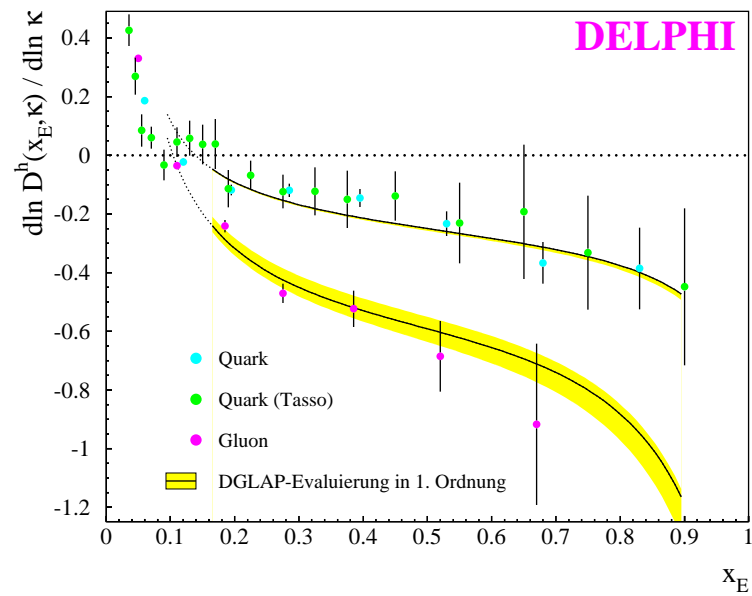




Eine umfassende Studie der Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets



Oliver Klapp

Abstract

Three jet events arising from decays of the Z boson, collected by the DELPHI detector at LEP, were used to compare properties of gluon and quark jets. Gluon jets were anti-tagged by identifying heavy (b) quark jets. Quark and gluon jet properties of different jet scale ranges were compared for the first time within the same detector. Quark and gluon jets of nearly the same topology in symmetric Y- and Mercedes events were also compared.

Gluon jets are broader and produce fragments with a softer energy spectrum than quark jets of equivalent scale. The string effect was observed for the first time in fully symmetric three jet events. The measured ratio of the charged particle flow in the $q\bar{q}$ inter-jet region of the $q\bar{q}g$ and $q\bar{q}\gamma$ samples agrees with the perturbative QCD expectation. The charged hadron multiplicity in a cone perpendicular to the event plane of symmetric three jet events was determined. The measurement constitutes a test of the colour coherence property of QCD and of LPHD.

The production spectra of the identified particles K^\pm , π^\pm , p , and \bar{p} were found to be softer in gluon jets compared to quark jets, with a higher multiplicity in gluon jets as observed for inclusive charged particles. A significant proton enhancement in gluon jets is observed indicating that baryon production proceeds directly from colour objects. The maxima, ξ^* , of the ξ -distributions for kaons in gluon and quark jets are observed to be different. The study of isoscalar resonance production shows no indication of an excess of $\phi(1020)$ production in gluon jets.

The splitting processes of quarks and gluons are investigated using longitudinal and transverse observables. The primary splitting into subjet agrees with fragmentation models and, for specific regions of the jet resolution y , with NLLA calculations. The maximum of the ratio of the primary subjet splittings in quark and gluon jets is $2.66 \pm 0.09 \pm 0.10$. Due to non-perturbative effects, the data are below the expectation at small y . The transition from the perturbative to the non-perturbative domain appears at smaller y for quark jets than for gluon jets. Combined with the observed behaviour of the higher rank splittings, this explains the relatively small multiplicity ratio between gluon and quark jets.

The fragmentation functions of quarks and gluons are measured in various three jet topologies. The results at different values of transverse momentum-like scales are compared. Parameterizations of the quark and gluon fragmentation functions at a fixed reference scale and also for a wide range of scales are given. The fragmentation functions show the predicted pattern of scaling violations. Scaling violations in identified gluon jets are observed for the first time.

The scaling violation for quark jets as a function of a transverse momentum-like scale is in a good agreement with that observed in lower energy e^+e^- annihilation experiments. For gluon jets it appears to be significantly stronger. The scale dependences of the gluon and quark fragmentation functions agree with the prediction of the DGLAP evolution equations from which the colour factor ratio C_A/C_F is measured to be:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.26 \pm 0.09_{stat.} \pm 0.06_{sys.} \pm 0.12_{clus.,scale}.$$

The charged hadron multiplicity in gluon and quark jets was determined as a function of a transverse momentum-like scale. The dependence of the charged hadron multiplicity on the opening angle in symmetric three jet events is compared with theoretical predictions.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell	5
2.1	Die Quantenelektrodynamik	7
2.2	Die elektroschwache Wechselwirkung	9
2.3	Die starke Wechselwirkung	11
3	Das Experiment	18
3.1	Der e^+e^- -Speicherring LEP	18
3.2	Der DELPHI-Detektor	21
3.2.1	Spurdetektoren	22
3.2.2	Kalorimeter	27
3.2.3	Szintillatoren	28
3.2.4	Ringabbildende Cherenkov-Detektoren	28
3.3	Datennahme, -verarbeitung und -analyse bei DELPHI	29

4	Jets in der QCD	35
4.1	Die Farbfaktoren	35
4.2	Entstehung von Jets	37
4.2.1	Das LPHD-Konzept	38
4.3	Gluon-Interferenzen	40
4.4	Cluster-Algorithmen	41
4.4.1	Der CAMBRIDGE-Jet-Algorithmus	46
4.5	Impulsbedingungen der Drei-Jet-Ereignistopologie	49
4.6	QCD-Vorhersagen für die Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets	49
4.6.1	Aufspaltungskerne von Gluonen und Quarks	52
4.6.2	Fragmentationsfunktionen von Gluonen und Quarks	57
4.6.3	Multiplizitäten von Gluon- und Quark-Jets	60
5	Generator- und Fragmentationsmodelle	64
5.1	Das Partonschauer-Modell	67
5.2	Fragmentationsmodelle	68
5.2.1	Die Fragmentationsfunktion	71
5.3	<i>Monte Carlo</i> -Generatoren	72
6	Die Datenanalyse	75
6.1	Die Selektion hadronischer Ereignisse	75
6.2	Die Selektion der Ereignistopologien	79
6.3	Die Identifikation von Quark- und Gluon-Jets	81
6.3.1	Die Identifikation von <i>b</i> -Ereignissen	82
6.3.2	Die Trennung von Quark- und Gluon-Jets	90
6.3.3	Die Zuordnung der Jets zu den Partonen im <i>Monte Carlo</i>	93
6.3.4	Die Qualität der Gluon-Jet-Identifizierung	97
6.4	Korrekturen	100
6.4.1	Die Reinheitskorrektur	101
6.4.2	Die Akzeptanzkorrektur	103

7	Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen in Gluon- und Quark-Jets	105
7.1	Teilchenidentifikation mit der <i>TPC</i>	106
7.2	Teilchenidentifikation mit dem <i>RICH</i>	109
7.3	Die kombinierte Teilchenidentifikation mit <i>TPC</i> und <i>RICH</i>	112
7.3.1	Selektion von Teilchen und Ereignissen für die Teilchenidentifikation	113
7.3.2	Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation	115
7.3.3	Effizienzen und Reinheiten der Teilchenidentifikation	122
8	Skalen von Quark- und Gluon-Jets	128
9	Ergebnisse	137
9.1	Topologische Unterschiede von Gluon- und Quark-Jets	138
9.1.1	Räumliche Verteilung von Teilchen in symmetrischen Ereignissen . .	138
9.1.2	Teilchendichte in Gluon- und Quark-Jets	142
9.1.3	Energiedeposition in Gluon- und Quark-Jets	144
9.1.4	Verteilung der Transversalimpulse in Gluon- und Quark-Jets	146
9.1.5	Jet-Breiten	151
9.1.6	Teilchenrapiditäten in Gluon- und Quark-Jets	153
9.1.7	Die Fragmentationsfunktion	156
9.2	Die Kohärenz-Effekte	161
9.2.1	Der Interjet-Teilchenfluß	161
9.2.2	Teilchenfluß in Drei-Jet-Ereignissen in MLLA	164
9.2.3	Vergleich des Teilchenflusses in $q\bar{q}g$ - und $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen	165
9.2.4	Untersuchung des Teilchenflusses in Mercedes-Ereignissen	166
9.2.5	Ein Test der QCD-Kohärenz und LPHD unter Benutzung symmetrischer Drei-Jet-Ereignisse	168
9.3	Identifizierte geladene Teilchen und Resonanzen in Gluon- und Quark-Jets	175
9.3.1	Identifizierte geladene Teilchen	175
9.3.1.1	Multiplizitäten	176
9.3.1.2	Impulsspektrum	180

9.3.1.3	Rapidität	183
9.3.1.4	ξ -Spektren	183
9.3.2	Resonanzen	189
9.3.2.1	Invariante Massenspektren	190
9.3.2.2	Messung der Resonanzen	192
9.4	Aufspaltungen von Gluon- und Quark-Jets	198
9.4.1	Jet-Raten, differentielle und modifizierte differentielle Jet-Raten . .	198
9.4.2	Systematische Fehler	204
9.4.3	Winkelverteilungen der Subjets	207
9.4.4	Impuls- und Rapiditätsverteilungen der Subjets	212
9.5	Gluon-Fragmentationsfunktionen und Skalenverletzungen	216
9.5.1	Das generelle Verhalten von Gluon- und Quark-Fragmentations- funktionen	216
9.5.2	Die Rapiditäten	225
9.5.3	Eine Untersuchung der Jet-Skalen	227
9.5.4	Die Skalenverletzungen	231
9.6	Multiplizitäten und deren Skalenabhängigkeit	241
9.6.1	Multiplizitäten in identifizierten Gluon- und Quark-Jets	241
9.6.2	Multiplizitäten in Drei-Jet-Ereignissen	243
10	Zusammenfassung	249
	Literaturverzeichnis	Lv1
	Abbildungsverzeichnis	Av1
	Tabellenverzeichnis	Tv1
A	Ergebnisse topologischer Größen in tabellarischer Darstellung	Ah1
B	Abbildungen und Tabellen identifizierter Teilchen	Ah10
C	Tabellen zur Aufspaltung von Gluon- und Quark-Jets	Ah17

D	Tabellierte Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen	Ah20
E	Tabellen der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets	Ah28

Kapitel 1

Einleitung

*Die Existenz eindrucksvoller Jets aus Hadronen in harten Prozessen — den Fußspuren der QCD-Partonen — ist einer der auffallendsten Erfolge der QCD.
Bryan R. Webber*

Das europäische Forschungszentrum CERN^{#1.1} bei Genf wurde in den fünfziger Jahren mit dem Ziel gegründet, Beschleunigeranlagen zur Untersuchung von Fragestellungen der Hochenergie- und Elementarteilchenphysik zu bauen, die in einem nationalen Projekt alleine nicht verwirklicht werden könnten. In den letzten dreißig Jahren wurden immer größere Beschleuniger mit immer höherer Schwerpunktsenergie gebaut, um die Materie und deren Zusammenhalt tiefer zu erforschen und immer schwerere Teilchen zu erzeugen. Eine Gruppe der BUGH Wuppertal ist Mitglied der internationalen DELPHI^{#1.2}-Kollaboration, einem der vier großen Experimente am LEP^{#1.3}-Speicherring am CERN, wie auch 56 weitere physikalische Institute aus 22 Ländern mit ca. 700 Wissenschaftlern und Technikern.

In den letzten zehn Jahren gab es einige herausragende Erkenntnisse und Erfolge der experimentellen Hochenergiephysik^{#1.4}:

1989 Erste Messungen mit LEP zeigen, daß es nur drei leichte Neutrinosorten gibt und damit vermutlich auch nur drei Generationen von Elementarteilchen.

1991 Präzise Messung der starken Kopplungskonstante α_s am LEP.

#1.1 **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire

#1.2 **D**etector with **L**epton, **P**hoton, and **H**adron **I**dentification

#1.3 **L**arge **E**lectron **P**ositron collider

#1.4 An dieser Stelle möchte ich erwähnen, daß am CERN durch Tim Barners-Lee, als ein Seiteneffekt der Hochenergiephysik, das World Wide Web (WWW) entwickelt wurde. Das WWW hat bereits einschneidende Konsequenzen auf die Entwicklung der Menschheit gehabt und wird zukünftig eine immer wichtigere Rolle spielen.

- 1992 Direkter Nachweis der Gluon-Gluon-Kopplung am LEP. Dies zeigt, daß die QCD tatsächlich eine Eichtheorie ist.
- 1993 Genauer Test des Standardmodells durch die Messungen am LEP, u.a. Voraussage der *top*-Quark-Masse zu $162 \pm 36 \text{ GeV}$.
- 1994 Entdeckung des *top*-Quarks am FNAL^{‡1.5} bei $174 \pm 17 \text{ GeV}$.
- 1995 Bestimmung der *Z*-Masse (fundamentale Konstante der elektroschwachen Theorie) auf 0.002% genau.
- 1996 Erzeugung von W^+W^- -Paaren am LEP II, einem Schlüsselexperiment, um zu zeigen, daß die elektroschwache Theorie eine Eichtheorie ist. Präzisionsmessungen der *W*-Masse am CERN und FNAL grenzen mögliche Werte der Higgs-Masse ein.
- 1997 Messung der hadronischen Struktur des Photons (HERA^{‡1.6}).
- 1998 Erste direkte Beobachtung der Verletzung der T-Invarianz am CERN und FNAL.
- 1999 Nachweis der Neutrino-Oszillation (SUPER-KAMIOKANDE).

Wichtige Zielsetzungen der Experimente am LEP-Speicherring sind dabei u.a.:

- ▶ eine exakte Vermessung der Parameter und Tests des Standardmodells,
- ▶ Suche nach neuen Teilchen,
- ▶ *B*-Physik,
- ▶ das Verständnis der perturbativen (Jet-) und nicht perturbativen (Hadronisierungs-) QCD^{‡1.7} durch die Analyse der bei der e^+e^- -Kollision entstehenden Quark-Antiquark-Paare
- ▶ und die Durchführung von QCD-Tests.

Insbesondere die beiden letztgenannten Punkte sind Grundlage dieser Arbeit. Die **QCD** beschreibt die Teilchenwechselwirkungen aufgrund der starken Kraft. Sie erklärt, zumindest qualitativ, alle Messungen von Effekten der starken Wechselwirkung, z.B. von gebundenen Quarkzuständen, Baryonen und Mesonen, bis hin zur asymptotischen Freiheit von Quarks bei kurzen Abständen.

Die Präzision der QCD-Tests ist jedoch limitiert, da Observablen in der Störungstheorie aufgrund der hohen Zahl der zu betrachtenden Feynman-Diagramme aufwendig zu

‡1.5 Fermi National Accelerator Laboratory

‡1.6 Hadron Electron Ring Accelerator

‡1.7 QuantenChromoDynamik

berechnen sind. Deshalb gibt es bis heute nur wenige Vorhersagen für Observablen, die über die zweite Ordnung Störungstheorie hinausgehen. Außerdem ist die Konvergenz der Reihenentwicklungen, verglichen mit der **QED**^{‡1.8}, bedingt durch den relativ großen Entwicklungsparameter, die starke Kopplungskonstante α_s , langsamer. Für einen durch das Confinement verursachten nicht-perturbativen Teil der Prozesse (Hadronisierung, Strukturfunktionen) existieren darüber hinaus bis zum jetzigen Zeitpunkt lediglich Modellvorhersagen.

Bisher wurde die Gültigkeit der QCD mit unterschiedlichen physikalischen Prozessen überprüft: tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung, Hadron-Hadron Kollisionen, Quarkoniumzerfälle und Hadron-Produktion in der e^+e^- -Annihilation. Hierbei ist die e^+e^- -Kollision für klare Tests der QCD aufgrund des einfachen und vollständig bekannten Anfangszustandes prädestiniert. Die hohe Schwerpunktsenergie und eine große Ereignismenge machen die Z -Resonanz zu einem idealen Labor für QCD-Studien.

Die vorliegende Arbeit im Rahmen der DELPHI-Kollaboration befaßt sich mit QCD-Tests durch die Untersuchungen und den Vergleich von Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets. Die Ziele dieser Arbeit sind

- ▶ zu etablieren, daß die ursprünglichen Aufspaltungen in Gluon- und Quark-Jets in der Tat konsistent mit der QCD-Erwartung sind,
- ▶ die bisher weitgehend offen gelassene Frage nach der zugrunde liegenden Jet-Skala besser zu beantworten,
- ▶ die Jet-Entwicklung zu analysieren, um den beobachteten kleinen Unterschied der Teilchenmultiplizität in Gluon- und Quark-Jets zu verstehen,
- ▶ die nicht-perturbative Bildung von Hadronen direkt zu messen und
- ▶ die Gluon-Fragmentationsfunktionen abhängig der Jet-Skala zu messen und einen Vergleich der Entwicklung der Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen mit der Skala durchzuführen.

In der QCD wird vorausgesagt, daß Quarks und Gluonen unterschiedliche Farbladungen besitzen. Quarks haben einen einzigen Farbindex, während Gluonen Tensor-Objekte sind, die zwei Farbindizes tragen. Aus diesem Grunde unterscheiden sich Quarks und Gluonen in der Wahrscheinlichkeit, weitere Gluonen zu emittieren. Die scheinbare Kopplungsstärke der Gluonen im Vergleich mit Quarks ist dabei durch das Farbfaktorverhältnis $C_A/C_F = 3/(4/3) = 9/4$ gegeben. Als Konsequenz hieraus erwartet man, daß Jets, die aus der Fragmentation energiereicher Quarks und Gluonen stammen, u.a. Unterschiede in der Teilchenmultiplizität, der Energie der Teilchen, den Winkelverteilungen, den Aufspaltungen und den Fragmentationsfunktionen aufweisen.

‡1.8 QuantenElektroDynamik

Frühere Studien der Unterschiede zwischen Quark- und Gluon-Jets bei Schwerpunktsenergien unterhalb der Z -Masse [1] lieferten erste Hinweise auf Unterschiede in den Impuls- und Transversalimpulsverteilungen der Teilchen in Quark- und Gluon-Jets. Jedoch erst heute, mit der bei LEP verfügbaren massiven Statistik und der verbesserten Identifikationstechnik für Quarks, sind erstmals präzise und neuartige Messungen der Unterschiede zwischen Quark- und Gluon-Jets, deren Vergleich mit theoretischen Rechnungen und die Messung von Kohärenz-Effekten mit Hilfe von Drei-Jet-Ereignissen ($q\bar{q}g$) möglich.

Analysiert werden Ereignisse, die mit dem DELPHI-Detektor in den Jahren 1992-1995 genommen wurden. Die Analyse von schweren (b) Quark-Ereignissen erlaubt die Identifikation von zwei Quark-Jets über eine Methode, die primär auf der Messung von Impaktparametern basiert. In solchen Ereignissen kann der verbleibende Jet mit hoher Reinheit als Gluon-Jet identifiziert werden. Observablen des hadronischen Endzustandes werden mit Blick auf Unterschiede von Quark- und Gluon-Jets analysiert. Dabei ist hervorzuheben, daß die QCD-Farbfaktoren direkt aus dem Vergleich hadronischer Verteilungen abgeleitet werden. Die Untersuchung von Subjet-Eigenschaften ermöglicht weitere Einblicke in die perturbative QCD.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Nach einer kurzen Vorstellung des Standardmodells und des DELPHI-Detektors, werden Eigenschaften und theoretische Vorhersagen von Gluon- und Quark-Jets diskutiert. Weiterhin werden die Grundlagen der Daten-Analysetechnik und der *Monte Carlo*-Simulation dargelegt, gefolgt von einer Einführung über Jet-Skalen und der Identifikation einzelner Teilchensorten. Abschließend werden die gewonnenen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Nach einer Messung allgemeiner topologischer Größen werden Kohärenz-Effekte untersucht. Das folgende Kapitel behandelt die Analyse identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets. Desweiteren werden die Aufspaltungskerne von Quarks und Gluonen gemessen. Anschließend werden die Fragmentationsfunktionen und deren Skalenverletzungen in Gluon- und Quark-Jets untersucht, gefolgt von einer Messung der Multiplizität in Drei-Jet-Ereignissen. Die in dieser Arbeit und in [2] gewonnenen Ergebnisse sind bereits zum großen Teil in [3–9] veröffentlicht.

