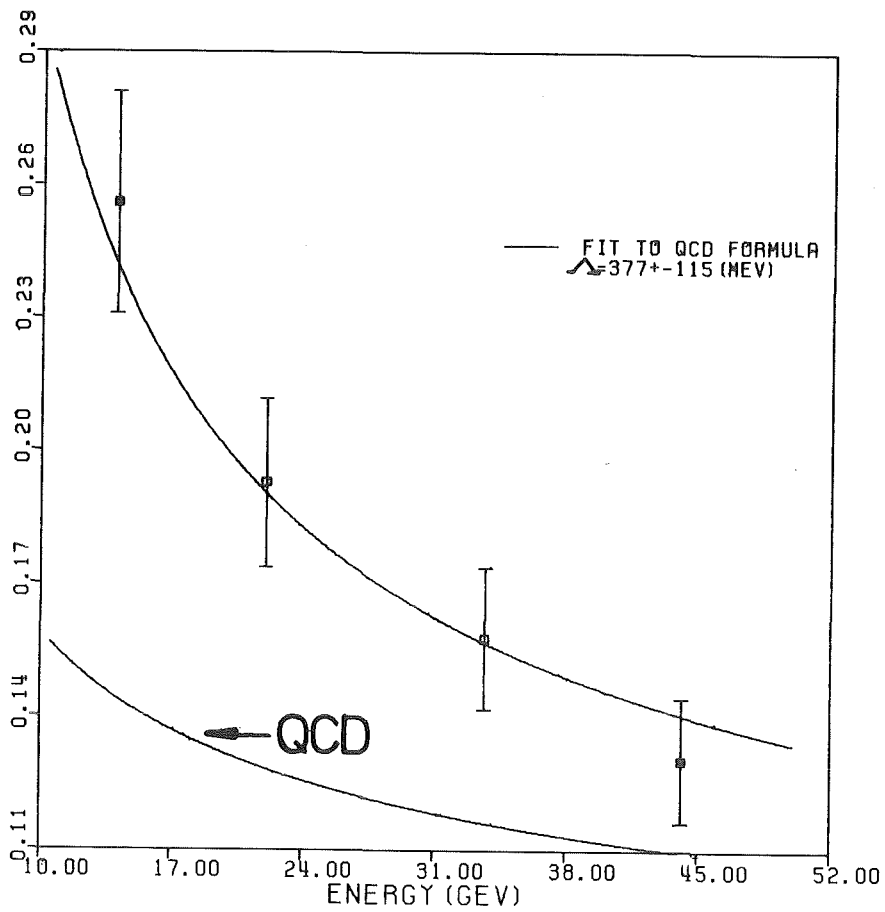


Abb. 7.10 : Vergleich der Daten mit Ansatz 1^{ter} Ordnung : $\langle \sin^2 \eta \rangle$

TABELLE VII.4 : Vergleich PLUTO/CELLO

	CELLO		PLUTO	
	Λ	C	Λ	C
$\langle 1-T \rangle$	$900 \pm 200 \text{ MeV}$	$0.67 \pm 0.42 \text{ GeV}$	$720 \pm 100 \text{ MeV}$	$0.60 \pm 0.15 \text{ GeV}$
$\langle \sin^2 \eta \rangle$	$380 \pm 120 \text{ MeV}$	$0.87 \pm 0.14 \text{ GeV}$	$316 \pm 30 \text{ MeV}$	$0.76 \pm 0.12 \text{ GeV}$

Man sieht, daß die Resultate der beiden Experimente gut übereinstimmen. Dies gilt allerdings nur wenn man die gleichen Größen betrachtet ($\langle 1-T \rangle$ oder $\langle \sin^2 \eta \rangle$) . Es wurde schon darauf hingewiesen, daß man für verschiedene Größen unterschiedliche Λ -Werte erhalten kann, wenn die Beiträge zweiter Ordnung zu diesen Größen verschieden sind . (s. Kapitel VII.1)