Kapitel 2

Das Standardmodell

In der Elementarteilchenphysik werden die Wechselwirkungen der kleinsten momentan bekannten Teilchen untersucht. Die Elementarteilchenphysik ist somit eines der fundamentalsten Forschungsgebiete. Die heute bekannten physikalischen Prozesse und Wechselwirkungen lassen sich durch insgesamt vier Kräfte beschreiben:

- ▶ **Starke Wechselwirkung** (verantwortlich z.B. für den Zusammenhalt der Atomkerne und Hadronen)
- ▶ **Elektromagnetische Wechselwirkung** (verantwortlich z.B. für den Aufbau der Atome, erklärt die Elektrizität und den Magnetismus)
- ▶ **Schwache Wechselwirkung** (verantwortlich z.B. für den radioaktiven β -Zerfall)
- ▶ **Gravitation** (sorgt dafür, daß sich massive Teilchen anziehen)

Die Gravitation ist im heutigen Weltbild die vierte Wechselwirkungsform. Sie beschreibt die Massenanziehung von Materie. Die Kopplungsstärke beträgt $G_N = 5.3 \cdot 10^{-39}$, wogegen die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung bereits in der Größenordnung von 10^{-5} liegt. Aufgrund ihrer relativ schwachen Kopplungsstärke spielt die Gravitation im Rahmen der Elementarteilchenphysik keine Rolle. Außer der Gravitation lassen sich alle elementaren Wechselwirkungen durch Quanteneichtheorien beschreiben. TAB. 2.1 gibt einen Überblick über die Eigenschaften der vier Kräfte bzgl. ihrer relativen Stärke, Reichweite, Art der wechselwirkenden Teilchen und Austauschteilchen.

Einen bedeutenden Beitrag zum heutigen Weltbild lieferten M. Gell-Mann und G. Zweig im Jahre 1964, als sie den zu diesem Zeitpunkt bekannten *Zoo* der „Elementarteilchen“ (Hadronen) ordneten und den größten Teil von ihnen als nicht-elementar erkannten. Neben den **Leptonen** *Elektron* (e), *Muon* (μ), *Tau* (τ) und **Neutrinos** (ν) postulierten

2. DAS STANDARDMODELL

	Gravitation	e.m. Kraft	starke Kraft	schwache Kraft
Reichweite	∞	∞	$\sim 1 \text{ fm}$ (Confinement)	$10^{-3} \text{ fm} \simeq \frac{1}{M_W}$
typ. Kopplungsstärke	$G_N = 5.3 \cdot 10^{-39}$	$\alpha_{em} = \frac{1}{137}$	$\alpha_s \sim 1$ (bei $r = 1 \text{ fm}$)	$G_F = 1.02 \cdot 10^{-5}$
typ. Lebensdauer [sec]	—	$10^{-20} - 10^{-16}$ z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\Sigma \rightarrow \Lambda\gamma$	10^{-23} z.B. $\Delta \rightarrow p\pi$	$\geq 10^{-12}$ z.B. $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\pi^- \rightarrow \mu^- p\pi^+$
typ. Wirkungsquerschnitt [mb]	—	10^{-3} z.B. $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	10 z.B. $\pi p \rightarrow \pi p$	10^{-11} z.B. $\nu p \rightarrow \nu p$, $\nu p \rightarrow \mu^- p\pi^+$
wechselw. Teilchen	alle	geladene Teilchen	Quarks	Quarks und Leptonen
Austauschquanten Feldart	(Graviton?) Quadrupol	Photon γ Vektor	Gluon g Vektor	W^+ , W^- , Z Vektor

TAB. 2.1 : *Wechselwirkungen der Elementarteilchen*

sie drei neue massive Elementarteilchen, aus denen sich die experimentell beobachtbaren **Hadronen** (**Baryonen**^{#2.1} und **Mesonen**^{#2.2}) aufbauen. Diese **Quarks** tragen die Bezeichnungen (**Flavours**) *up*, *down* und *strange*. Die Leptonen und Quarks sind **Fermionen** mit Spin 1/2. Im Gegensatz zu Quarks sind die Leptonen an der starken Wechselwirkung nicht beteiligt. 1970 ordneten A.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani die Quarks in Dubletts an. Dadurch wurde das *charm*-Quark als viertes Quark postuliert und 1974 experimentell in Brookhaven (Proton-Nukleon-Streuung) und am e^+e^- -Speicherring SPEAR^{#2.3} des SLAC^{#2.4} in Stanford in Form der J/Ψ -Resonanz nachgewiesen. M. Kobayashi und K. Maskawa erweiterten 1973 die Anzahl der Quark-Dubletts auf drei und damit die der Quarks auf sechs. Das *bottom*-Quark wurde 1977 am FNAL entdeckt [10] und im gleichen Jahr am e^+e^- -Speicherring DORIS II^{#2.5} in Form der $\Upsilon(1s)$ - und $\Upsilon(2s)$ -Resonanzen nachgewiesen. Die Existenz des Partners des *bottom*-Quarks im schwachen Isospin-Dublett, des *top*-Quarks, folgt sofort wieder aus Symmetriegründen. Indirekte Evidenz für die Existenz des *top*-Quarks gewann man zunächst bei LEP aus Präzisionsmessungen der Standardmodell-Parameter im elektroschwachen Sektor. Aus Strahlungskorrekturen konnte man die *top*-Masse zu $(170 \pm 7(+14)) \text{ GeV}/c^2$ bestimmen [11]^{#2.6}. Inzwischen wurden reelle *top*-Quarks am Tevatron in $p\bar{p}$ -Kollisionen identifiziert [12]. Die

#2.1 Drei-Quark-Zustand

#2.2 Quark-Anti-Quark-Zustand

#2.3 **S**tanford **P**ositron **E**lectron **A**ccelerating **R**ing

#2.4 **S**anford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

#2.5 **D**oppel**R**ing**S**peicher

#2.6 Der zweite Fehler beruht auf der Unsicherheit der Masse des Higgs-Bosons. Higgs-Bosonen sind experimentell noch nicht nachgewiesen (vgl. KAP. 2.2).

direkte Messung der top -Masse ergibt laut [11] $m_{top} = 173.8 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$.

Neben den fermionischen Bausteinen der Materie gibt es als elementare Felder die Austauschteilchen der drei für die Elementarteilchenphysik wichtigen Wechselwirkungen. Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen ergeben sich, wenn an die Lagrangedichtefunktionen der freien Fermionfelder Forderungen nach lokaler Eichsymmetrie gestellt werden. Aus den Lagrangedichten lassen sich die sogenannten Feynman-Regeln ableiten, mit deren Hilfe Übergangsamplituden störungstheoretisch berechnet werden können. Um die Übergangsamplitude eines Prozesses mit festgelegtem Anfangs- und Endzustand zu berechnen, müssen die Amplituden von allen möglichen Prozesse mit diesen Randwerten addiert werden [13, 14]. Die Austauschteilchen sind das *Gluon* (g) als Vermittler der starken Wechselwirkung, das *Photon* γ der elektromagnetischen Wechselwirkung sowie die Eichbosonen W^+ , W^- und Z der schwachen Wechselwirkung. Die massiven Eichbosonen W^+ , W^- und Z konnten 1983 am Proton-Anti-Proton-Speicherring $Spp\bar{S}$ beim CERN experimentell nachgewiesen werden. Das Gluon wurde 1979 am DESY^{‡2.7} experimentell nachgewiesen. Eine kurze Übersicht über diese Elementarteilchen sowie ihre wichtigsten Quantenzahlen liefert TAB. 2.2.

Die starken, elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungen der oben beschriebenen Elementarteilchen werden durch das **Standardmodell** der Elementarteilchenphysik beschrieben. Die Kraftübertragung wird durch Austausch von Eichbosonen beschrieben. Die Eigenschaften dieser Eichbosonen sind abhängig von den zugrunde liegenden Eichgruppen. Das vollständige Standardmodell wird durch die Eichgruppe

$$\underbrace{SU(3)_C}_{\text{starke WW}} \otimes \underbrace{SU(2)_I}_{\text{schwache WW}} \otimes \underbrace{U(1)_Y}_{\text{elm. WW}}$$

beschrieben.

2.1 Die Quantenelektrodynamik

Die Lagrangedichte eines freien Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens lautet

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - m) \psi \quad , \quad (2.1)$$

so daß sich nach dem Einsetzen von \mathcal{L} in die Euler-Lagrange-Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu \psi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} = 0$$

die bekannte Dirac-Gleichung für freie Teilchen

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m) \psi = 0$$

‡2.7 Deutsches Elektronen-SYnchrotron

2. DAS STANDARDMODELL

Fermionen			F	I	I_3	Y	Q	Wechselwirkungen
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	+1/2 -1/2	-1	0 -1	schwach elm., schwach
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	3	1/2	+1/2 -1/2	+1/3	+2/3 -1/3	stark, elm., schwach
e_R	μ_R	τ_R	0	0	0	-2	-1	elm., schwach
u_R	c_R	t_R	3	0	0	+4/3	+2/3	stark, elm., schwach
d_R	s_R	b_R	3	0	0	-2/3	-1/3	stark, elm., schwach
Eichbosonen								
γ			0	0	0	0	0	elm.
<i>Gluonen</i>			8	0	0	0	0	stark
W^\pm			0	1	± 1	0	± 1	elm., schwach
Z			0	1	0	0	0	schwach

- F : Anzahl der Farben
- I : schwacher Isospin
- I_3 : Drei-Komponente des schwachen Isospins
- Y : Hyperladung
- Q : elektrische Ladung

TAB. 2.2 : *Überblick über die fundamentalen Fermionen und Austauschbosonen des Standardmodells*

ergibt. Diese Gleichung ist invariant unter der **globalen** Eichtransformation $\psi \rightarrow e^{i\theta}\psi$. Die Forderung nach Symmetrie unter der **lokalen** Eichtransformation $\psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\psi$ macht die Einführung zusätzlicher Terme in die Lagrangedichte (GL. 2.1) notwendig, die die auftretenden Ableitungen $\partial_\mu\theta$ kompensieren. Die hierin auftauchenden Eichfelder A^μ entsprechen den Feldern der Wechselwirkungs- oder Eichbosonen, für die ein weiterer kinematischer Term hinzugefügt wird. Um die Eichsymmetrie zu erhalten, müssen sich die Eichfelder A^μ unter Eichtransformation gemäß

$$A^\mu \rightarrow A^\mu + \frac{1}{e}\partial^\mu\theta$$

verhalten. Die vollständige Lagrangedichte lautet

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi}_{\text{freies Fermion}} + \underbrace{e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi}_{\text{Wechselwirkung}} - \underbrace{\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)}_{\text{freies Eichboson}} .$$

Bei der Ableitung der Feynman-Regeln gehen nun die Terme freier Teilchen in die Propagatoren über, der Wechselwirkungsterm in den Vertexfaktor. Somit gibt es in der QED nur einen Vertex, der die Kopplung zweier Fermionen an ein Photon beschreibt (s. ABB. 2.1).

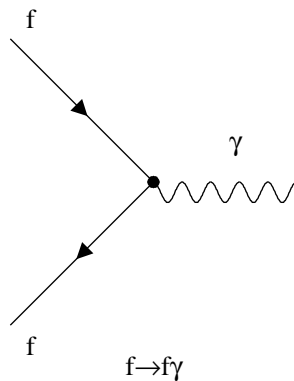


ABB. 2.1 : *Der fundamentale Feynman-Graph der QED*

Die Störungsreihen enthalten Terme höherer Ordnung, in denen „Schleifen“ auftauchen können. Diese Terme sind in der Regel divergent, doch können diese Divergenzen in den Kopplungskonstanten und den Teilchenmassen absorbiert werden. Diese Größen werden dadurch von der Energie abhängig, man spricht von einer „laufenden Kopplungskonstanten“. Die Kopplungskonstante α der QED wird mit steigender Energie größer, was in der Kommutativität der $\mathcal{U}(1)$ -Symmetriegruppe, zu der die gewählte Eichtransformation gehört, begründet liegt. Durch den bei moderaten Energien kleinen Betrag von $\alpha \simeq \frac{1}{137}$, der bei einer der Z -Resonanz entsprechenden Energie auf lediglich $\alpha(m_Z) \simeq \frac{1}{127}$ ansteigt, konvergieren die Störungsreihen rasch, was die QED zu der präzisesten bisher aufgestellten Theorie macht.

2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung ist die Vereinheitlichung der Theorien der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung (S. Glashow, 1961). Diese Theorie wurde 1967 von S. Weinberg und A. Salam dahingehend erweitert, daß durch die spontane Symmetriebrechung der $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ -Eichtheorie den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, die durch das bisherige Modell als masselose Teilchen beschrieben wurden, eine Masse zugeordnet wurde. Diese Symmetriebrechung wird durch die Einführung eines **Higgs**-Feld-Dubletts erreicht. Dieses Modell enthält als freie Parameter die Kopplungskonstanten des schwachen Isospin-Stroms (g) und des schwachen Hyperladung-Stroms (g') sowie den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes (v), die nicht durch das Modell festgelegt sind, sondern experimentell bestimmt werden müssen. Da keine Meßgrößen bekannt sind, die eine direkte Bestimmung dieser Parameter ermöglichen, berechnet man sie aus der Feinstrukturkonstanten α , der Fermi-Konstanten G_F und der Masse m_Z des Z -Bosons, die alle mit hoher Genauigkeit experimentell bestimmt werden können. Im Falle komplizierterer Higgs-Felder ergibt sich ein weiterer freier Parameter ρ , der das Verhältnis des geladenen schwachen Stroms zum neutralen schwachen Strom angibt und dessen gemessener Wert von $\rho = 1.003 \pm 0.004$ [11] sehr gut mit der Vorhersage des Standardmodells von $\rho = 1$ für ein skalares Higgs-Dublett übereinstimmt. Weitere freie Parameter des Standardmodells sind die Fermionmassen, die Masse des Higgs-Bosons

und die vier Parameter der **Kobayashi-Maskawa-Matrix** (siehe unten). Nimmt man Neutrinos als massiv an, so kommen dazu noch die Neutrinomassen sowie die Parameter einer Mischungsmatrix im Lepton-Sektor.

In der elektroschwachen Theorie sind linkshändige Fermionen in schwachen Isospin-Doublets angeordnet, rechtshändige dagegen in Singulets. Der schwache Isospin-Strom koppelt nur an linkshändige Fermionen. Im vereinheitlichten Modell wird nun die neue Quantenzahl *Hyperladung* Y definiert, die mit der elektrischen Ladung Q , an die das Photon in der elektromagnetischen Theorie (beschrieben durch die Symmetriegruppe $\mathcal{U}(1)_Q$) koppelt und dem Isospin I über die Klein-Nishina-Gleichung

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.2)$$

in Beziehung steht. Das vereinheitlichte elektroschwache Modell enthält ein Triplet von Vektorfeldern W_μ^i , die mit der Stärke g an den schwachen Isospin-Strom koppeln und ein Singulett B_μ , das mit der Stärke g' an den schwachen Hyperladungs-Strom koppelt. Die physikalischen Bosonen W^+ und W^- werden durch die Felder

$$W_\mu^\pm = \sqrt{1/2}(W_\mu^1 \mp i \cdot W_\mu^2)$$

beschrieben. Die neutralen Felder W_μ^3 und B_μ mischen in der Form

$$\begin{aligned} A_\mu &= W_\mu^3 \sin \vartheta_W + B_\mu \cos \vartheta_W \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \vartheta_W - B_\mu \sin \vartheta_W . \end{aligned}$$

und beschreiben das Photon und das Z -Boson. Dabei ist der schwache Mischungswinkel ϑ_W ein experimentell zu bestimmender Parameter. Für die Elementarladung e , den Mischungswinkel ϑ_W und die beiden Kopplungen im elektroschwachen Sektor ergeben sich dann die Beziehungen:

$$e = g \sin \vartheta_W = g' \cos \vartheta_W . \quad (2.3)$$

Die Eichbosonen W und Z sind in diesem Modell zunächst masselos. Die einzige bisher bekannte Möglichkeit, diesen Teilchen ihre experimentell nachgewiesene Masse zuzuordnen, ist eine spontane Brechung der lokalen $\mathcal{SU}(2)_I$ -Symmetrie, die durch die Einführung eines Higgs-Feld-Doublets

$$\Phi = \sqrt{1/2}(\phi^+, \phi^0)$$

mit einem Vakuumerwartungswert von $\Phi_0 = \sqrt{1/2}(0, v)$ beschrieben wird. Die Massen der Eichbosonen ergeben sich damit zu:

$$m_W = \frac{1}{2}vg \quad \text{und} \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} .$$

Mit den Werten für m_W und g ergibt sich v zu 246 GeV , was über die Masse des physikalischen Higgs-Bosons jedoch keine Aussage erlaubt. Mit GL. 2.3 folgt für das Verhältnis der Bosonmassen:

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \vartheta_W .$$

Inzwischen ist aus indirekten Messungen die Masse m_h des leichten Higgs-Bosons, wie es im Standardmodell implementiert ist, stark eingeschränkt. Laut [15] bestimmt sich zur Zeit die untere Grenze für m_h zu $89.7 \text{ GeV}/c^2$. Die Obergrenze der Higgs-Masse im Rahmen des Standardmodells beträgt unter der Kombination zahlreicher Präzisionsanalysen der Experimente beim LEP und SLD^{‡2.8} $262 \text{ GeV}/c^2$ [16]^{‡2.9}.

Die Mischung der Masseneigenzustände

Im Gegensatz zu den Leptonen sind die Masseneigenzustände nicht für alle Quarks mit den Eigenzuständen des schwachen Isospins identisch. Die bei der Kopplung der rechtshändigen Teilchen an ihre linkshändigen Isospinpartner entstehenden Massenterme können entweder für die unteren oder die oberen Komponenten der Isospin-Dubletts diagonalisiert werden. Daher ergeben sich als Isospin-Partner der up -artigen Quarks u, c und t die rotierten Isospin-Eigenzustände d', s' und b' , die sich über die Kobayashi-Maskawa-Matrix \mathbb{K} mit der Transformation

$$(d', s', b') = \mathbb{K} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

aus den Masseneigenzuständen d, s und b ergeben. Die Kobayashi-Maskawa-Matrix enthält vier freie Parameter in Form von drei Mischungswinkel und einer komplexen Phase.

Im Leptonensektor gibt es keine derartige Mischung, weil die rechtshändigen Leptonen (e_R, μ_R und τ_R) nur als Massen-Singulett vorliegen und ihre Massenmatrix diagonalisiert werden kann. Neue Messungen der SUPER-KAMIOKANDE-Kollaboration haben allerdings Oszillationen in kosmischen Neutrinos nachgewiesen, die im 90% *confidence level* eine signifikante Differenz der Neutrinomassen von

$$5 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2/c^4 < (m_{\nu_\tau} - m_{\nu_\mu})^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$$

ergeben [17]. Sollte dieses Resultat Bestand haben^{‡2.10}, so müßte man auch im leptonischen Sektor eine Mischungsmatrix im Standardmodell implementieren.