VIII) UNTERSCHIEDE DER MODELLE IF-SF

Wir interessieren uns speziell für die Verteilung der durch die Fragmentation entstandenen Teilchen relativ zu den ursprünglichen Partonachsen. In Kapitel IV wurde gezeigt, daß bei dem IF-Modell die Fragmentation entlang der Partonrichtungen erfolgt, während bei SF die Teilchen durch Aufbrechen des Farb-Strings der die Partonen verbindet erfolgt. Wir zeigen noch einmal das zugehörige Bild (Abb. 8.1) :

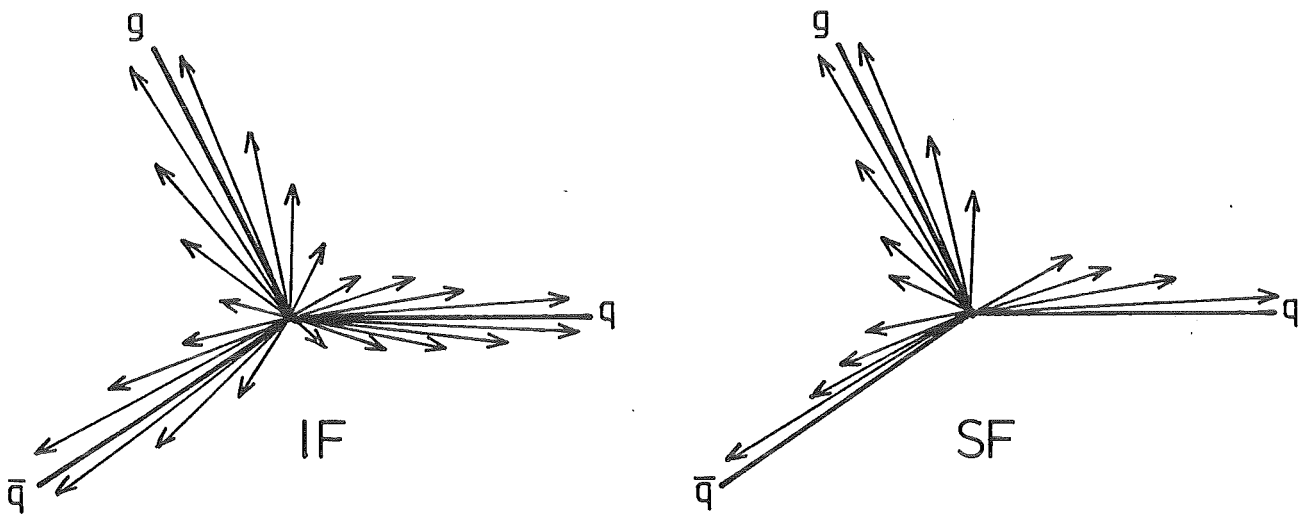


Abb. 8.1 : Verteilung der Teilchenimpulse relativ zu den Partonachsen

Sieht man von der Verschmierung durch Fluktuationen ab, so bedeutet dieses Bild, daß man im Falle der SF-Fragmentation im Bereich zwischen den beiden Quarks eine geringere Teilchenzahl erwartet als zwischen dem Gluon und den Quarks. Bei der IF-Fragmentation sollten dagegen die drei Bereiche ungefähr gleich besiedelt sein (abgesehen von der Energieabhängigkeit der Multiplizität) . Von JADE [37] wurde zum ersten Mal eine Untersuchung durchgeführt die diese unterschiedlichen Voraussagen mit den Daten vergleicht . Dabei wurden Monte-Carlo Rechnungen in erster Ordnung QCD benutzt. Wir führen eine ähnliche Untersuchung durch wobei wir unsere Standard-Monte-Carlo Ereignisse (Parameter nach Tabelle IV.1) verwenden; die Partonen werden dabei wie beschrieben (Kapitel IV) in zweiter Ordnung QCD erzeugt und es werden auch 4P-Endzustände generiert. Für die in Abb. 8.1 gezeigte Konfiguration müssen wir zunächst mit Hilfe des Cluster-Algorithmus die 3-Jet Ereignisse aus den Daten selektieren.

1)SCHNITTE

Neben den Standardschnitten für alle Ereignisse (Kapitel VI.3.1) und für die einzelnen Jets (VI.21) wurden die folgenden Forderungen an die gefundenen 3-Jet Ereignisse gestellt:

$$(VIII.1) \text{ Thrust} < 0.9$$

$$\text{Impulsfehlbetrag } \Sigma p_i < 8\text{GeV}$$

Der erste Schnitt verwirft den 2P Untergrund in den 3-Jet Ereignissen, der zweite soll den Einfluß der Strahlungskorrekturen begrenzen.