2.3 Die starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die nicht-abelsche Eichtheorie der starken Wechselwirkung und beruht auf der Symmetriegruppe $SU(3)_C$. Die an der starken Wechsel-

‡2.8 Stanford Large Detector

‡2.9 Alle Schranken für m_h : 95% *confidence level*

‡2.10 Dieses Ergebnis ist lediglich im Rahmen eines 2σ -Fehlers mit der Messung der KAMIOKANDE-Kollaboration incl. eines weiteren 2σ -Fehlers kompatibel [17].

wirkung beteiligten Teilchen sind Spin 1/2 **Quarks** und Spin 1 **Gluonen**, die unter dem Begriff **Partonen** zusammengefaßt werden. Die Kraft zwischen den Nukleonen wird als ‘‘Van-der-Waals‘‘ Wechselwirkung zwischen farbneutralen gebundenen Drei-Quark-Zuständen verstanden.

Zur Vermeidung von Problemen in der Spinstatistik bei Baryonen, z.B. bei der Δ^{++} -Resonanz, mußte man für Quarks und Gluonen die zusätzliche Quantisierung **Farbe** einführen, da ansonsten für die beteiligten Quarks das Pauliprinzip verletzt wäre. Dieses Baryon besteht aus drei u -Quarks und dürfte aufgrund des Paulischen Ausschließungsprinzips nicht existieren, wenn die drei Quarks identisch wären. Durch die drei Farben sind jedoch die Wellenfunktionen der drei Quarks unterschiedlich. Quarks tragen nur eine (Anti-) Farbe und eine drittelzahlige elektrische Ladung, wogegen Gluonen eine Farb- und eine Anti-Farbladung tragen und elektrisch neutral sind.

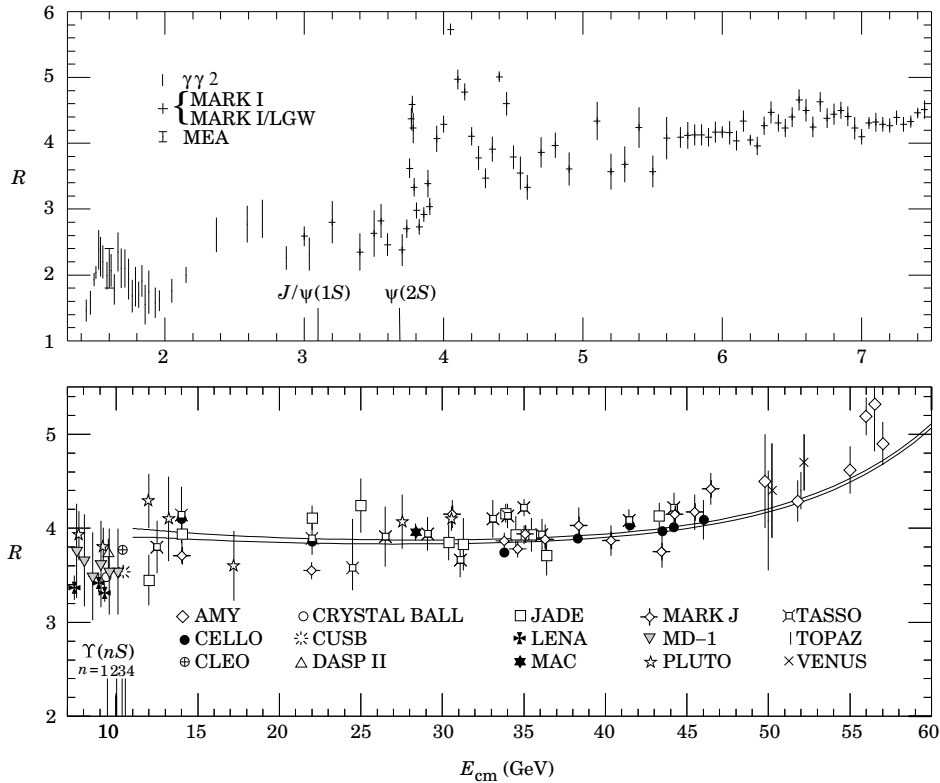


ABB. 2.2 : **Das R-Verhältnis**
 Diese Abbildung wurde [11] entnommen.

Die Quarks sind bezüglich der Farbe in einem Triplet angeordnet. Die anschaulichste experimentelle Evidenz für die Anzahl der Farbfreiheitsgrade N_C findet sich im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$R(\sqrt{s}) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_C \sum_{q=1}^{n_f} Q_q^2 + \mathcal{O}(\alpha_s), \quad (2.5)$$

wobei N_C die Anzahl der Farbfreiheitsgrade beschreibt und n_f die Anzahl der Quark-Flavours, die bei einer e^+e^- -Annihilation bei der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} erzeugt werden kann. ABB. 2.2 [11] zeigt das Verhalten von GL. 2.5 als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Für Schwerpunktsenergien von $1\text{ GeV} < \sqrt{s} < 3\text{ GeV}$ ist die Produktion von d, u, s -Quark-Paaren möglich. ABB. 2.2 zeigt, daß in diesem Bereich $R(\sqrt{s})$ nahe dem in erster Ordnung Störungstheorie berechneten Wert von $R(\sqrt{s}) = N_C \cdot 2/3 = 2$ für $N_C = 3$ liegt. Ab $\sqrt{s} \sim 3\text{ GeV}$ werden auch c -Quarks erzeugt, die bei dieser Energie in gebundenen Zuständen (J/Ψ) vorliegen. Bei Energien, die zur Erzeugung von quasi-freien c -Quarks ausreicht, erwartet man $R(\sqrt{s}) \sim 10/3$. Das höhere experimentell gemessene Verhältnis läßt sich durch Terme höherer Ordnung in GL. 2.5 erklären. Oberhalb von $\sim 12\text{ GeV}$ tragen alle Quarks außer dem top -Quark zu $R(\sqrt{s})$ bei. Oberhalb der Υ -Resonanzen^{‡2.11} stimmt das gemessene R -Verhältnis gut mit der theoretischen Erwartung von $R(\sqrt{s}) \sim 11/3$ überein. Diese Messung ist ein fundamentaler Beweis dafür, daß die Anzahl der Farbfreiheitsgrade $N_C = 3$ ist.

Der äquivalente Diracspinor für Quarks geht somit bei Berücksichtigung des Farbfreiheitsgrades in einen Vektor aus drei Spinoren

$$\psi \rightarrow \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_G \\ \psi_B \end{pmatrix}$$

über. Nun fordert man Invarianz unter lokaler Rotation im Farbraum, d. h. unter der Transformation $\psi \rightarrow e^{-ia(x) \cdot \mathbf{T}} \psi$, wobei \mathbf{T} einen Vektor mit den acht Gell-Mann-Matrizen und $\mathbf{a}(x)$ einen entsprechenden Vektor aus acht Koeffizienten bezeichnen. Gluonen wurden als $SU(3)$ Eichfelder eingeführt, um Hadronen als dynamisch gebundene Quarkzustände zu erklären und liegen als Oktett mit zwei Farbindizes vor. Mit den entsprechenden zusätzlichen Termen ergibt sich die modifizierte Lagrangedichte zu

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi}_{\text{freies Fermion}} - \underbrace{q(\bar{\psi}\gamma^\mu \mathbf{T}\psi) \cdot \mathbf{A}_\mu}_{\text{Wechselwirkung}} - \underbrace{\frac{1}{16\pi} \mathbf{G}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}_{\mu\nu}}_{\text{freies Eichboson}},$$

wobei der Term für freie Bosonen den Feldstärketensor

$$\mathbf{G}^{\mu\nu} = \partial^\mu \mathbf{A}^\nu - \partial^\nu \mathbf{A}^\mu - \frac{2q}{\hbar c} (\mathbf{A}^\mu \times \mathbf{A}^\nu)$$

enthält. Das Kreuzprodukt ist hierbei analog zum dreidimensionalen Fall als

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B})_i = \sum_{j,k=1}^8 f_{ijk} A_j B_k$$

zu verstehen, wobei die f_{ijk} die Strukturkonstanten der $SU(3)$ Gruppe sind. Im Term für die freien Eichbosonen treten neben dem Propagationsterm, der quadratisch in \mathbf{A} ist, Terme auf, die dritter und vierter Ordnung in \mathbf{A} sind. Diese entsprechen den Wechselwirkungen der Eichbosonen untereinander, also einem Drei- und einem Vier-Gluon-Vertex. Damit ergeben sich für die QCD insgesamt drei fundamentale Vertizes (s. ABB. 2.3).

‡2.11 Υ : gebundene $b\bar{b}$ -Zustände

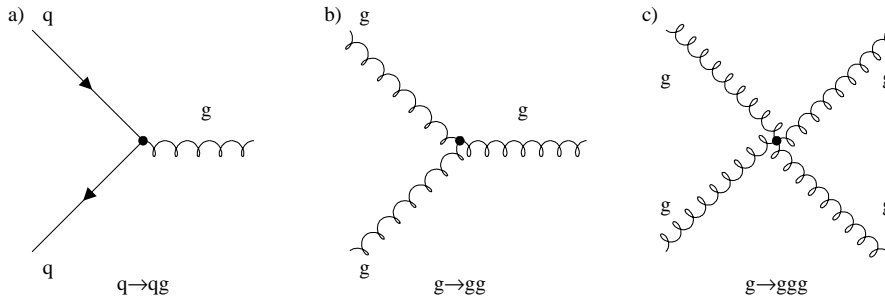


ABB. 2.3 : Die fundamentalen Vertizes der QCD

In der QCD, wie auch in anderen Feldtheorien, müssen ultraviolette Divergenzen durch Renormalisierung von Feldern und Kopplungen beseitigt werden. Der heute gebräuchlichste Formalismus ist die sogenannte n -dimensionale Regularisierung im \overline{MS} Schema. Divergenzen in Übergangsamplituden höherer Ordnung werden in die Kopplungskonstante α_s eingebracht. Aus dieser **Renormierung** genannten Prozedur ergibt sich die sogenannte **Renormierungsgruppengleichung**, die die Entwicklung der Kopplungskonstanten mit der Energie beschreibt:

$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} = \beta(\alpha_s) \quad . \quad (2.6)$$

Der Ausdruck $\partial \alpha_s / \partial \mu$, d.h. die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Renormierungspunkt, ist für jede Feldtheorie eine feste, charakteristische Funktion. Sie wird als β -Funktion bezeichnet. Eine störungstheoretische Rechnung liefert für die QCD:

$$\beta(\alpha_s) = -\frac{\beta_0}{4\pi} \alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{8\pi^2} \alpha_s^3 - \dots \quad (2.7)$$

mit

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f, \quad \beta_1 = 102 - \frac{38}{3} n_f \quad . \quad (2.8)$$

Hierbei entspricht μ der Renormalisierungsskala, welche als Energieskala interpretierbar ist. $\alpha_s(\mu)$ ist dann die „Kopplungskonstante“ bei gegebener Energieskala μ . Mit n_f ist wieder die Anzahl der aktiven Quark-Flavours bezeichnet. GL. 2.7 führt unter Berücksichtigung des ersten Terms der Reihenentwicklung auf der rechten Seite zu der Lösung

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \Lambda &:= \mu_0 e^{-\frac{1}{2\beta_0 \alpha_s(\mu_0)}} \\ \mu_0 &: \text{ Referenzskala} \end{aligned} \quad (2.10)$$

und unter Berücksichtigung der ersten zwei Terme zu

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)} \left(1 - \frac{\beta_1 \ln \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)}{\beta_0^2 \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)} \right) . \quad (2.11)$$

Λ stellt hierbei eine Integrationskonstante dar und ist fundamentaler Parameter des Standardmodells, für den es keine theoretische Vorhersage gibt. Äquivalent zu Λ ließe sich auch α_s für eine bestimmte Energie vorgeben, beispielsweise $\alpha_s(m_Z)$. Λ ist annähernd der Wert, bei dem die starke Kopplung divergiert.

Im Vergleich zur QED gibt es jedoch zwei wesentliche Unterschiede:

- ▶ Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s wird mit steigender Energie kleiner, sofern $n_f < \frac{33}{2}$ ist (s. GL. 2.8). Das Ansteigen der Kopplung mit steigender Energie ist eine Eigenschaft, die allen Eichtheorien eigen ist, denen eine nicht kommutative Symmetrietransformation zugrunde liegt.
- ▶ Die starke Kopplungskonstante hat einen Wert von ungefähr $\alpha_s \sim \mathcal{O}(0.1)$ und ist somit deutlich größer als $\alpha \sim \frac{1}{137}$, wodurch die Konvergenz der Störungsreihen in der QCD deutlich beeinträchtigt wird.

TAB. 2.3 zeigt einen zusammenfassenden Vergleich zwischen der QED und der QCD.

	QED	QCD
Quantenzahl	elektrische Ladung	Farbladung
Fermionen	Elektronen, Quarks	Quarks (Farb-Triplets)
Vektor-Bosonen	Photon (ungeladen)	Gluonen (Farb-Oktett)
Eichgruppe	$U(1)$ (abelsch)	$SU(3)$ (nicht-abelsch)
Kopplungskonstante	$e; \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \sim \frac{1}{137}$	$g_s; \alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \sim 0.1$
Bindungszustände	Positronium	Hadronen
freie Teilchen	geladene Leptonen, Photonen	keine, Quarks und Gluonen sind immer in Hadronen gebunden

TAB. 2.3 : *Vergleich zwischen der QED und der QCD*

Die QCD wurde so konstruiert, daß folgende Phänomene erklärt werden:

- ▶ **asymptotische Freiheit:** Bei kleinen Abständen, also großen Energien, wird die Wechselwirkung zwischen farbgeladenen Teilchen so schwach, daß man die Teilchen als quasi frei betrachten kann.

- **Confinement:** Alle in der Natur beobachtbaren Teilchen sind Farb-Singulets. Es ist naheliegend, daß keine freien, farbgeladenen Teilchen existieren können, da bei großen Abständen, also kleinen Energien, die im Farbfeld enthaltene Energie stets ausreicht, um neue Quark-Anti-Quark-Paare zu bilden. Aus diesen können wieder Farb-Singulett-Zustände gebildet werden.

Genauigkeit von QCD-Vorhersagen

Die Vielzahl der Kopplungsmöglichkeiten in der QCD bewirkt, daß die Anzahl der in einer Störungsreihe zu berücksichtigenden Terme mit wachsender Ordnung stark ansteigt. Außerdem konvergiert die Störungsreihe bedingt durch die Größe von α_s so schlecht, daß störungstheoretische Rechnungen unter einer Energie von ca. 1 GeV nicht mehr möglich sind ($\alpha_s \sim \mathcal{O}(1)$). Für möglichst genaue QCD-Vorhersagen werden im wesentlichen zwei Verfahren verwendet.

Berechnung in fester Ordnung

Bei diesem Verfahren werden die Vorhersagen für verschiedene Meßgrößen in der größten möglichen Ordnung explizit berechnet. Die Anzahl der berechenbaren Ordnung ist von der Meßgröße abhängig, für die eine Vorhersage getroffen werden soll. Typischerweise liegen heute zahlreiche Vorhersagen in zweiter Ordnung Störungstheorie vor. Einige Größen, wie z.B. die Vier-Jet-Rate sind erst seit kurzem in nächst-führender Ordnung berechnet, dementsprechend ist die Berechnung der Fünf-Jet-Rate erst seit kurzem in führender Ordnung verfügbar. Bei diesen Berechnungen bezeichnen **LO**^{#2.12}, **NLO**^{#2.13} und **NNLO**^{#2.14} die jeweils führende, nächst-führende etc. Ordnung.

Exponentiation führender Logarithmen

Mit „Exponentiation führender Logarithmen“ bezeichnet man die Möglichkeit für manche Größen, die Summe aller führenden und nächst-führenden Logarithmen für alle Ordnungen in einer Exponentialfunktion zusammenzufassen. Vorausbedingung für diese Eigenschaft ist, daß das Matrixelement für die Produktion des zu untersuchenden Mehrteilchenzustandes sowie der zugehörige Mehrteilchenphasenraum faktorisieren. Die letztere Eigenschaft hängt von der Definition der untersuchten Größe ab, während die allgemeine Möglichkeit der Exponentiation eng mit den grundlegenden Eigenschaften der Theorie verbunden ist.

#2.12 **Leading Order**

#2.13 **Next to Leading Order**

#2.14 **Next to Next to Leading Order**

Die Resummation der führenden (leading) bzw. der nächst-führenden (next to leading) Logarithmen über alle Ordnungen der Störungsreihenentwicklung bezeichnet man mit **LL** bzw. **NLL**. In der „Next to leading log approximation“ (**NLLA**) werden die führenden und nächst-führenden Logarithmen für alle Ordnungen von α_s resummiert, die subdominanten Logarithmen werden vernachlässigt.

Erst die nächst-führenden Logarithmen sind explizit skalenabhängig und erlauben eine Bestimmung der QCD-Skala Λ_{QCD} . Die Resummierung der führenden und nächst-führenden Logarithmen liefert eine im Bereich weicher Gluon-Abstrahlung gültige Theorie. Im Bereich harter Gluon-Abstrahlung besitzt eine reine NLLA-Theorie (als kleine Winkel-Näherung) keine Gültigkeit. Dieser Bereich wird durch die vollständig entwickelte Störungstheorie bis zu einer festen Ordnung beschrieben. Für eine vollständige Beschreibung über den gesamten Bereich muß man also eine Kombination mit einer festen Ordnung Störungstheorie durchführen. Hierbei sind verschiedene Kombinationsverfahren anwendbar („Matching“) [18].

Kapitel 3

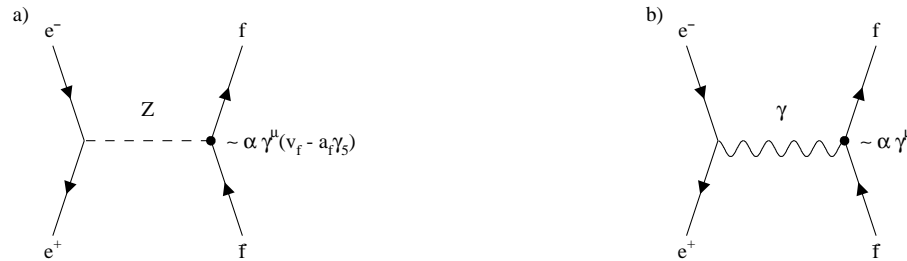
Das Experiment

Während sich die Effekte der elektromagnetischen Wechselwirkung auch bei kleineren Energien beobachten lassen, können wichtige Effekte der starken und der schwachen Wechselwirkung zum großen Teil nur im Hochenergieexperiment beobachtet werden. Wichtige Parameter des Standardmodells im elektroschwachen Bereich lassen sich z.T. nur dann ermitteln, wenn reelle Eichbosonen Z und W erzeugt werden können. Um reelle Eichbosonen erzeugen zu können, muß die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} des beobachteten Prozesses mindestens so groß sein wie die Masse der zu erzeugenden Bosonen ($\sqrt{s} > m_Z, \sqrt{s} > 2 \cdot m_W$). Teilchenbeschleuniger bieten die Möglichkeit, kontrollierte Teilchenreaktionen in diesem Energiebereich zu beobachten.

3.1 Der e^+e^- -Speicherring LEP

Der Speicherring LEP beim CERN ist der zur Zeit größte Elektron-Positron-Beschleuniger der Welt. Er befindet sich 50-170m unterhalb der Erdoberfläche auf schweizerischem und französischem Territorium. Die Planungen für diesen Beschleuniger begannen 1976, die Bauarbeiten 1983 und der Betrieb im Sommer 1989. Von 1989 bis 1995 wurden in der ersten Ausbaustufe mit diesem 26.7 km umfassenden Ringbeschleuniger Elektronen und Positronen primär auf Energien von ca. 45 GeV beschleunigt, so daß die Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems fast genau der Masse des Z -Bosons entspricht.

e^+e^- -Beschleuniger sind für die Beobachtung von W - und Z -Bosonen besonders gut geeignet, da Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung beteiligt sind. Der Konkurrenzprozeß zur Z -Produktion (ABB. 3.1a), der Photonaustausch (ABB. 3.1b), ist für Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \simeq m_Z = 91.2 \text{ GeV}$ stark unterdrückt. In den Jahren 1993 und 1995 wurden außerdem Daten bei Schwerpunktsenergien von $\pm 2 \text{ GeV}$ um die Z -Resonanz


 ABB. 3.1 : *Die elementaren Feynman-Graphen der e^+e^- -Annihilation bei LEP*

genommen. Dadurch konnten die Resonanzparameter des Z -Bosons präzise vermessen werden.

Seit Ende 1995 wird LEP in der nächsten Ausbauphase der Maschine bei höheren Strahlenergien von bis zu 100 GeV betrieben, so daß mit der Erzeugung von reellen W^+W^- -Paaren die Untersuchung der geladenen Austauscheteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung möglich wird.

Für das voraussichtlich letzte Betriebsjahr 2000 wird eine Schwerpunktsenergie von größer 200 GeV angestrebt, um möglicherweise das leichte Higgs-Boson reell erzeugen zu können (vgl. KAP. 2.2). Verbunden mit der Erhöhung der Schwerpunktsenergie ist der Einsatz neuer Beschleunigungselemente. Die ursprünglichen normalleitenden Hochfrequenz-Resonatoren aus Kupfer wurden inzwischen durch supraleitende Resonatoren ersetzt.

Jahr	Int. Luminosität
1992	24.14 pb^{-1}
1993	36.30 pb^{-1}
1994	46.31 pb^{-1}
1995	31.72 pb^{-1}

TAB. 3.1 : *Mittlere integrierte Luminositäten von LEP*
 Die Luminositäten sind über alle Energien integriert (1993/95) [19].

Eine wichtige Kenngröße eines Teilchenbeschleunigers ist neben der Schwerpunktsenergie die Luminosität \mathcal{L} . Diese wird über die Geometrie und die Anzahl der beschleunigten Teilchenpakete bestimmt:

$$\mathcal{L} = N \cdot \frac{n^2 f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} .$$

Dabei ist n die Anzahl der Teilchen pro Teilchenpaket, f die Umlauffrequenz und N die Anzahl der Teilchenpakete. σ_x und σ_y beschreiben die vertikale bzw. horizontale Ausdehnung des Strahls. Die **integrierte Luminosität**, die vom physikalischen Standpunkt aus gesehen von besonderem Interesse ist, konnte kontinuierlich gesteigert werden. In TAB. 3.1 sind die bei LEP erreichten integrierten Luminositäten aufgelistet, die mit DELPHI gemessen wurden [19]. Dabei wurde für die in den Jahren 1993 und 1995 aufgezeichneten Daten über alle Strahlenergien integriert.

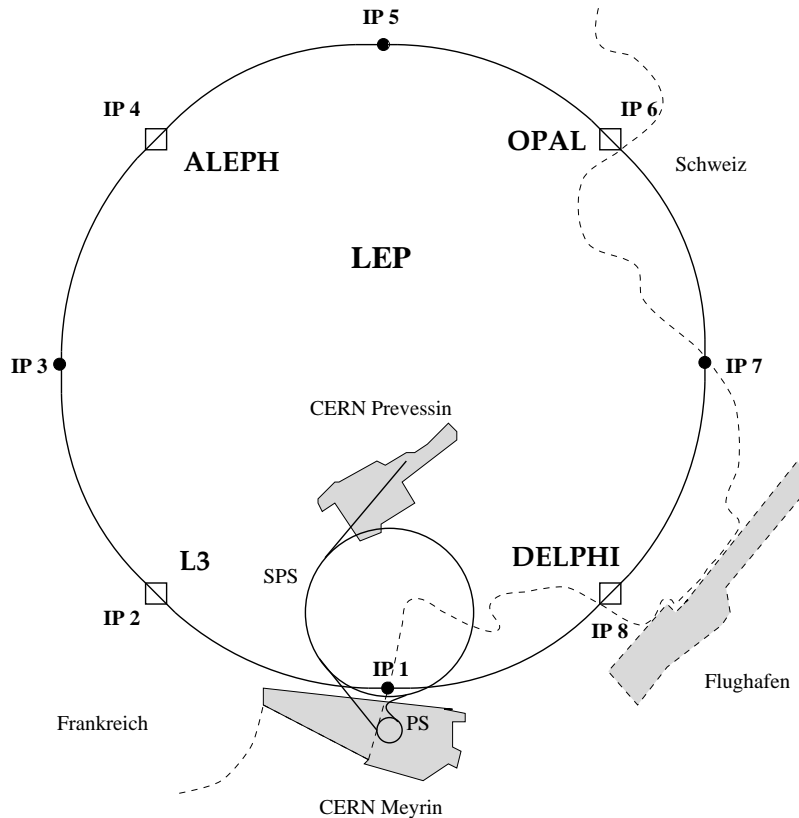


ABB. 3.2 : *Der LEP-Speicherring*

LEP wurde im Jahr 1994 im sogenannten *Pretzel*-Schema betrieben, bei dem sich jeweils acht e^+ - und e^- -Pakete gleichzeitig im Beschleuniger befinden. Seit 1995 arbeitet LEP im *Bunch-Train*-Modus. In dieser Konfiguration bilden jeweils bis zu vier Teilchenpakete (*Wagons*) einen Zug (*Train*) von Teilchen, wobei wiederum vier solcher *Trains* gleichzeitig im Beschleuniger sind. Die Gesamtanzahl der Teilchenpakete erhöht sich somit auf 16.

Die Beschleunigung der Elektronen bzw. Positronen auf ihre Endenergie erfolgt in mehreren Stufen. Die Elektronen aus einer Elektronen-Kanone werden mit dem Linearbeschleuniger LIL auf eine Energie von 200 MeV beschleunigt und auf einen Konverter mit hoher Kernladungszahl geschossen. Die dabei entstehenden Positronen werden in

einer zweiten Stufe auf eine Energie von 600 MeV beschleunigt und im Elektron-Positron Akkumulator EPA gespeichert. Dort werden auch die Elektronen gespeichert, die man ohne Konverter auf die gleiche Energie beschleunigt. Anschließend werden die Teilchen in das Proton-Synchrotron PS injiziert, wo ihre Energie auf 3.5 GeV erhöht wird. Das Super-Proton-Synchrotron SPS beschleunigt die Teilchen auf eine Energie von 20 GeV . Mit dieser Energie werden sie schließlich in LEP eingeschossen, wo die Beschleunigung auf die nominelle Energie von etwa $45\text{-}100\text{ GeV}$ erfolgt. Dort haben sie eine Lebensdauer von bis zu 20 Stunden, bevor Verluste durch Wechselwirkung untereinander oder mit Restmolekülen in der evakuierten Röhre eine neue Füllung notwendig machen. Aufgrund der gleichen Masse und den entgegengesetzten Ladungen können die Elektronen und Positronen im gleichen Strahlrohr geführt werden. Zur Ablenkung des Strahls werden 3368 Dipolmagnete verwendet, die in den gekrümmten Teilstücken installiert sind, während zur Fokussierung 808 Quadrupole in den geraden Abschnitten dienen. Daneben existieren einige Sextupole zur Korrektur.

Die Zerfallsprodukte des Z -Bosons wurden bis Ende 1995 beim LEP in der ersten Ausbaustufe mit den vier Detektoren ALEPH^{‡3.1}, DELPHI, L3^{‡3.2} und OPAL^{‡3.3} gemessen (s. ABB. 3.2). Seit Ende 1995 wird bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Z -Resonanz gemessen.

3.2 Der DELPHI-Detektor

Ein Schwerpunkt der Forschung bei DELPHI ist die Überprüfung der Standardmodellvorhersagen mit größtmöglicher Genauigkeit, insbesondere im Bereich der elektroschwachen Theorie. Außerdem ermöglicht DELPHI intensive Studien der perturbativen QCD und von Fragmentierungseffekten sowie die Suche nach neuen Teilchen (z.B. dem Higgs-Boson).

Die Konstruktion des DELPHI-Detektors ermöglicht eine sehr genaue Rekonstruktion von Z -Zerfällen in über 90% des gesamten Raumwinkels. DELPHI bietet die Möglichkeit, die Spurparameter geladener Teilchen durch ein System von Spurdetektoren mit hoher Präzision zu bestimmen (*Tracking*). Zerfallsvertizes schwerer Hadronen können mit Hilfe des Vertexdetektors nachgewiesen und vermessen werden. Dieser Punkt ist von ausschlaggebender Bedeutung für die hier vorgestellten Analysen. Elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen werden in Kalorimetern nachgewiesen. Außerdem ist die Identifikation von Hadronen und Leptonen in ringabbildenden Cherenkov-Zählern und in den Kalorimetern von Bedeutung.

Der DELPHI-Detektor ist in geschlossenem Zustand nach außen selbstabschirmend und besteht aus einem zylindrischen Zentralbereich (*Barrel*) von 10m Durchmesser und 10m

‡3.1 Apparatus for **LEP PH**ysics

‡3.2 Letter of intent **3**

‡3.3 **O**mnipurpose **A**pparatus for **LEP**

Länge, an den sich auf jeder Seite eine konusförmige Endkappe (*Forward*) anschließt. Das Gesamtgewicht des Detektors beträgt etwa 3000 Tonnen.

Für Messungen bezieht man sich bei DELPHI auf Koordinaten, die wie folgt definiert sind:

- ▶ Die z -Achse verläuft parallel zur Strahlrichtung, wobei $z = 0$ dem geometrischen Detektormittelpunkt entspricht.
- ▶ Die R und ϕ Koordinaten werden bzgl. einer Ebene orthogonal zur Strahlrichtung definiert, wobei ϕ den Azimutalwinkel angibt. Dabei ist die Richtung $\phi = 0$ in Richtung des Mittelpunktes des LEP-Speicherrings definiert.
- ▶ Der Polarwinkel θ gibt die Richtung bzgl. der z -Achse bei $z = 0$ an (Koordinatensprung bei $z = R = \phi = 0$).

Eine schematische Darstellung des DELPHI-Detektors ist in ABB. 3.3 gegeben. Der Zentralbereich befindet sich im Polarwinkelbereich von $35^\circ < \theta < 145^\circ$, während sich die Endkappenbereiche auf Polarwinkel von $\sim 15^\circ$ bis $\sim 35^\circ$ erstrecken^{‡3.4}. Im Zentralbereich befindet sich eine supraleitende Spule, die mit einem Strom von 5000 A ein Magnetfeld von 1.2 T in axialer Richtung erzeugt. Korrekturspulen an den Enden der Spule verbessern die Homogenität des Magnetfeldes.

Eine Übersicht über die räumliche Lage und die Orts- bzw. Energieauflösung der Komponenten des DELPHI-Detektors gibt TAB. 3.2.

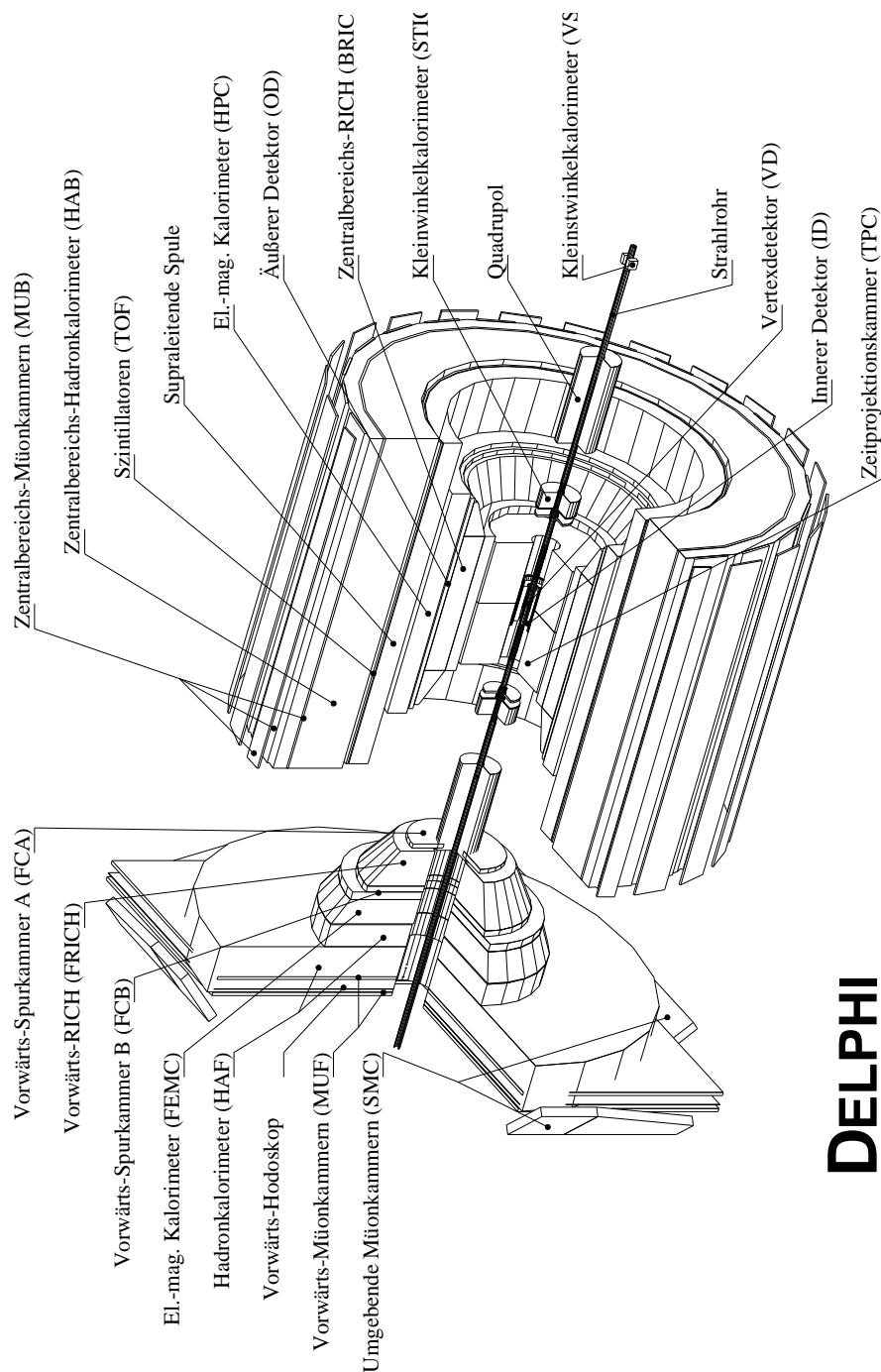
3.2.1 Spurdetektoren

Spurdetektoren dienen zur Vermessung der räumlichen Lage der Spuren geladener Teilchen. Das Magnetfeld zwingt geladene Teilchen auf eine Kreisbahn in der (R, ϕ) -Ebene, so daß man aus dem Krümmungsradius der Teilchenspur im Detektor den Impulsbetrag des Teilchens bestimmen kann. Daher liegen die Spurdetektoren im Zentralbereich des Detektors innerhalb der Spule.

▶ **Der Siliziumstreifen-Vertexdetektor (Vertex Detector VD)**

Der Vertexdetektor besteht aus drei konzentrischen Schalen, die mit Siliziumstreifendetektoren bestückt sind. In jeder Lage befinden sich 4×24 Module, die sich in ϕ zu 10% überlappen. Diese Schalen sind direkt um das Strahlrohr herum montiert. Zu den ursprünglich zwei Lagen des Detektors konnte 1991 die dritte hinzugefügt

‡3.4 Sofern nicht anders angegeben, schließt in der gesamten Arbeit die Angabe eines Polarwinkels θ den Komplementärwinkel $180^\circ - \theta$ implizit mit ein. Der Vorwärtsbereich umfaßt somit die Polarwinkelbereiche $\theta \leq 35^\circ$ und $\theta \geq 145^\circ$.



DELPHI

ABB. 3.3 : Schematische Darstellung des DELPHI-Detektors

Spurdetektoren					
	Akzeptanzbereich			Ortsauflösung	
	θ [°]	R [cm]	z [cm]	σ_z [mm]	$\sigma_{R\phi}$ [mm]
	im Zentralbereich :				
VD (bis 93)	37-143	6.3/9/11	$\pm 11/12/12$	–	0.008
VD (seit 94)	25-155	6.3/9/11	± 24	0.009-0.030	0.008
ID_{Jet} (bis 94)	23-157	11.8-22.3	± 40	–	0.050
ID_{Jet} (seit 95)	15-165	11.8-22.3	± 45	–	0.040
ID_{Prop.} (bis 94)	30-150	23-28	± 50	1.0	–
ID_{Prop.} (seit 95)	15-165	23-28	± 86	–	–
TPC	20-160	35-111	± 134	0.6	0.150
OD	43-137	198-206	± 232	35	0.110
MUB	52-138	445/485/532	± 385	10	1.500
	im Vorwärtsbereich :				
FCA	11-33	30-103	155-165	0.30 (u, v, x)	
FCB	11-35	53-195	267-283	0.15 (u, v, x)	
MUF	9-43	70-460	463/500	1.0 (x, y)	
Kalorimeter					
	Akzeptanzbereich			Energieauflösung	
	θ [°]	R [cm]	z [cm]	σ_E/E [%]	
	im Zentralbereich :				
HPC	43-137	208-260	± 254	$32/\sqrt{E} + 4.3$	
HAB	52-128	320-479	± 380	$21 + 112/\sqrt{E}$	
	im Vorwärtsbereich :				
FEMC	10-36.5	46-240	284-340	$\sqrt{3 + 12/\sqrt{E} + 11/E}$	
HAF	10-53	65-460	340-489	$120/\sqrt{E}$	
SAT (bis 93)	43-135 <i>mrاد</i>	10-36	233-285	$2.3 + \sqrt{1.44 + 130/E}$	
STIC (seit 94)	29-185 <i>mrاد</i>	6.5-42	220	$1.5 + 13.5/\sqrt{E}$	
VSAT	5-7 <i>mrاد</i>	6-9	770	$35/\sqrt{E}$	

TAB. 3.2 : **Akzeptanzbereiche und Auflösungsvermögen der DELPHI-Subdetektoren**

Für Detektoren im Zentralbereich ist der in z -Richtung überdeckte Raumbereich nur für eine Hälfte des DELPHI-Detektors angegeben. Die Angaben stammen aus [20–22].

werden, da das Strahlrohr durch ein kleineres ersetzt wurde. 1994 wurden die innere und die äußere Lage durch doppelseitige Detektoren mit z -Auslese ersetzt. Gleichzeitig wurde die innerste Lage in z von $\pm 12\text{ cm}$ auf $\pm 24\text{ cm}$ verlängert, so daß sich die Polarwinkelakzeptanz von 37° auf 25° verbesserte. Die Ortsauflösung in der $R\phi$ -Ebene liegt bei $\sigma_{R\phi} = 8\ \mu\text{m}$ und variiert in z -Richtung von $\sigma_z = 8\ \mu\text{m}$ für $\theta = 90^\circ$ bis $\sigma_z = 30\ \mu\text{m}$ für $\theta = 25^\circ$. Die Nähe des VD zum primären Wechselwirkungspunkt ermöglicht eine gute Rekonstruktion sekundärer Vertizes schwerer Hadronen. Die sehr gute Auflösung dieses Detektors leidet allerdings unter der Unsicherheit, die bei der Bestimmung der Position des Vertexdetektors im DELPHI-Koordinatensystem auftritt (*Alignment*), die in der Größenordnung der Ortsauflösung des Vertexdetektors liegt. Dadurch verschlechtert sich die nutzbare Auflösung des Detektors auf $\sigma_{R\phi} \sim 11\ \mu\text{m}$ (s.a. [23]).