2)METHODE

Zunächst müssen wir in den 3-Jet Ereignissen eine Methode finden, das Gluon mit möglichst großer Wahrscheinlichkeit zu identifizieren. Dazu folgendes Bild (Abb. 8.2) :

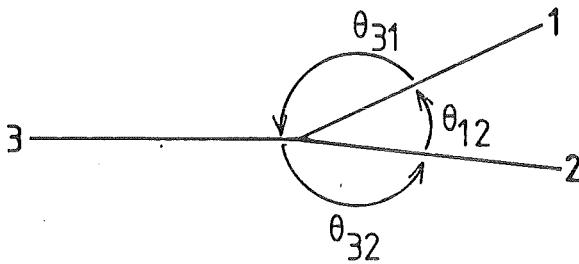


Abb. 8.2 : Identifikation des Gluons über Partonwinkel

Wenn man die Winkel zwischen den Partonen folgendermaßen ordnet:

$$(VIII.2) \theta_{12} < \theta_{31} < \theta_{32}$$

kann man durch Monte-Carlo Untersuchungen zeigen, daß in 60% der Fälle das Gluon mit Parton 1, in 26% mit Parton 2 und in 14% mit Parton 3 übereinstimmt. Eine bessere Identifikationswahrscheinlichkeit erreicht man durch folgende Fallunterscheidung:

$$\begin{aligned} \text{(VIII.3)} \quad \theta_{12} \quad 50^\circ - 80^\circ & : 65\% \text{ für } G \equiv \text{Parton 2} \\ \theta_{12} \quad 80^\circ - 120^\circ & : 70\% \text{ für } G \equiv \text{Parton 1} \end{aligned}$$

Die einzelnen 3-Jet Ereignisse werden folgendermaßen behandelt:

- Projizieren der Teilchenrichtungen und der Jet-Achsen auf die Sphericity Ebene
- Berechnen der Winkel zwischen den projizierten Jet-Achsen und Ordnen der Winkel
- Zuordnung der Partonen Q, Q, G nach den geordneten Winkeln für die beiden Bereiche $50^\circ - 80^\circ$ und $80^\circ - 120^\circ$
- Einteilung der drei Winkel in jeweils 10 bins und Aufsummieren der Teilchen in jedem bin; es wird dabei auf die Gesamtzahl der Teilchen normiert

Dies wird für alle 3-Jet Ereignisse wiederholt und die normierten Teilchenzahlen in den einzelnen bins werden aufsummiert. Die gesamte Verteilung wird schließlich noch auf die Zahl der Ereignisse normiert. Aus Gründen der Statistik haben wir diese Untersuchung nur bei 34 GeV durchgeführt.

3) ANALYSE

In den Abb. 8.3a,b zeigen wir die Teilchendichten aus den Daten für die beiden Bereiche, verglichen mit unseren Standardmodellen IF und SF :

horizontale Achse : die drei Winkelbereiche QG, GQ und QQ eingeteilt in je 10 bins