► **Der innere Detektor (Inner Detector *ID*)**

Der innere Detektor besteht aus einer Jet- und einer Proportionalkammer. Die innen liegende Jetkammer ist in 24 Sektoren mit jeweils 24 Auslesedrähten parallel zur Strahlachse aufgeteilt, von denen im Mittel jeweils 20 Drähte an der Spurrekonstruktion beteiligt sind. Die außen liegende Proportionalkammer dient dazu, die Rechts-Links-Ambiguitäten in der Jetkammerinformation aufzulösen. Durch die Kathodenauslese erhält man zusätzlich eine Ortsauflösung in z -Richtung. Seit 1995 ist der *ID* in z -Richtung verlängert. Dadurch verbesserte sich die Polarwinkelakzeptanz von 23° auf 15° . Die Messung der z -Koordinate mit der Proportionalkammer wurde ab 1995 aufgegeben.

► **Die Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber *TPC*)**

Die Endplatten der *TPC* sind mit Signaldrähten und mit Kathodenplatten bestückt, die in konzentrischen Kreisen angeordnet sind. Die Bestimmung der (R, ϕ) -Koordinaten eines Teilchens erfolgt durch die Schwerpunktsbestimmung der induzierten Ladung auf den Kathodenstreifen; aus der Messung der Driftzeit zu den Anodendrähten bestimmt man die z -Komponente der Teilchenspur. Bei der Spurrekonstruktion dominiert die *TPC* die Messung des Polarwinkels θ und der Position der Spur in z -Richtung. Eine Analyse der Pulshöhen in den Signaldrähten entlang der Teilchenbahn erlaubt die Bestimmung der spezifischen Ionisation dE/dx , die zur Teilchenidentifikation benutzt werden kann [24].

► **Der äußere Detektor (Outer Detector *OD*)**

Der äußere Detektor besteht aus 24 Modulen mit je 145 Driftröhren, die in fünf zueinander versetzten Ebenen angeordnet sind. Der äußere Detektor mißt fünf Spurepunkte in $R\phi$ - und drei in z -Richtung. Durch den großen Hebelarm erreicht man für schnelle Teilchen eine Verbesserung der Impulsauflösung um einen Faktor fünf in der kombinierten Spurrekonstruktion.

► **Die Myonkammer im Zentralbereich (Barrel MUon chamber *MUB*)**

Die Myonkammer im Zentralbereich von DELPHI besteht aus drei Lagen. Die innerste liegt innerhalb des Hadronkalorimeters (*HAB*), die zweite ist außerhalb des

Hadronkalorimeters montiert. Eine dritte periphere Lage deckt die Totzonen der zweiten Lage ab. Die Myonkammer besteht aus Driftzellen mit parallel zur z -Achse liegenden Anodendrähten. Jede der drei Lagen der Myonkammern besteht aus zwei Ebenen, die in ϕ -Richtung gegeneinander versetzt sind und somit eine vollständige Information in azimuthaler Richtung liefern. Die Detektion der Myonen erfolgt durch ihre Eigenschaft, als einzige detektierbare Teilchen das Hadronkalorimeter zu durchdringen.

► **Die Vorwärtskammer A (Forward Chamber A *FCA*)**

Im Vorwärtsbereich von DELPHI befinden sich die beiden Driftkammern *FCA* und *FCB*. Die *FCA* ist bei $z = 160$ cm direkt auf die *TPC*-Endplatte montiert und deckt einen Polarwinkelbereich von $11^\circ < \theta < 33^\circ$ ab. Die 6 Drahtebenen sind paarweise in einem Modul angeordnet und jeweils 120° gegeneinander gedreht. Die Auflösung beträgt $\simeq 300\mu\text{m}$ in x bzw. y .

► **Die Vorwärtskammer B (Forward Chamber B *FCB*)**

Die Kammer B befindet sich bei $z = \pm 275$ cm und deckt mit einer sensitiven Fläche von je 7 m^2 einen Polarwinkelbereich von $11^\circ < \theta < 36.5^\circ$ ab. In den zwei Modulen auf jeder Seite befinden sich jeweils 12 Drahtebenen. Wie bei der *FCA* sind jeweils benachbarte Ebenen paarweise um 120° gegen die nächsten Ebenen gedreht. Der Ort eines Teilchendurchgangs kann mit einer Genauigkeit von $150\mu\text{m}$ rekonstruiert werden. Diese in Wuppertal konstruierte und gebaute Driftkammer ist die größte frei hängende Driftkammer der Welt.

► **Die Myonkammer im Vorwärtsbereich (Forward MUon chamber *MUF*)**

Die Myonkammern im Vorwärtsbereich bestehen aus zwei Lagen in den beiden Endkappen von DELPHI. Jede Lage ist in vier Quadranten unterteilt, die mit je zwei Lagen von 22 Driftkammern instrumentiert sind, die um 90° gegeneinander gedreht sind. Jeder der Quadranten umfaßt eine Fläche von $4.5 \times 4.5\text{ m}^2$. Seit 1994 wird die Lücke zwischen den Zentral- und Vorwärts-Myonkammern durch die **Surround Myon Chambers** (*SMC*) ergänzt. Das *SMC* besteht aus Driftröhren, die im *limited streamer mode* betrieben werden.

Die beste Genauigkeit bei der Vertex- und Spurrekonstruktion wird durch den gemeinsamen Einsatz mehrerer Detektorkomponenten erreicht. Die jeweils beteiligten Detektoren und die mit ihnen erreichten Impulsaufösungen sind (für $\mu^+\mu^-$ -Paare unter Beteiligung aller Spurdetektoren) [21]:

Zentralbereich:	VD, ID, TPC, OD	$35^\circ < \theta < 145^\circ$
	$\sigma(\frac{1}{p}) = 0.57 \cdot 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$	
Endkappenbereich:	VD, FCB	$15^\circ < \theta < 35^\circ$
	$\sigma(\frac{1}{p}) = 1.31 - 2.7 \cdot 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$	

Für die Spurdetektoren im Zentralbereich des DELPHI-Detektors ergeben sich darüber hinaus die folgenden Doppelspurauflösungen: $100 \mu m$ für den VD , $R\phi = 1 \text{ mm}$; $z = 1 \text{ cm}$ für den ID und 1.5 cm für die TPC .

3.2.2 Kalorimeter

Die in DELPHI betriebenen Kalorimeter dienen zur Energiemessung elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirkender Teilchen und zur Luminositätsmessung.

► **Die hochauflösende Projektionskammer
(High-density Projection Chamber *HPC*)**

Die *HPC* befindet sich zwischen dem OD und der Spule in dem Polarwinkelbereich von $43^\circ < \theta < 137^\circ$. Die Verwendung des Zeitprojektionsprinzips in einem Blei-Gas Samplingkalorimeter erlaubt eine dreidimensionale Schauerrekonstruktion mit einer feinen Granularität von 10 mm in $R\phi$ und 4 mm in z . Die gute Ortsauflösung erlaubt die direkte Identifikation von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen. Die Energieauflösung ist durch Elektronen begrenzt, die auf kleinen Spiralbahnen driften und der endlichen Strahlungslänge.

► **Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich
(Forward ElectroMagnetic Calorimeter *FEMC*)**

Das *FEMC* deckt den Winkelbereich von $11^\circ < \theta < 36.5^\circ$ ab. Es besteht aus 2 Modulen mit je 5 m Durchmesser, in denen jeweils 4532 Cherenkov-Bleiglasblöcke in Form von Pyramidenstümpfen angeordnet sind. Diese zeigen unter einer kleinen Neigung auf den Wechselwirkungspunkt, so daß keine Teilchen in den Grenzen zwischen den Glasblöcken verloren gehen.

► **Das Hadron-Kalorimeter (HADron Calorimeter *HAC*)**

Das Hadronkalorimeter bildet gleichzeitig das Magnetjoch der supraleitenden Spule in DELPHI und besteht aus Eisenplatten. Es deckt den gesamten Winkelbereich von $11^\circ < \theta < 169^\circ$ ab. Der implementierte Gas-Sampling-Detektor dient zum Nachweis hadronisch wechselwirkender Teilchen. Außerdem dient das *HAC* als Absorber vor den Myonkammern.

► **Die Luminositätsmonitore im (extremen) Vorwärtsbereich**
(**Small Angle Tagger** *SAT*,
Small angle Tile Calorimeter *STIC*,
Very Small Angle Tagger *VSAT*)

An e^+e^- -Beschleunigern wird die Luminosität bevorzugt über die Zählung von Prozessen mit einer klaren experimentellen Signatur vorgenommen, deren Wirkungsquerschnitt theoretisch exakt berechenbar ist. Bei LEP nutzt man die Bhabha-Streuung, bei der Elektronen und Positronen unter kleinen Winkeln im t-Kanal (also elastisch) gestreut werden. Bis 1994 erfolgte die Detektion der gestreuten Elektronen mit einem Kalorimeter in Sampling-Bauweise (*SAT*). Dieses wurde durch ein Bleiglas-Kalorimeter in sogenannter *Shashlik*-Bauweise (*STIC*) mit 27 Strahlungslängen Tiefe ersetzt, das durch szintillierende Fasern ausgelesen wird. Die erreichte experimentelle Genauigkeit der Luminositätsmessung (0.09 %) liegt unterhalb der systematischen Unsicherheiten der theoretischen Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt für Bhabha-Streuung. Der *VSAT* komplettiert die Luminositätsmessung bei extrem kleinen Winkeln ($5 - 7\text{mrad}$) und ermöglicht eine Kontrolle der Zeitabhängigkeit der Luminosität.

3.2.3 Szintillatoren

Der DELPHI-Detektor verfügt über ein System von Szintillationszählern zur Flugzeitmessung namens **Time Of Flight** (*TOF*) im Zentral- und **HOdoscope Forward** (*HOF*) im Vorwärtsbereich. Diese liefern im wesentlichen schnelle Triggerinformation und sollen zur Analyse der Flugrichtung von Teilchen mit sehr hohem Impuls (kleiner Spurkrümmung) beitragen. Dadurch können Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung detektiert werden.

3.2.4 Ringabbildende Cherenkov-Detektoren

Eine Besonderheit des DELPHI-Detektors stellen die beiden ringabbildenden Cherenkovzähler im Zentral- (**Barrel Ring Imaging Cherenkov detector**, *BRICH*) und Vorwärtsbereich (**Forward Ring Imaging Cherenkov detector**, *FRICH*) dar. Diese dienen zur Identifikation geladener Teilchen und ermöglichen eine effiziente Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Protonen. Ferner können diese Teilchen durch Hinzunahme von Informationen der *HPC* und der Myonkammern von Elektronen und Myonen separiert werden. Für niederenergetische Teilchen vervollständigt die Messung der spezifischen Ionisation in der *TPC* die Teilchenidentifikation.

Der *BRICH* ist zwischen der *TPC* und dem *OD* montiert, der *FRICH* befindet sich zwischen den Driftkammern im Vorwärtsbereich (*FCA* und *FCB*). Geladene Teilchen emittieren in einem Flüssigkeits- und einem Gasradiator Photonen im UV-Bereich, deren Öffnungskegel relativ zur Teilchenspur von ihrer Masse abhängt. Diese Cherenkovphotonen werden in einer zwischen den Radiatoren befindlichen Driftkammer mit einem photoionisierbarem Gaszusatz nachgewiesen. Hierzu müssen die Photonen im Fall des Gasradiators über eine fokussierende Optik reflektiert werden. Die durch den Photoeffekt entstandenen freien Elektronen werden in Vieldrahtkammern an den Endplatten nachgewiesen (TPC Prinzip). Im Falle des *FRICH* ergibt sich dabei die Schwierigkeit, daß das Beschleunigungsfeld in den Driftkammern senkrecht zum Magnetfeld steht.

Der Nachweis von Pionen, Kaonen und Protonen in der *TPC* und dem *BRICH* wird ausführlicher in KAP. 7 diskutiert.

3.3 Datennahme, -verarbeitung und -analyse bei DELPHI

In diesem Abschnitt soll in einer kurzen Übersicht die Verarbeitung der mit dem DELPHI-Detektor gemessenen Daten und der für DELPHI produzierten *Monte Carlo*-Ereignisse vorgestellt werden. Einen Überblick über die verschiedenen Verarbeitungsstufen liefert ABB. 3.4.

Bei der Datennahme im DELPHI-Detektor werden für Ereignisse, die das DELPHI-Triggersystem freigegeben hat, alle verfügbaren Detektorkomponenten ausgelesen. An der Triggerentscheidung nehmen alle Detektorkomponenten (außer dem Mikrovertexdetektor und den *RICH*-Detektoren) von DELPHI teil, die zu Koinzidenzgruppen zusammengefaßt sind. Mit dem bei DELPHI eingesetzten vierstufigen Triggersystem liegt die Nachweisefizienz für hadronische Ereignisse im gesamten Raumwinkelbereich bei $\epsilon_{q\bar{q}} \geq 99.99\%$. Für alle Detektorkomponenten werden standardisierte Prozeduren zur Datennahme benutzt, so z.B. die Auslese der Informationen mit einem FASTBUS-System, die Kontrolle von Detektorparametern wie Gasdruck oder Hochspannung mit dem SLOW-CONTROL-System sowie der Datentransfer zum Datennahme- und Kontrollsystem. Im zentralen DAS^{#3.5}-Rechner werden die Rohdaten dann im ZEBRA^{#3.6}-Format [25] auf Datenkassetten geschrieben.

Die Analyse der DELPHI-Rohdaten wird durch das Programm DELANA^{#3.7} gesteuert. Die Ergebnisse der Analyse werden nach jedem Schritt in sogenannten TANAGRA-Bänken^{#3.8}

#3.5 Data Acquisition System

#3.6 am CERN entwickeltes Data Structure Management System

#3.7 DELphi ANALysis program [26]

#3.8 Track ANALysis and GRAphic program [27]

3. DAS EXPERIMENT

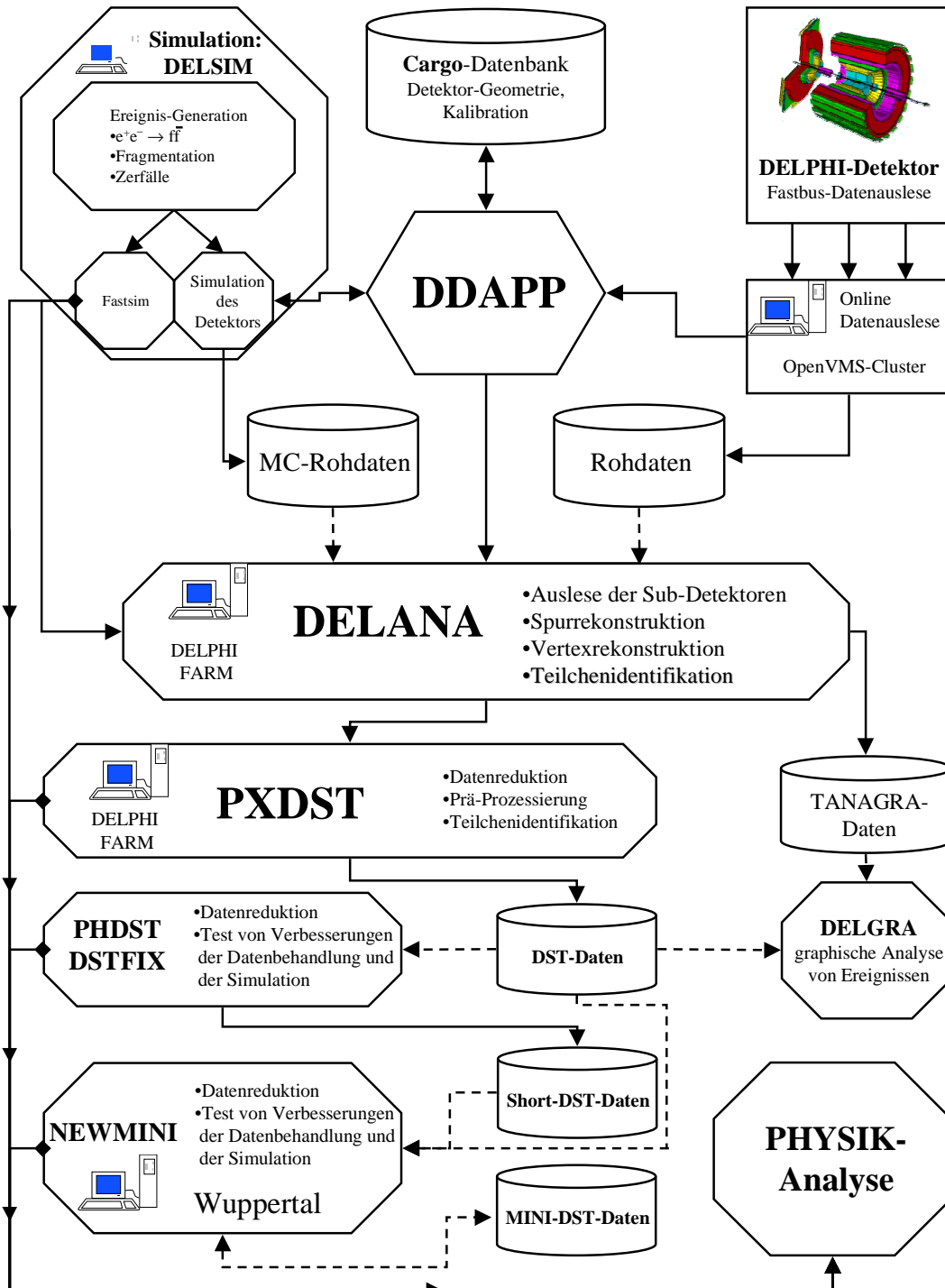


ABB. 3.4 : *Datennahme, -verarbeitung und -analyse bei DELPHI*

abgelegt. Dabei werden die Informationen der einzelnen Detektormodule mit detektorspezifischen Programmteilen bearbeitet. Das Programm zur Steuerung der Detektorbehandlung heißt DDAP^{‡3.9}; es beschreibt insbesondere auch die Materialverteilung im Detektor. Die Rohdaten im TANAGRA-Format können bereits zur Physikanalyse benutzt werden, außerdem werden sie zur ausführlichen graphischen Darstellung von physikalischen Ereignissen mit dem Programmpaket DELGRA^{‡3.10} verwendet.

Die TANAGRA-Struktur spiegelt auch die einzelnen Schritte der Ereignisrekonstruktion wieder. ABB. 3.5 zeigt eine schematische Darstellung der TANAGRA-Bank-Struktur:

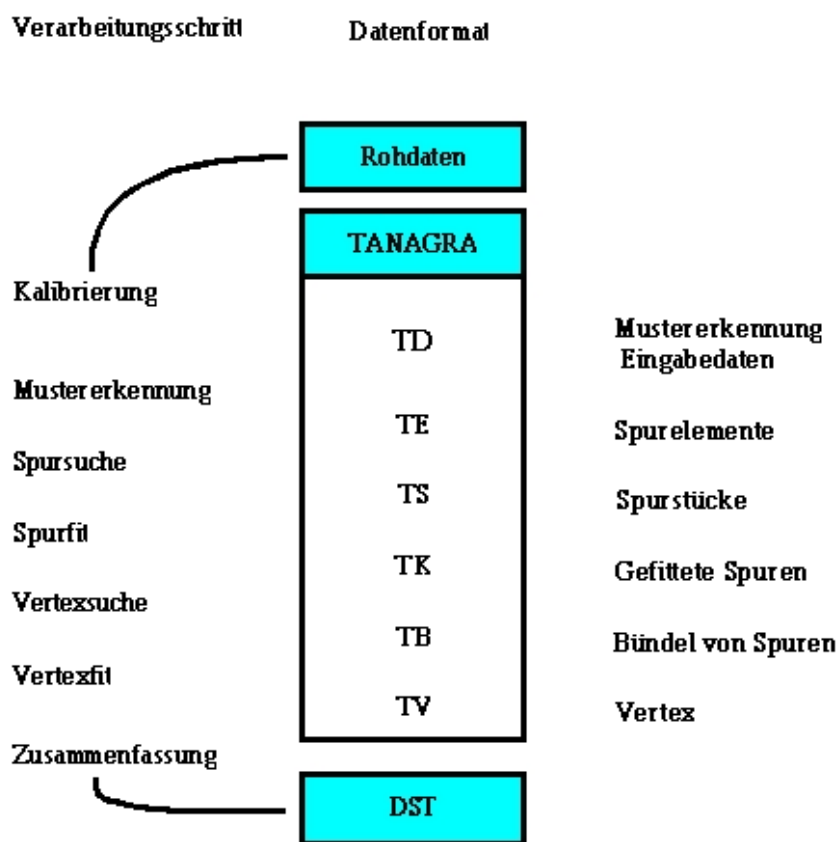


ABB. 3.5 : *Schematische Darstellung der TANAGRA-Bank-Struktur in DELANA*

Eingangsdaten sind entweder simulierte Daten oder mit dem Detektor gemessene Daten. Diese werden hier allgemein als „Rohdaten“ bezeichnet. Die Verarbeitungsstufen von den TD-Banken bis zu den TV-Banken werden im Text erklärt.

TD Im ersten Schritt der Verarbeitung werden die Rohdaten entpackt, kalibriert und in den TD-Banken der TANAGRA-Struktur gespeichert.

‡3.9 DELPHI Detector Application Package

‡3.10 DELphi GRAphic package [28]

- TE Anschließend wird für jede Komponente des Detektors einzeln versucht, Spurstücke zu rekonstruieren. Die Ergebnisse dieser Rekonstruktion werden in den TE-Banken gespeichert (*Track Element*).
- TS Im nächsten Schritt versucht man dann mit einem globalen Spurerkennungsprogramm die Spurstücke der einzelnen Detektorkomponenten miteinander zu verbinden. Meistens startet die Spurextrapolation bei der *TPC*, dem zentralen Spurdetektor. Das Ergebnis der Spurerkennung, welches mehrere TE-Banken miteinander verbindet, wird in den TS-Banken gespeichert (*String*).
- TK Im folgenden Schritt werden die assoziierten Spurstücke zu Spuren zusammengefaßt. Diese Spuren, sowie nicht assoziierte Spurstücke aus der *TPC*, werden zu allen Detektoren extrapoliert, um mit Hilfe dieser Informationen weitere Spurstücke zu finden. Insbesondere findet eine Extrapolation der Spuren zu den Kalorimetern statt, um Schauer mit Spuren zu assoziieren. Dabei werden auch Elektron- und Myonidentifikationsroutinen verwendet. Kann man einen Schauer nicht zu einer Spur assoziieren, geht man davon aus, daß er von einem Photon verursacht wurde. Anpassungsergebnisse und Spuren werden in den TK-Banken gespeichert (*Track*).
- TB Die rekonstruierten Spuren werden zusammengefaßt, falls im Rahmen einer groben Analyse ein gemeinsamer Ursprung festgestellt werden kann. Diese Spurbündel werden in den TB-Banken gespeichert.
- TV Im letzten Schritt wird eine globale Anpassung durchgeführt, um die Spur- und Vertexparameter in der Wechselwirkungsregion zu bestimmen. Diese Daten werden dann in den TV-Banken gespeichert.

Die mit DELANA prozessierten Rohdaten, die sogenannten **Master-DSTs**^{#3.11}, sind mit 1-2 *MByte* pro Ereignis sehr groß. Da nicht alle Rohdateninformationen für die gängigen physikalischen Analysen benötigt werden, wurde das *PXDST*-Programm entwickelt, das relevante Informationen in komprimierter Form auf sogenannten **DSTs** abspeichert. Im *DST*-Format werden immer noch 30-60 *kByte* pro Ereignis benötigt, so daß das **Short-DST** (*SDST*) entwickelt wurde. Die meisten Physikanalysen werden mit diesem Datenformat durchgeführt. Das *SDST* wird in Wuppertal durch weitere Komprimierung in ein **MINI-DST** mit 5-10 *kByte* pro Ereignis gepackt. Alle Daten, die in dieser Arbeit untersucht wurden, wurden im *MINI-DST*-Format geschrieben. Mit diesem Datenformat ist es möglich, sämtliche Daten und produzierten *Monte Carlos* auf Festplatten zu halten und in einem kurzen Zeitraum zu analysieren.

Die Analyse dieser *MINI-DSTs* erfolgt in der Wuppertaler Delphi-Gruppe auf redundant und performant ausgelegten UNIX- und VMS-Clustern. *ABB. 3.6* zeigt die Architektur dieses Rechnerverbundes, der für alle Stufen der Datenanalyse zur Verfügung steht [30].

#3.11 **Data Summary Tapes**

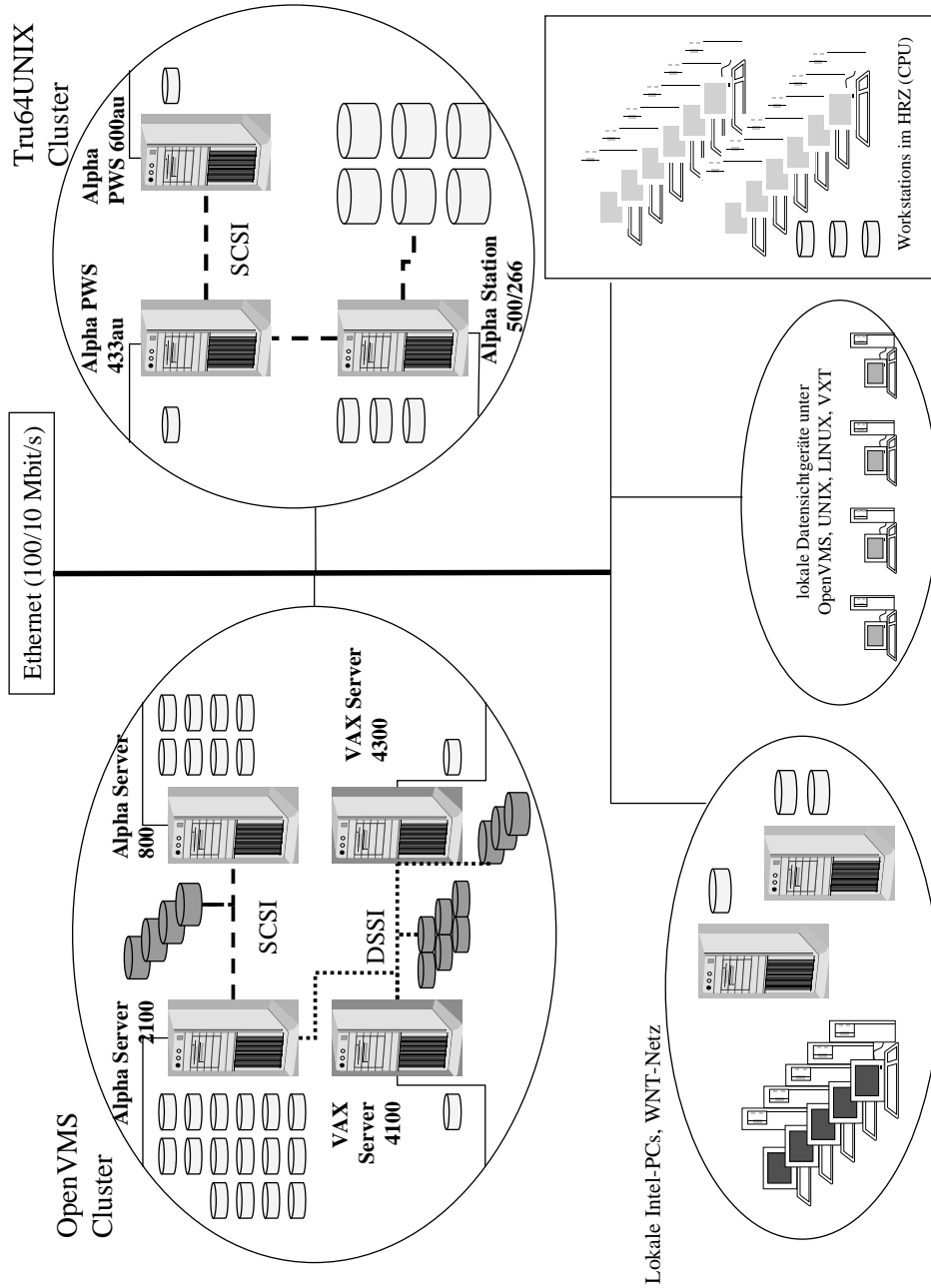


ABB. 3.6 : Zur Datenanalyse verwendete Rechner-Systeme der Wuppertaler DELPHI-Gruppe

Alle Datensätze, die mit dem DELPHI-Detektor genommen werden, werden mehrfach mit dem Programm DELANA prozessiert, da die Kalibration der einzelnen Detektoren und die Justierung der Komponenten zueinander ständigen Veränderungen unterworfen sind. Bei DELPHI werden diese Prozessierungen mit den Buchstaben (A,B,C ...) bezeichnet. Für jede dieser Prozessierungen werden bei DELPHI auch simulierte Ereignisse erzeugt. Short-DSTs werden mit einer fortlaufenden Ziffer nach dem DELANA Processing durchnummeriert. Eine Zusammenfassung der Größe der verwendeten Datensätze gibt TAB. 3.3.

Processing	Daten				<i>Monte Carlo</i>	
	#	MINI-DST	SDST	DST	#	MINI-DST
92E2	172	5.5 Gb	16.5 Gb	54.7 Gb	190	17.2 Gb
93D2	181	5.6 Gb	16.8 Gb	57.3 Gb	469	16.0 Gb
94C2	429	11.7 Gb	36.6 Gb	139.0 Gb	1320	45.9 Gb
95D2	246	5.7 Gb	20.2 Gb	78.1 Gb	289	10.9 Gb
Summe	1028	28.5 Gb	90.1 Gb	329.1 Gb	2268	90.0 Gb

TAB. 3.3 : *Größe der verwendeten Datensätze*

Für eine physikalische Interpretation der Ereignisse ist eine *Monte Carlo*-Simulation unerlässlich. Die Simulation selber zerfällt in zwei unabhängige Teile, die durch das Programm DELSIM^{‡3.12} koordiniert werden, nämlich die Berücksichtigung der initialen Photon-Abstrahlung mit DYMU3, die Simulation des hadronischen Endzustandes des *Z*-Zerfalls mit JETSET und vor allem die Simulation der einzelnen Detektorkomponenten. Außerdem werden in DELSIM der zeitliche Ablauf des *Z*-Zerfalls, die Fragmentation von Partonen, der Zerfall schwerer Teilchen, die Wechselwirkung von Teilchen mit dem Detektormaterial (z.B. Comptonstreuung, Vielfachstreuung in Materie, hadronische Wechselwirkung, photoelektrischer Effekt) und detektorunabhängige Prozesse (z.B. Bremsstrahlung, Paarproduktion, Positronvernichtung) berücksichtigt. Die Ausgabedaten von DELSIM entsprechen im Datenformat den Rohdaten, die mit dem DELPHI-Detektor gemessen werden und können von nun an vollständig analog zu den Detektordaten weiter verarbeitet werden (von der DELANA-Prozessierung bis zum MINI-DST, vgl. 3.4), so daß eine identische Behandlung simulierter und gemessener Daten gewährleistet ist. Damit wird die Wahrscheinlichkeit minimiert, daß sich Differenzen zwischen Simulation und gemessenen Daten aufgrund einer unterschiedlichen Datenverarbeitung ergeben.

In ABB. 3.4 ist auch noch das Detektorschnellsimulationsprogramm FASTSIM^{‡3.13} aufgeführt, das die zur Simulation der Detektoreffekte benötigte Rechnerzeit um einen Faktor 100 reduziert. Leider ist dieses Programm schon länger nicht mehr an gemessenen Daten angepaßt worden, so daß momentan nur noch für einige spezielle Anwendungen brauchbare Simulationsdaten mit FASTSIM produziert werden können.

‡3.12 DELphi SIMulation program [29]

‡3.13 FAST SIMulation package

Kapitel 4

Jets in der QCD

4.1 Die Farbfaktoren

Die der QCD zugrunde liegende Symmetriegruppe ist die $SU(3)_C$ ^{#4.1} Farbgruppe (s. KAP. 2). Im Gegensatz zur $SU(3)_{Flavour}$ handelt es sich hierbei um eine exakte Symmetrie. In der fundamentalen Darstellung^{#4.2} werden die acht Gruppengeneratoren durch die Gell-Mann-Matrizen t^r , $r = 1 \dots 8$, ausgedrückt. Aufgrund der Lie-Algebra^{#4.3} der $SU(3)$ erhält man durch Kommutatorbildung der Gruppengeneratoren neun vollständig antisymmetrische, linear unabhängige Strukturkonstanten f^{rst} :

$$[t^r, t^s]_- = 2i f^{rst} t^r; \quad f^{rst} = \frac{1}{4i} Sp([t^r, t^s]_- t^t)$$

Durch diese Strukturkonstanten läßt sich nun die reguläre (adjungierte) Darstellung der $SU(3)$ ausdrücken:

$$U^r = (U^r)^{st} = i f^{rst} \begin{array}{ll} t^r & \text{fundamentale Darstellung, 3x3 Matrizen} \\ & \text{adjungierte Darstellung, 8x8 Matrizen} \end{array}$$

Die fundamentalen QCD-Kopplungen sind in ABB. 4.1 dargestellt.

#4.1 $SU(3)$ ist die Gruppe der speziellen unitären 3x3 Matrizen.

#4.2 Darstellung, die die $SU(n)$ in der kleinsten, nicht-trivialen Dimension verwirklicht (für die $SU(3)$ ist dies eine 3x3 Darstellung).

#4.3 Unter einer Lie-Algebra versteht man kontinuierliche Gruppen, deren Elemente durch Operatoren $\hat{U}(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n; \vec{r})$ gegeben sind und von n Parametern (Koordinaten) abhängen. Die Elemente sind hierbei differenzierbare Funktionen der Parameter.

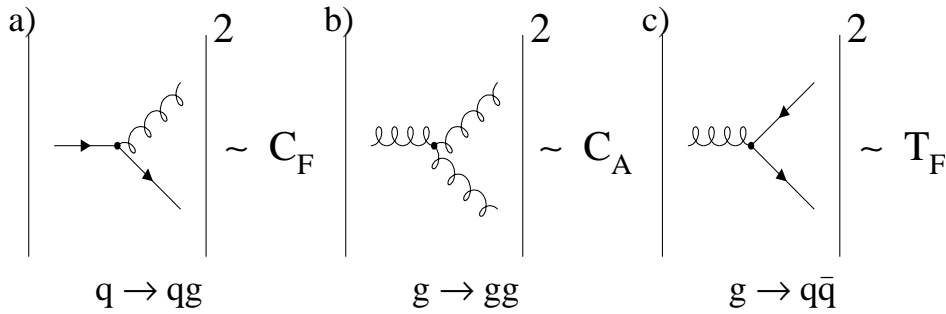


ABB. 4.1 : *Die fundamentalen Feynman-Graphen der QCD und ihre Kopplungen*

Sie sind durch die Generatoren t_{ab}^r und die Strukturkonstanten f^{rst} der $SU(3)$ durch die folgenden Beziehungen bestimmt, wobei die Quarks durch die fundamentale Darstellung und die Gluonen durch die adjungierte Darstellung repräsentiert werden [31]:

$$\begin{aligned} t_{ab}^r t_{bc}^r &= \delta_{ac} C_F \\ f^{rst} f^{rsu} &= \delta_{tu} C_A \\ t_{ab}^r t_{ab}^s &= \delta_{rs} T_F \end{aligned}$$

mit den Quark-Farbindizes $a, b, \dots = 1 \dots N_C$ und den Gluon-Farbindizes $r, s, \dots = 1, \dots, N_C^2 - 1$ ^{‡4.4}. Die Farbfaktoren, auch Casimirkfaktoren genannt, sind dabei die Eigenwerte der Casimiroperatoren^{‡4.5} der $SU(N_C)$. Die Casimirkfaktoren

$$C_F = \frac{N_C^2 - 1}{(2N_C)} \text{ (für Quarks), } C_A = N_C \text{ (für Gluonen) und } T_F$$

stellen jeweils ein Maß für die Kopplungsstärken für Gluon-Abstrahlung von Quarks, für den Drei-Gluon-Vertex und für die Gluon-Aufspaltung in ein Quark-Anti-Quark-Paar dar. Hierbei ist die Existenz des Drei-Gluon-Vertex Folge der nicht-abelschen Struktur der QCD.

Innerhalb der $SU(3)$ sind diese Kopplungskonstanten gegeben zu

$$C_F = \frac{4}{3}, \quad C_A = 3 \quad \text{und} \quad T_F = \frac{1}{2},$$

wobei T_F mit der Anzahl der aktiven Quark-Flavours n_f gewichtet werden muß. In den meisten Rechnungen wird n_f zu 3 oder 5 angenommen.

‡4.4 Bei gleichen Indizes gilt die Einsteinsche Summenkonvention.

‡4.5 Operatoren, die mit allen Gruppengeneratoren kommutieren.

4.2 Entstehung von Jets

Aufgrund des Confinements sind die elementaren Partonen, Quarks und Gluonen, die in der e^+e^- -Annihilation auf der Z -Resonanz entstehen, nicht direkt beobachtbar. Statt dessen mißt man mit dem Detektor Hadronen, welche bei großen Schwerpunktsenergien ($\gtrsim 10 \text{ GeV}$) Teilchenbündel ausbilden, die sogenannten **Jets**. Diese erhalten in guter Näherung Energie und Richtung der primären Partonen. Der Öffnungswinkel der Jets verringert sich mit zunehmender Schwerpunktsenergie. Da der Parton-Impuls mit steigender Schwerpunktsenergie der Annihilationsreaktion größer wird, der von den Hadronen getragene Transversalimpuls durch die Fragmentierung aber nicht im gleichen Maße ansteigt, nimmt die Kollimation der Hadron-Jets um die Flugrichtung des initialen Partons mit steigender Schwerpunktsenergie zu. Fragmentationseffekte sind gegenüber Effekten der harten QCD-Prozesse um einen Faktor $1/\mu$ unterdrückt; hierbei ist μ die Energieskala (in GeV) für die Parton-Zustandsbildung. Auf der Z -Resonanz sind Fragmentationseffekte bereits stark unterdrückt, was sich in einer ausgeprägten Jet-Struktur hadronischer Z -Ereignisse widerspiegelt.