vertikale Achse : logarithmisch die normierte Teilchendichte pro bin

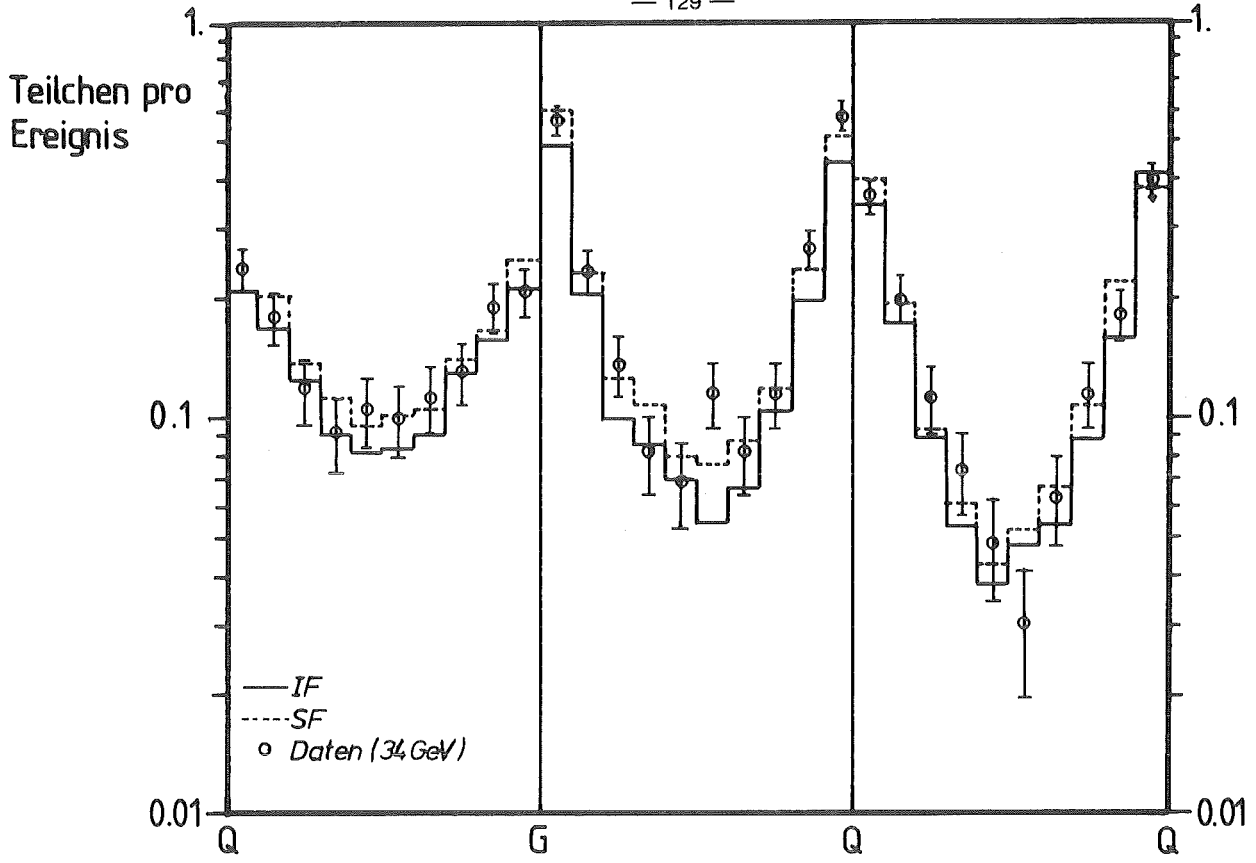


Abb. 8.3a : Verteilung der Teilchendichten im Bereich 50-80°

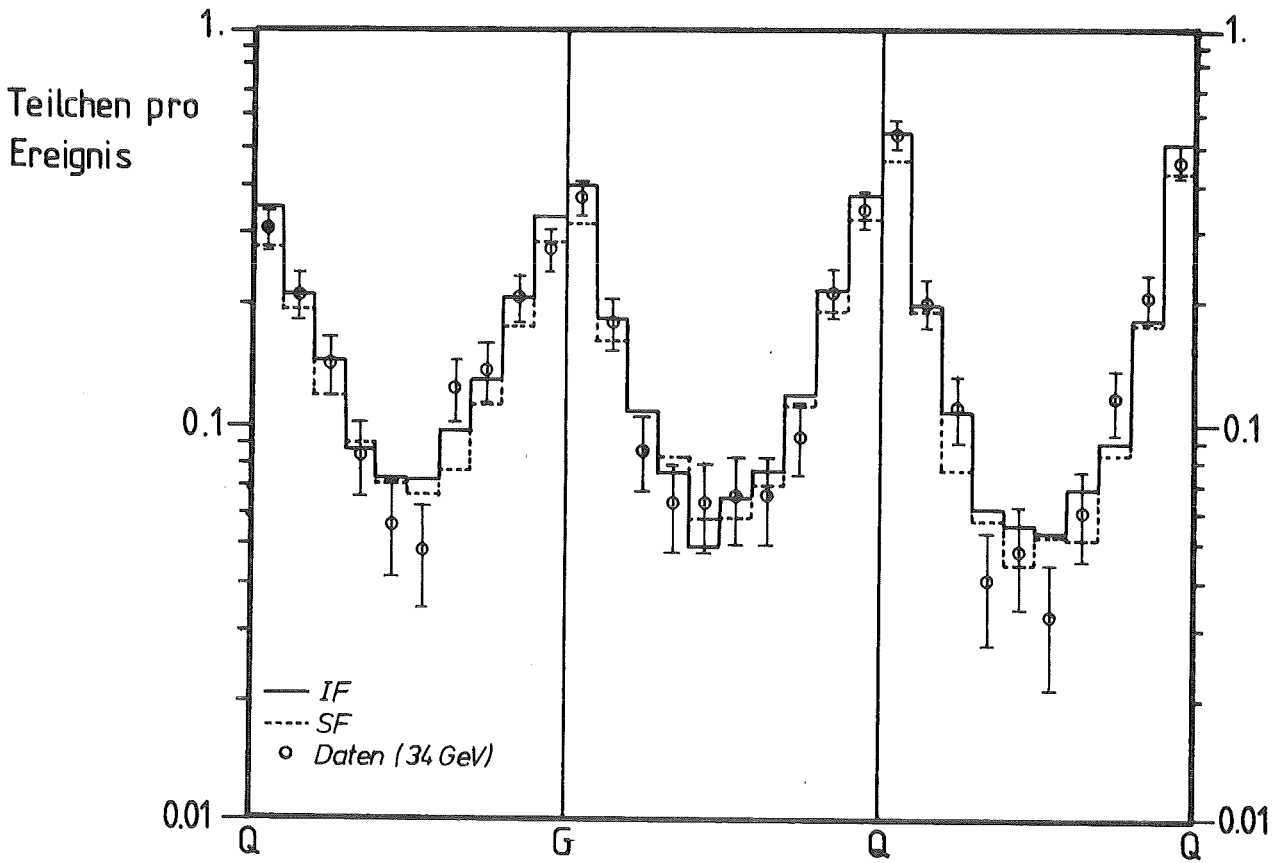


Abb. 8.3b : Verteilung der Teilchendichten im Bereich 80-120°

Man erkennt sehr deutlich, daß das SF Modell für beide Bereiche zwischen QG mehr Teilchen voraussagt als zwischen $Q\bar{Q}$, für das IF Modell ergibt sich zwar im Bereich $40^\circ-80^\circ$ auch ein Unterschied aber der ist darauf zurückzuführen, daß die Partonen sehr unterschiedliche Multiplizitäten liefern. Im Bereich $80^\circ-120^\circ$ ist die Energie symmetrischer auf die drei Partonen verteilt, hier stimmen die QG, $Q\bar{Q}$ und $Q\bar{Q}$ Verteilungen beim IF Modell besser überein. Um die Unterschiede deutlich zu machen nehmen wir nur die Teilchensummen aus den 6 inneren bins und tragen sie in eine Tabelle ein:

TABELLE VIII.1 : Teilchensummen für die 6 inneren bins

(50°-80°)			(80°-120°)		
IF	SF	DATEN	IF	SF	DATEN
0.70	0.83	0.84±0.06	0.65	0.60	0.63±0.05
0.55	0.70	0.71±0.05	0.53	0.54	0.53±0.04
0.40	0.45	0.44±0.04	0.49	0.41	0.38±0.04

QG/ $Q\bar{Q}$ 1.38 1.56 1.61±0.26 QG/ $Q\bar{Q}$ 1.08 1.32 1.39±0.2

Betrachten wir nur die Verhältnisse QG/ $Q\bar{Q}$ die charakteristisch sind für die einzelnen Modelle dann sehen wir, daß die Daten durch das SF-Modell eindeutig besser beschrieben werden; die Signifikanz beträgt zwar nur 1 bzw 2 Standardabweichungen aber die beiden Messungen sind unabhängig weil jeweils verschiedene Ereignisse eingehen. JADE [37] ist mit besseren statistischen Fehlern zur selben Aussage gekommen.

4) SYSTEMATISCHE FEHLER

Wir wollen noch kurz die Möglichkeit prüfen ob Änderungen der MC-Parameter im IF-Modell die Daten beschreiben können. Wir haben den Einfluß von α_s, σ_q und Y auf das Verhältnis $QG/Q\bar{Q}$ für das IF-Modell untersucht und erhalten folgende Fehler:

- $Y = 0.017-0.05$: rel Fehler ($QG/Q\bar{Q}$) < 2%
- $\sigma_q = 150-450\text{MeV}$: rel Fehler ($QG/Q\bar{Q}$) < 7%
- $\alpha_s = 0.10-0.14$: rel Fehler ($QG/Q\bar{Q}$) < 2%

SUMME	11%
-------	-----

In einer neueren Analyse von JADE [38] wird gezeigt, daß auch eine weichere Fragmentation des Gluons ($\sigma_g > \sigma_q$) im IF Modell das Verhältnis $QG/Q\bar{Q}$ aus den Daten nicht voll erklären kann; dies liegt daran, daß ein höheres σ_g des Gluons nur die Verteilung der Teilchen im Bereich QG verändert, nicht aber ihre Zahl relativ zum $Q\bar{Q}$ Bereich erhöht.

5) DISKUSSION IF ODER SF ?

Wenn wir die Aussagen aus Kapitel VII nehmen und mit den obigen Resultaten vergleichen ergibt sich ein Widerspruch: der niedrige Λ -Wert aus Kapitel VII.3.1 der mit Resultaten aus der Lepton-Nukleon-Streuung [39], [40], [41] übereinstimmt bevorzugt die IF-Modelle, während die Untersuchung der Teilchendichten für das SF-Modell spricht. Das Problem scheint durch Korrekturen in den Matrixelementen des Parton-Generators gelöst zu werden (diese betreffen vor allem die 3P Endzustände) die zur Zeit durchgeführt werden. Erste Untersuchungen zeigen, daß man mit diesen Korrekturen kleinere Λ -Werte für das SF-Modell erhält.

ANHANG A: Mitglieder der CELLO-Kollaboration

H.J. Behrend, J. Bürger, L. Criegee, H. Fenner, G. Franke, J. Meyer, V. Schröder and H. Emdt, U. Timm, G.G. Winter, W. Zimmermann (DESY)

P.J. Bussey, A. Campell, J.B. Dainton, D. Hendry, J.M. Scarr, I.O. Skillicorn, K.M. Smith (Glasgow)

M. Poppe, H. Spitzer (Hamburg)

O. Achterberg, G. Agostini, W.D. Apel, J. Engler, G. Flügge, B. Forstbauer, D.C. Fries, W. Fues, K. Gamedinger, Th. Henkes, G. Hopp, J. Knapp, M. Krüger, H. Küster, H. Müller, H. Randoll, K.H. Ranitzsch, G. Schmidt and H. Schneider (Karlsruhe)

W. de Boer, D. Buschhorn, G. Grindhammer, P. Grosse-Wiesmann, B. Gunderson, C. Kiesling, R. Kotthaus, H. Lierl, D. Lüers, H. Oberlack, P. Schacht (Munich)

G. Bonneaud, P. Colas, A. Cordier, M. Davier, D. Fournier, J.F. Grivaz, J. Haissinski, V. Journé, F. Le Diberder, U. Mallik, E. Ros and J.J. Veillet (Orsay)

J.H. Field, R. George, M. Goldberg, O. Hamon, F. Kapusta, F. Kovacs, R. Pain, L. Poggioli and M. Rivoal (LPNHE Paris)

M. Gaspero and B. Stella (Rome)

R. Aleksan, J. Bouchez, G. Carnesecchi, G. Cozzika, Y. Ducros, A. Gaidot, P. Jarry, Y. Lavagne, F. Ould Saada, J. Pamela, J.P. Pansart and F. Pierre (Saclay)

ZUSAMMENFASSUNG

Es wurden multihadronische Ereignisse untersucht, die mit dem CELLO-Detektor am e+e- Speicherring PETRA gemessen wurden.