Wird nun von einem der initialen Partonen ein energiereiches Gluon unter einem großen Winkel abgestrahlt, so bildet sich durch die Fragmentation des Gluons ein dritter Jet aus^{‡4.6}. Dieser Vorgang ist in ABB. 4.2 skizziert.

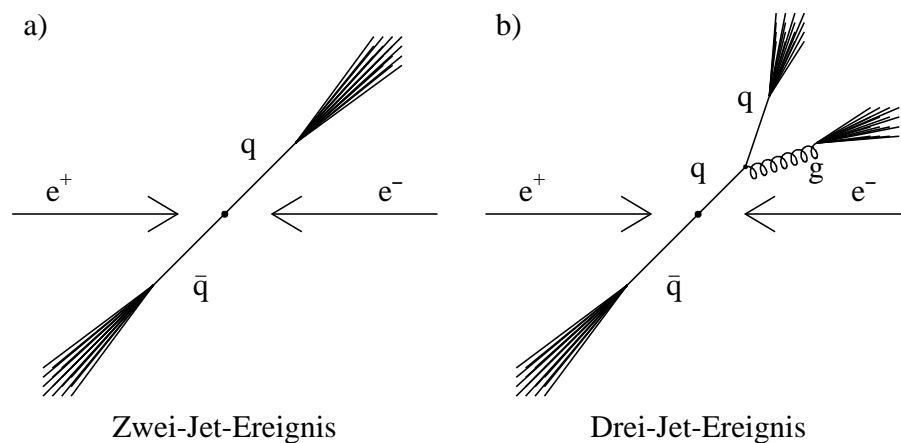


ABB. 4.2 : *Schematische Darstellung der Jet-Produktion*

Erst 1975 wurde durch eine Arbeitsgruppe am SPEAR-Speicherring des SLAC eine erste experimentelle Evidenz für die Bildung von Jets durch die Messung der Sphärizität^{‡4.7} bei einer Schwerpunktsenergie von 6.2 bzw. 7.4 GeV festgestellt [32]. Die Sphärizität

‡4.6 Im weiteren werden durch Gluon-Abstrahlung initiierte Jets als Gluon-Jets, durch Quarks initiierte Jets als Quark-Jets bezeichnet.

‡4.7 $S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$; Q_1, Q_2 sind die beiden kleinsten Eigenwerte des normierten quadratischen Impulstensors.

stellt ein Maß für die Isotropie eines Ereignisses dar. Für ein isotropes Ereignis nimmt die Sphärizität den Wert 1 an, während sie für ein ideales Zwei-Jet-Ereignis 0 beträgt. Erst bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 17 GeV , wie sie 1978 mit dem PETRA^{‡4.8} Beschleuniger erreicht wurde, wurde die Jet-Struktur der Ereignisse offensichtlich. 1979 wurden die ersten Anzeichen für Ereignisse mit drei Jets festgestellt [33].

ABB. 4.3 zeigt mit dem DELPHI-Detektor gemessene Zwei-, Drei- und Vier-Jet-Ereignisse, wobei hier jeweils symmetrische Exemplare der jeweiligen Gattung ausgewählt wurden, d.h. ein bleistiftförmiges Zwei-Jet-Ereignis, ein Mercedes-artiges Drei-Jet-Ereignis (s. KAP. 6.2) und ein kreuzförmiges Vier-Jet-Ereignis.

Die rechte Seite der Abbildung zeigt die Energieverteilung in der $(\phi \cdot \sin\theta, \theta)$ -Ebene. Man erkennt voneinander deutlich getrennte Energie-Ansammlungen (Cluster), die den jeweiligen Jets entsprechen.

Drei-Jet-Ereignisse bieten bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Υ -Resonanz den besten experimentellen Zugang zu Gluon-Jets. Da Quarks und Gluonen nicht frei sind, werden in der e^+e^- -Vernichtung Gluon-Jets in Drei-Jet-Ereignissen als beste Approximation angesehen, um die Eigenschaften von Gluonen zu messen. Diese Approximation ist in erster Ordnung Störungstheorie exakt. Es kommt jedoch zu Beeinflussungen durch Interferenzeffekte (s. KAP. 4.3), gebundene Zustände und Fragmentation (s. KAP. 5).

4.2.1 Das LPHD-Konzept

QCD-Rechnungen liefern in aller Regel Aussagen über Partonen. Messungen werden aber mit stabilen Hadronen durchgeführt. Das Konzept der „**Local Parton Hadron Duality**“ (LPHD) [34] beschreibt die Übertragbarkeit der Vorhersagen auf Parton-Niveau auf die perturbativ nicht berechenbaren Eigenschaften auf Hadron-Niveau. Hierbei wird angenommen, daß das vorhergesagte Spektrum für Partonen mit Ausnahme eines globalen Normalisierungsfaktors direkt dem der beobachteten Hadronen entspricht. Für eine einzelne Zahl, wie z.B. die mittlere Multiplizität, ist dies sehr wahrscheinlich richtig, für impulsabhängige Spektren muß man jedoch mehr Vorsicht walten lassen. Experimentell ist bekannt, daß mehr als die Hälfte der ursprünglich erzeugten Hadronen instabil sind und zerfallen [36]. Die Zerfallsprodukte teilen sich den Impuls und die Energie des primären Teilchens, wodurch das Impulsspektrum zu kleineren Impulsen verschoben wird. Dieser Effekt zeigt sich in anderen Teilchenverteilungen entsprechend. Desgleichen ändern sich durch die Zerfälle auch Größen, die zur Beschreibung von Ereignistopologien verwendet werden (z.B. Thrust, Sphärizität). QCD-Rechnungen beinhalten einen Abschneideparameter, der bestimmt, bei welcher Energieskala der partonische Zerfallsprozeß abbricht.

‡4.8 Positronen Elektronen Tandem Ring Accelerator

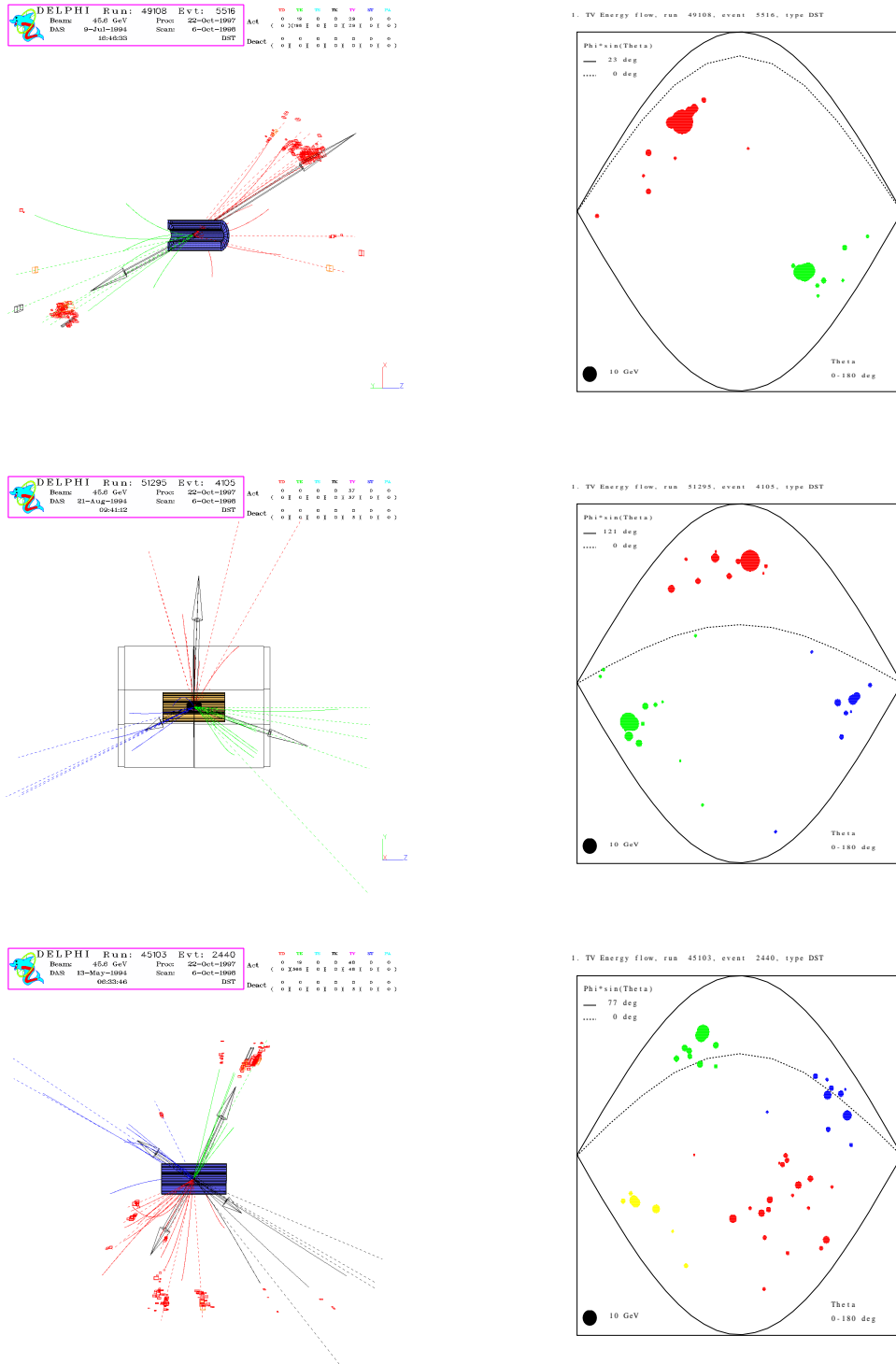


ABB. 4.3 : *Symmetrische, mit dem DELPHI-Detektor gemessene Zwei-, Drei- und Vier-Jet-Ereignisse*

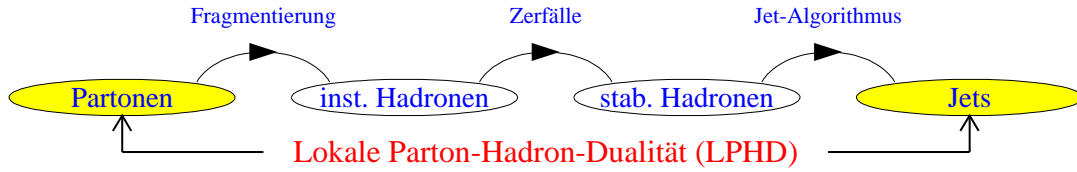


ABB. 4.4 : *Schema zur LPHD*

Man versucht nun, Informationen über die Parton-Konfiguration eines Ereignisses zu erhalten, indem man die entsprechenden Eigenschaften der Hadron-Konfiguration mißt und annimmt, daß die hadronischen Jets in ihren Eigenschaften ihrem partonischen Ursprung entsprechen (s. ABB. 4.4).

4.3 Gluon-Interferenzen

Aufgrund der Kohärenz der Gluon-Abstrahlung werden zwei Arten von Phänomenen erwartet:

- ▶ **Intra-Jet-Kohärenz-Effekt:** Kohärenz-Effekte innerhalb der Jets und
- ▶ **Inter-Jet-Kohärenz-Effekt:** Kohärenz-Effekte zwischen den Jets.

(N)LLA-Berechnungen berücksichtigen quantenmechanische Interferenzeffekte zwischen weichen Gluonen (*soft gluon coherence*). Man findet, daß **destruktive Interferenz** auftritt, wenn die Emissionswinkel der Gluon-Abstrahlung in aufeinanderfolgenden Parton-Verzweigungen ansteigen, d.h., daß die auftretenden Winkel effektiv abnehmen (**Winkelordnung, angular coherence** [37], s. ABB. 4.5). Das hat zur Folge, daß der verfügbare Phasenraum für weiche Gluonen innerhalb eines Jets vermindert ist. Dies führt zu einer reduzierten Parton-Multiplizität und zu einer Unterdrückung von Partonen mit geringem Impuls. Dies gilt gleichermaßen für Quark- wie für Gluon-Jets.

Ein weiterer Effekt der Farbkohärenz betrifft die Winkelverteilung des Teilchenflusses innerhalb eines Ereignisses. Analytische QCD-Rechnungen sagen für Drei-Jet-Ereignisse destruktive Interferenzeffekte zwischen dem Quark- und dem Anti-Quark-Jet voraus. Dies hat zur Folge, daß, verglichen mit den beiden anderen Inter-Jet Regionen, weniger Teilchen zwischen dem Quark- und dem Anti-Quark-Jet produziert werden (**Stringeffekt** [38, 39], s. ABB. 4.6).

Experimentell beobachtet man, daß die Parton-Interferenzeffekte nach der Hadronisierung sichtbar bleiben (LPHD, vgl. KAP. 4.2.1) und die berechneten Parton-Verteilungen (s. GL. 9.2 bis GL. 9.12) direkt auf die Messungen von (langlebigen) Hadronen übertragen werden können (s. KAP. 9.2).

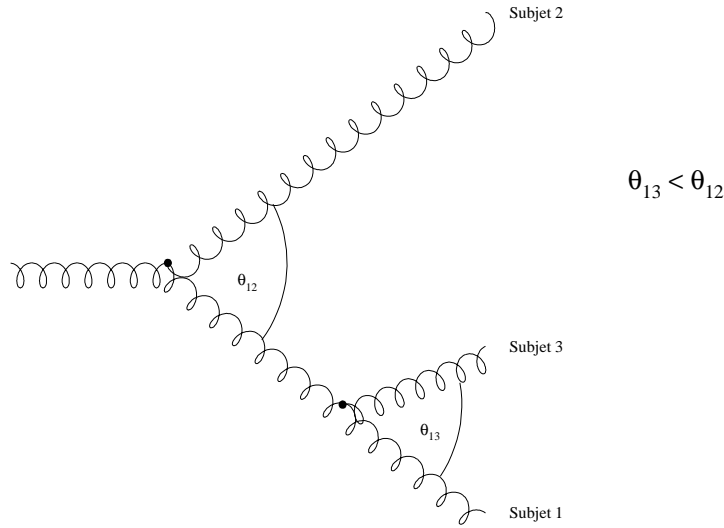


ABB. 4.5 : *Schematische Darstellung der Winkelordnung*

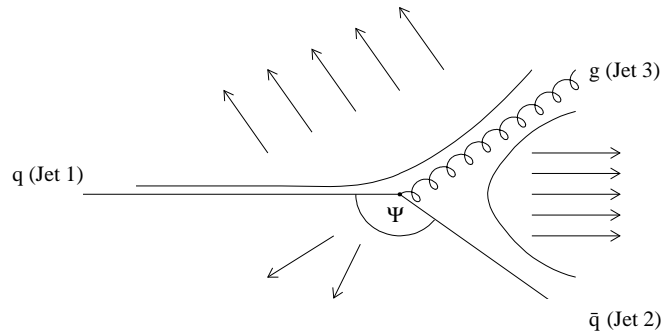


ABB. 4.6 : *Schematische Darstellung des Stringeffektes*

4.4 Cluster-Algorithmen

Um hochenergetische Quark- und Gluon-Jets untersuchen zu können, benötigt man mindestens Drei-Jet-Ereignisse. Die Selektion der Drei-Jet-Ereignismenge wird in dieser Arbeit, sofern nicht anders angegeben, mit dem k_{\perp} -Cluster-Algorithmus [40, 41] durchgeführt, auch bekannt als *Durham Jet Finder*. Der Erfolg dieses und ähnlicher Algorithmen liegt darin begründet, daß die Hadronisation der Parton-Zustände im Mittel nur einen geringen Einfluß auf die Jet-Rate hat (bei nicht zu kleinen Werten von y_{cut}) [42]. In diesem Schema wird nun für jedes Teilchenpaar i und j in einem Ereignis eine Jet-Auflösungsvariable y_{ij} wie folgt definiert:

$$y_{ij} = \frac{2 \cdot \min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \vartheta_{ij})}{E_{sicht.}^2}. \quad (4.1)$$

Hierbei sind E_i und E_j die Energien der Teilchen i und j , ϑ_{ij} ist der Winkel zwischen ihnen und $E_{sicht.}$ ist die Summe aller gemessenen Teilchenenergien in einem Ereignis. Das Teilchenpaar mit dem kleinsten Wert von y_{ij} wird, wenn y_{ij} kleiner als ein vorgegebener Parameter y_{cut} ist, herausgenommen und durch ein Pseudo-Teilchen ersetzt. Die Ersetzung erfolgt gemäß des Rekombinationsschemas $p_{ij} = p_i + p_j$ (Addition der Viererimpulsvektoren). In sukzessiven Schritten wird obiger Vorgang wiederholt, wobei man die Jet-Auflösungsvariable y_{ij} in jeder Iteration neu berechnet, bis alle Paare i und j der Bedingung $y_{ij} > y_{cut}$ gehorchen. Jeder Viererimpulsvektor, der am Ende dieses Prozesses übrig bleibt, wird als Jet bezeichnet.

Gilt für ein Ereignis $y_n \leq y_{cut} \leq y_{n-1}$, so handelt es sich um ein Ereignis mit $n - 1$ aufgelösten Jets. Die normierte Verteilung der Werte y_n bezeichnet man als **differentielle Jet-Rate** $D_{n-1}(y_{cut})$ [43, 44]. Als (absolute) **Jet-Rate** $R_n(y_{cut})$ versteht man den Anteil von n -Jet-Ereignissen im Vergleich zu allen Ereignissen:

$$\begin{aligned} R_n(y_{cut}) &= \frac{\text{Anzahl der Ereignisse mit } y_{n-1} > y_{cut}}{\text{Anzahl aller Ereignisse}} \\ &= \frac{\text{Anzahl } n\text{-Jet-Ereignisse}}{\text{Anzahl aller Ereignisse}}. \end{aligned}$$

ABB. 4.7 zeigt die Zwei- bis Sechs-Jet-Rate, die sich in sehr guter Übereinstimmung mit der *Monte Carlo*-Simulation befindet. Per Definitionem liefert die Summe über alle Jet-Raten den Wert 1.

Der DURHAM-Algorithmus erhält sowohl die Energie als auch den Impuls in jedem Rekombinationsschritt, ist sehr gut geeignet für perturbative Rechnungen, weist kleinere Störungskorrekturen auf als das originale JADE-Schema [45] und vermeidet die Rekombination von „weichen“ Gluonen in verschiedenen Hemisphären eines Ereignisses.

Um sich den letzten Punkt zu veranschaulichen, muß man beachten, daß der Auflöseparameter y_{ij} im wesentlichen aus der transversalen Impulskomponente der weichen Spur besteht, die über $\sin \vartheta$ gebildet wird.

Diese Definition des Auflöseparameters hätte allerdings Zuordnungsfehler zufolge, wie sie z.B. beim P-SCHEMA (zur Definition s. TAB. 4.1) vorkommen, da für große Winkel ($\vartheta \rightarrow 180^\circ$) $\sin \vartheta \rightarrow 0$ gilt. Da jedoch konsequent die Näherung für kleine Winkel

$$\sin^2 \vartheta \simeq 2 \cdot (1 - \cos \vartheta) \quad (\vartheta < 40^\circ),$$

verwendet wird, ist die Rekombination von „weichen“ Gluonen in verschiedenen Hemisphären ($\vartheta \rightarrow 180^\circ$) unterdrückt (s. ABB. 4.8).