Im ersten Teil wurde vor allem die Energieabhängigkeit von Jet-Größen behandelt, die mehr oder weniger empfindlich sind gegen QCD- und Fragmentationseffekte. Mit Hilfe der Jet-Größen Sphericity und Thrust wurde das Energieverhalten der Fragmentation untersucht und mit einfachen Modellvoraussagen verglichen. Es wurde in guter Näherung bestätigt, daß der mittlere Öffnungswinkel der Jets mit $1/\sqrt{W}$ (W = Schwerpunktsenergie) abnimmt. Mit Hilfe eines Clusteralgorithmus wurden 3-Jet Ereignisse in den Daten gesucht und durch Vergleich mit Modellvoraussagen konnte die Existenz von solchen Ereignissen bei den höheren PETRA-Energien (34GeV, 44GeV) nachgewiesen werden. Mit derselben Methode wurde die Existenz von 4-Jet Ereignissen bei diesen Energien nachgewiesen. Dieses Ergebnis wurde bei 34GeV durch die Untersuchung der Tripodity-Verteilung bestätigt.

Im zweiten Teil wurde die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s (in zweiter Ordnung) bei den Schwerpunktsenergien 22, 34 und 44GeV bestimmt. Wir verwendeten dazu ein Clusterverfahren wobei die Anzahl der 3-Jet Ereignisse in den Daten mit den Monte-Carlo Voraussagen bei verschiedenen α_s -Werten verglichen wurde. Wir führten dies für verschiedene Fragmentationsmodelle durch:

- a)SF : String Fragmentation
- b)IF : Independent Fragmentation mit Energie-Impuls-Erhaltung nach HOYER
- c)IF0: keine Energie-Impuls-Erhaltung
- d)IF1: Energie-Impuls-Erhaltung nach Ali-Odorico

Wir fanden eine starke Modellabhängigkeit der α_s -Bestimmung auch in zweiter Ordnung QCD. Außerdem zeigte sich, daß die verschiedenen Schemata die für die Energie-Impuls-Erhaltung existieren, zu unterschiedlichen α_s -Werten führen. Wir erhielten folgende Werte für den Skalenänderungsparameter Λ :

TABELLE VII.2 : Mittleres Λ für IF,IF1/IFO,SF

MODELL	$\Lambda(34,44\text{GeV})$	FEHLER(34,44GeV)
IF	70MeV	+98MeV -60MeV
IFO/IF1	127MeV	+165MeV -105MeV
SF	612MeV	+620MeV -460MeV

Mit Hilfe der Energieabhängigkeit der Jet-Größe $\langle 1-T \rangle$ die wir als Summe eines QCD-Terms zweiter Ordnung und eines Fragmentationsbeitrags der Form $\sim 1/W$ ansetzten, konnten wir einen Λ -Wert bestimmen der für beide Modelle IF und SF gilt:

$$\underline{\Lambda = 340\text{MeV} + 85\text{MeV} - 76\text{MeV} \quad (2\text{te Ordnung})}$$

Dieser Wert paßt besser zu den Λ -Werten die die IF-Modelle im Rahmen der Clusteranalyse liefern, während das SF-Modell im Vergleich einen zu hohen Λ -Wert liefert.

Wenn wir keinen bestimmten Ansatz für die Fragmentation machen und nur fordern, daß der entsprechende Beitrag zu $\langle 1-T \rangle$, positiv ist, können wir eine "modellunabhängige" obere Grenze für Λ angeben:

$$\underline{\Lambda < 590\text{MeV} + 230\text{MeV} - 190\text{MeV} \quad (2\text{te Ordnung})}$$

Unterschiedliche Voraussagen des IF-Modells und des SF-Modells für die Teilchendichten zwischen den Jet-Achsen wurden an den Daten überprüft.

dabei ergab sich eine leichte Bevorzugung des SF-Modells. Der "Widerspruch" zu den Resultaten der α_s -Bestimmung scheint durch Korrekturen im SF-Modell gelöst zu werden die in letzter Zeit angebracht wurden. Erste Untersuchungen zeigen, daß das neue SF-Modell kleinere Λ -Werte liefert.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] JADE Coll., Bartel W. et al. : DESY Report 79/80 (1979)
MARKJ Coll., Barber D.P. et al. : Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1915.
PLUTO Coll., Berger Ch. et al. : Phys. Lett. 86B (1979) 418.
TASSO Coll., Brandelik R. et al. : Phys. Lett. 86B (1979) 243.
- [2] CELLO Coll., Behrend H.J. et al. : Nucl. Phys. B218 (1983) 269.
- [3] MARKJ Coll., Adeva B. et al. : Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 2051.
- [4] JADE Coll., Bartel W. et al. : Phys. Lett. 119B (1982) 239.
- [5] Doktorarbeit: Randoll H. : KfK Report 3569 (1983)
- [6] Müller H. : unveröffentlichter Bericht (1985)
- [7] CELLO Coll., Behrend H.J. et al. : Phys. Lett. 138B (1984) 311.
- [8] Lohrmann E., Steffen G., Kunz C., Fritsch H., Wiik B. : "25 Jahre DESY"
Stuttgart, BILD DER WISSENSCHAFT (1984)
- [9] DESY : Wissenschaftlicher Jahresbericht 1983
- [10] CELLO Coll., Behrend H.J. et al. : Phys. Scripta 23 (1981) 610.
- [11] Flügge G. : KfK REPORT 3286 (1982)
- [12] Hopp G. : unveröffentlichter Bericht (1981)
- [13] Gamerdinger K. : Diplomarbeit Karlsruhe 1984
- [14] Behrend H.J. : private Mitteilung
- [15] Kramer G. : DESY REPORT T-83-01 (1983)
- [16] Reinders L.J. : Rutherford Appleton Laboratory RL-81-078 (1981)
- [17] Sjöstrand T. : University of Lund Report TP82-7 (1982)
- [18] Sjöstrand T. : University of Lund Report TP82-3 (1982)
- [19] Ali A., Barreiro F. : DESY REPORT 83-070 (1983)
- [20] Hoyer P., Osland P., Sander H.-J., Walsh T.F., Zerwas P.M. :
Nucl. Phys. B161 (1979) 349.
- [21] Björken J.D., Brodsky S.J. : Phys. Rev. D1 (1970) 1416.
- [22] Brandt S. et al. : Phys. Lett. 12 (1964) 57.
Fahri E. : Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1587.
- [23] Wolf G. : DESY Report 80/13 (1980) 123.
- [24] TASSO Coll., Brandelik R. et al. : Phys. Lett. 86B (1979) 243.
- [25] Nachtman O. et al. : Z. Phys. C14 (1982) 47.
- [26] Reiter A. : University of Heidelberg Report HD-THEP-81-10 (1981)
- [27] JADE Coll., Bartel W. et al. : DESY Report 82/016 (1982)
- [28] Becher, Böhm, Joos : "Eichtheorien der starken und elektroschwachen
Wechselwirkung" Stuttgart, Teubner (1981) 200.
- [29] Collins J.C., MacFarland A.J. : Phys. Rev. D10 (1974) 1201.
- [30] Gell-Mann M., Low F. : Phys. Rev. 84 (1951) 350.

- Gell-Mann M., Low F. : Phys. Rev. 95 (1954) 1300.
- [31] Bace M. : Phys. Lett. B78 (1978) 132.
- [32] Bardeen W.A., Buras A.J., Duke D.W., Muta T. : Phys. Rev. D18 (1978) 3998.
- [33] de Rujula A. et al. : Nucl. Phys. B138 (1978) 387.
- [34] Clavelli L., Wyler D. : Phys. Lett. 103B (1981) 383.
- [35] Basham Cl., Brown L.S., Ellis S.D., Love S.T. : Phys. Rev. D17 (1978) 2298.
- [36] PLUTO Coll., Berger Ch. et al. : Z. Phys. C, Particles and Fields 12 (1982) 297-306.
- [37] JADE Coll., Bartel W. et al. : Z. Phys C, Particles and Fields 21 (1983) 37.
- [38] JADE Coll., Bartel W. et al. : DESY REPORT 83-080 (1983)
- [39] PROCEEDINGS of the XX International Conference on High Energy Physics 1980 (Madison, U.S.A.)
- [40] de Groot J.G.H. et al. : Z. Physik C1 (1979) 143.
- [41] de Groot E.H., Gounaris G.J., Schildknecht D. : Phys. Lett. 85B (1979) 399 , Z. Physik C5 (1980) 127. , Phys. Lett. 90B (1980) 470.