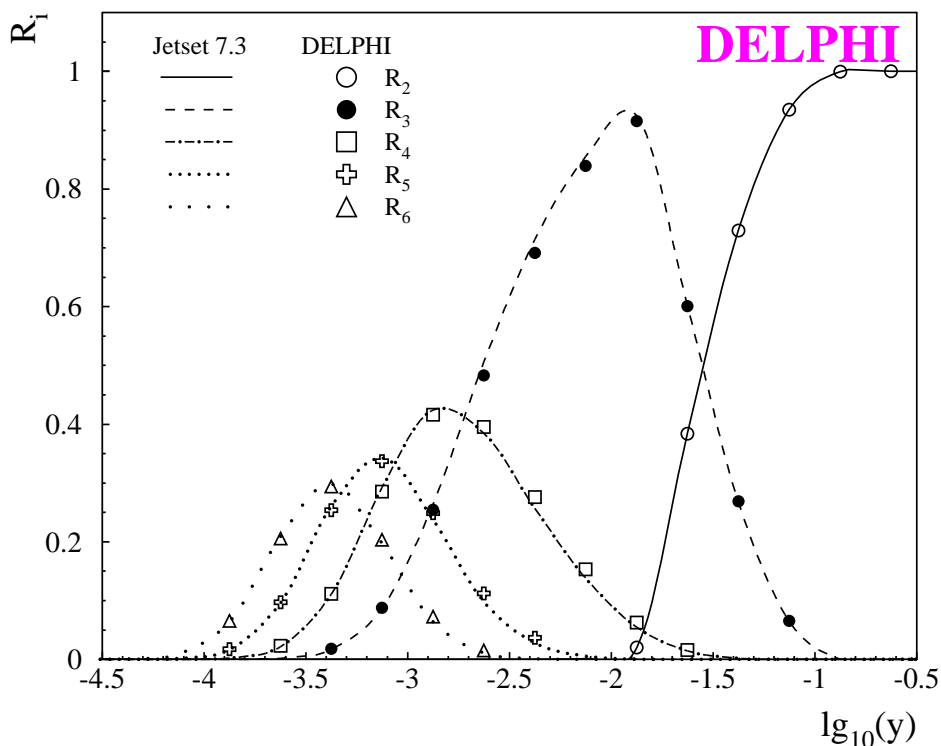


ABB. 4.7 : *Zwei- bis Sechs-Jet-Rate*

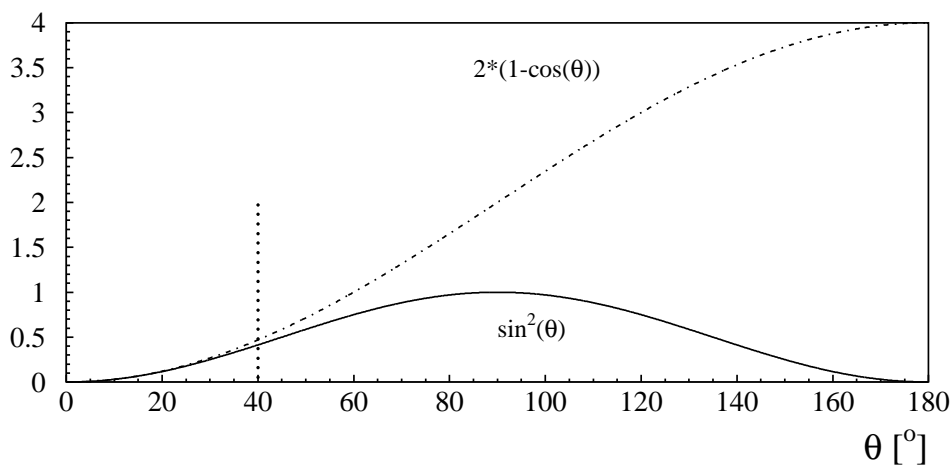


ABB. 4.8 : *Die Näherung für kleine Winkel*

Die Approximation $2 \cdot (1 - \cos(\theta))$ im DURHAM-Schema unterdrückt im Gegensatz zur normalen Transversalimpuls-Definition Rekombinationen für große Winkel.

In den ABB. 4.9 und 4.10 ist ein typisches Drei-Jet-Ereignis dargestellt, das mit dem P-SCHEMA- bzw. DURHAM-Rekombinations-Algorithmus klassifiziert wurde. Die unterschiedlich gewählten Parameter y_{cut} hängen mit der jeweiligen Definition des Auflösungs-

parameters y_{ij} zusammen (s. TAB.4.1). Die Spuren dieses Ereignisses wurden in die Ebene projiziert, die senkrecht zum kleinsten Eigenvektor des Sphärizitätstensors steht (s. KAP.6.2). Die bestimmte Jet-Zugehörigkeit, bedingt durch den Rekombinations-Algorithmus, ist anhand der unterschiedlichen Linienwahl zu erkennen.

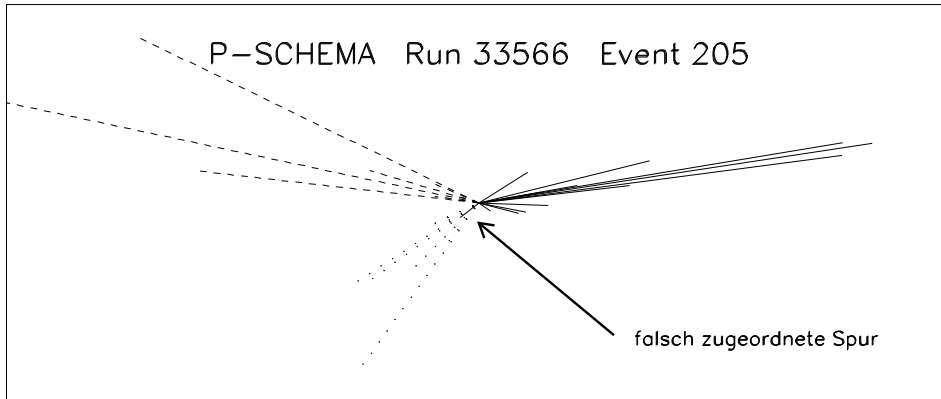


ABB. 4.9 : **Mit P-SCHEMA-Rekombination** *gefundenenes Drei-Jet-Ereignis*, $y_{cut} = 0.03$
 Das mit einem Pfeil markierte Teilchen wird offensichtlich dem falschen Jet zugeordnet [46].

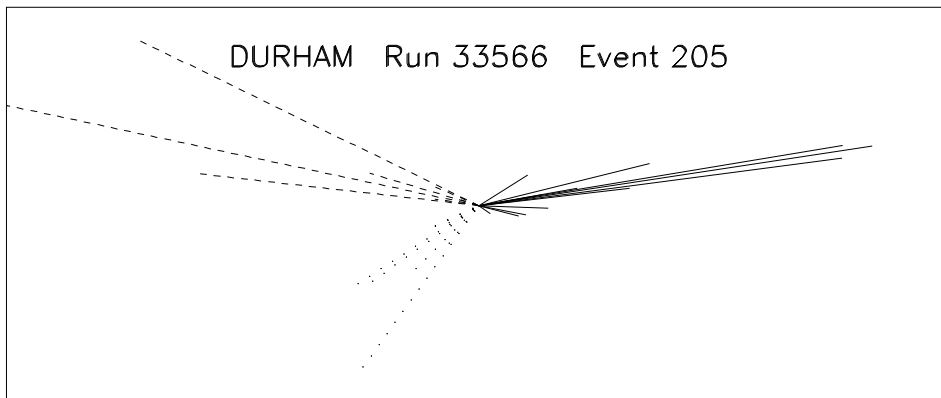


ABB. 4.10 : **Gleiches Drei-Jet-Ereignis mit DURHAM-Rekombination**, $y_{cut} = 0.015$
 Das in ABB. 4.9 markierte Teilchen wird mit dem DURHAM-Algorithmus dem richtigen Jet zugeordnet [46].

Die Bestimmung des Auflöseparameters y_{ij} bei der P-SCHEMA-Rekombination beruht auf der Berechnung der invarianten Masse m_{ij} . Für Spuren, deren Impulse fast nahezu parallel liegen, ergibt sich aufgrund der Addition der Dreierimpulse ein kleineres y_{ij} als bei Spuren, die einen größeren Öffnungswinkel ϑ_{ij} besitzen oder sogar nahezu parallel entgegengesetzt gerichtet sind. Dennoch können Spuren mit großem Öffnungswinkel ϑ_{ij} rekombiniert werden, da ebenfalls ein kleinerer Wert y_{ij} gefunden werden kann, sofern eine der Spuren einen deutlich geringeren Impuls trägt. Die Rekombination solcher weicher Spuren kann, wie anhand ABB. 4.9 erkennbar ist, fehlerhaft erfolgen. Intuitiv hätte

man die falsch zugeordnete Spur dem gepunkteten Jet zugewiesen, wie dies auch beim DURHAM-Algorithmus der Fall ist.

Der iterative JADE-Algorithmus z.B. wird versuchen, zuerst die weichen Gluonen miteinander zu kombinieren, anstatt die weichen Gluonen mit einem energiereichen Teilchen zu kombinieren. Somit können künstliche, sog. Junk-Jets entstehen. Zwei weiche niederenergetische Gluonen haben ein sehr kleines y_{ij} , sogar dann, wenn ihre Richtungen nicht benachbart sind. Dagegen werden weiche Gluonen beim DURHAM-Algorithmus nur dann miteinander kombiniert, wenn ihr Winkel zueinander kleiner ist als zu dem energiereichen Teilchen.

Die resultierende Jet-Richtung der finalen Pseudo-Teilchen wird durch den Zuordnungsfehler jedoch nur minimal beeinflusst. Dies hängt mit dem geringen Impuls der weichen Spuren zusammen. Untersucht man hingegen Observablen, wo die Jet-Zugehörigkeit der Teilchen relevant ist, wie z.B. die Multiplizität, sollten Algorithmen verwendet werden, die solche Fehler vermeiden.

TAB. 4.1 zeigt eine Übersicht über die Auflösungs- und Rekombinationsvariablen einiger gebräuchlicher Cluster-Algorithmen sowie deren Besonderheiten und Vorteile.

Algorithmus	Auflösung	Rekombination	Bemerkungen
E	$\frac{(p_i+p_j)^2}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	Lorentz-invariant
JADE	$\frac{2E_i E_j (1-\cos \vartheta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	erhält $\sum E, \sum \vec{p}$
E0	$\frac{(p_i+p_j)^2}{s}$	$E_k = E_i + E_j,$ $\vec{p}_k = \frac{E_k}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j } (\vec{p}_i + \vec{p}_j)$	erhält $\sum E$, aber verletzt $\sum \vec{p}$
P	$\frac{(p_i+p_j)^2}{s}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j,$ $E_k = \vec{p}_k $	erhält $\sum \vec{p}$, aber verletzt $\sum E$
DURHAM	$\frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1-\cos \vartheta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	erhält $\sum E, \sum \vec{p}$; vermeidet exp. Probleme
GENEVA	$\frac{8E_i E_j (1-\cos \vartheta_{ij})}{9(E_i + E_j)^2}$	$p_k = p_i + p_j$	erhält $\sum E, \sum \vec{p}$; vermeidet exp. Probleme
LUCLUS	$\frac{2 \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \sin(\vartheta_{ij}/2)}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j }$	$p_k = p_i + p_j$	erhält $\sum E, \sum \vec{p}$; perturbativ unberechenbar

TAB. 4.1 : **Jet-Algorithmen Übersicht**

Definition der Auflösungsvariablen y_{ij} (d_{join} für LUCLUS) und der Rekombinationsschemata für verschiedene Jet-Algorithmen; s ist die totale sichtbare quadratische Energie, \vec{p}_i bezeichnet den Dreivektor und $p_i \equiv (E_i, \vec{p}_i)$ den dazugehörigen Vierektor [41].

Grenzwerte von y_{cut}

Für jeden Übergang von n Jets nach $n-1$ Jets kann man einen maximal möglich erreichbaren Wert y_{max} für den Auflöseparameter y_{ij} angeben. Dies soll am Beispiel von drei Jets (d.h. Übergang von drei nach zwei Jets) und vier Jets (d.h. Übergang von vier nach drei Jets) gezeigt werden. Bei drei Jets läßt sich der symmetrischste Zustand (d.h. der Zustand mit „maximaler“ Entfernung der Jets zueinander in obiger Metrik) im Raum wie folgt charakterisieren:

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{E_{sicht.}}{3}, \quad i = 1 \dots 3 \\ \cos \vartheta_{ij} &= -\frac{1}{2} \implies \vartheta_{ij} = 120^\circ \quad . \end{aligned}$$

Bei vier Jets läßt sich der symmetrische Zustand darstellen durch:

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{E_{sicht.}}{4}, \quad i = 1 \dots 4 \\ \cos \vartheta_{ij} &= -\frac{1}{3} \implies \vartheta_{ij} = 109.47^\circ \quad . \\ &\text{(Tetraeder im Raum)} \end{aligned}$$

Setzt man die so erhaltenen Werte für E_i und ϑ_{ij} in die GL. 4.1 für den Auflöseparameter y_{ij} ein, so erhält man für den DURHAM-Algorithmus als Maximalwerte für y_{ij} :

$$y_{max} = \begin{cases} 1 & \text{für zwei Jets} \\ \frac{1}{3} & \text{für drei Jets} \\ \frac{1}{6} & \text{für vier Jets.} \end{cases}$$

4.4.1 Der CAMBRIDGE-Jet-Algorithmus

Der CAMBRIDGE-Jet-Algorithmus [47] ist eine Modifikation des ursprünglichen DURHAM k_T -Cluster-Schemas. Er wurde entwickelt, um die Bildung von künstlichen Jets zu minimieren, welche von einer Menge von Teilchen mit einem geringen Transversalimpuls gebildet werden, ohne Beziehung zur zugrunde liegenden Parton-Struktur zu haben. Der CAMBRIDGE-Algorithmus schließt drei Grundkomponenten in seinem iterativen Prozeß ein. Er benutzt eine Ordnungsvariable v_{ij} , eine Testvariable y_{ij} und eine Rekombinationsvorschrift^{‡4.9}. Dies hat zur Konsequenz, daß die Jet-Multiplizität, die

‡4.9 Bei den JADE-artigen Cluster-Algorithmen sind es nur zwei Komponenten, da die Ordnungsvariable v_{ij} und die Testvariable y_{ij} identisch sind.

man mit diesem Algorithmus erhält, nicht monoton mit steigendem y_{cut} fällt und daß nicht alle Ereignisse bei einer bestimmten Jet-Multiplizität auflösbar sind.

Der Algorithmus startet mit einer Tabelle von N_{Obj} primären Objekten, den Viererimpulsen der Teilchen. Das Clustern wird mit *dem* Teilchenpaar begonnen, welches den kleinsten Öffnungswinkel besitzt, d.h. die kleinste Ordnungsvariable v_{ij} . Die Testvariable y_{ij} , die identisch mit der des DURHAM-Algorithmus ist, entscheidet, wann der iterative Vorgang beendet wird. Der Algorithmus fährt dann wie folgt fort:

1. Wenn nur ein Objekt übrig bleibt, wird dies als Jet gespeichert und der iterative Vorgang wird beendet.
2. Das Paar i, j mit dem kleinsten Wert der Ordnungsvariable $v_{ij} = 2 \cdot (1 - \cos \vartheta_{ij})$ wird gesucht und die Testvariable y_{ij} wird berechnet.
3. (a) Wenn $y_{ij} < y_{cut}$ ist, dann werden i und j zu einem neuen Objekt kombiniert, die Viererimpulsvektoren werden addiert (E -Schema). Teilchen i und j werden aus der Tabelle der verbliebenen noch zu kombinierenden Objekte entfernt, und das neue Objekt wird mit dem Viererimpuls $p_i + p_j$ hinzugefügt.
 - (b) Wenn $y_{ij} > y_{cut}$ ist, dann wird das Objekt i oder j mit der kleineren Energie als eigenständiger Jet gespeichert und aus der Tabelle gelöscht. Das Teilchen mit der höheren Energie verbleibt in der Tabelle

Das Löschen des weicheren von zwei aufgelösten Objekten, wie im letzten Schritt beschrieben, wird „*Soft Freezing*“ genannt. Dies verhindert, daß der weichere Jet weitere Teilchen anzieht und reduziert die Bildung von „Junk-Jets“.

Um den Unterschied zwischen dem CAMBRIDGE- und dem DURHAM-Algorithmus zu veranschaulichen, zeigt ABB. 4.11 die in die xy -Ebene projizierten Impulse eines typischen Ereignisses [48]. Das darunterliegende Parton-Niveau ist in der Abbildung durch dicke Pfeile gekennzeichnet und besteht aus einem Quark q , welches gegen ein $\bar{q}g$ -System mit einem relativ weichen Gluon zurückstößt.

In diesem Beispiel ist der positive Effekt des „*Soft Freezings*“ auf die Hadronisierungskorrektur deutlich zu erkennen. Beim CAMBRIDGE-Algorithmus wird der weiche Gluon-Jet separiert und als Endzustands-Jet klassifiziert. Die meisten Teilchen dieser Hemisphäre sind in einer intuitiven Art und Weise dem Quark-Jet zugeordnet. Die drei finalen Jets spiegeln sehr gut die zugrunde liegende Parton-Struktur wider. Im Gegensatz dazu werden beim DURHAM-Algorithmus mehr Teilchen um den weichen Gluon-Jet herum geclustert, so daß der Gluon-Jet sogar energiereicher als der Quark-Jet wird. Es ist offensichtlich, daß in diesem Beispiel der Endzustand, der durch den CAMBRIDGE-Algorithmus gefunden wird, die Parton-Struktur besser wiedergibt als der durch den DURHAM-Algorithmus gefundene.

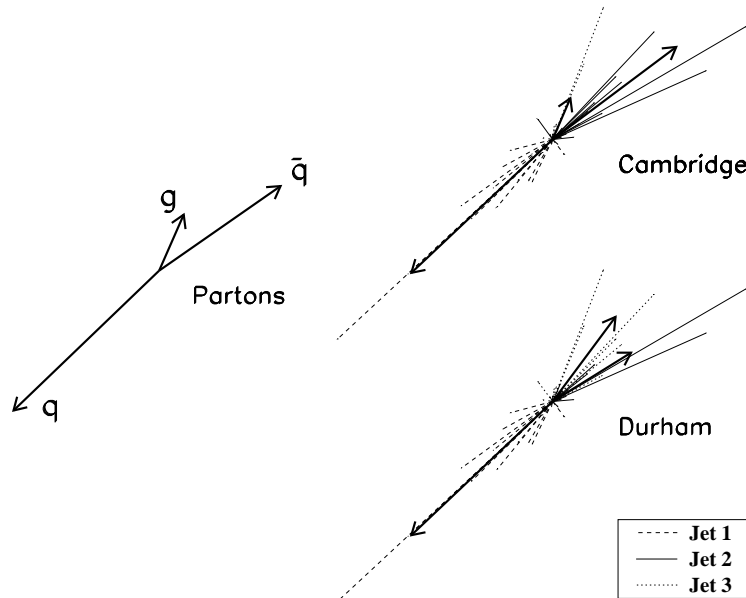


ABB. 4.11 : **Ansicht eines in die xy -Ebene projizierten generierten $q\bar{q}$ -Ereignisses .**

Die Längen der Pfeile sind proportional zu der Energie der Objekte. Die Jet-Achsen sind durch Pfeile dargestellt, links für das Parton-Niveau, rechts für das Hadron-Niveau. Die Teilchen und Impulse sind getrennt gezeigt sowohl für den CAMBRIDGE als auch den DURHAM-Algorithmus. Die unterschiedliche Zugehörigkeit der einzelnen Teilchen zu den Jets wird durch verschiedene Linien-Stile angezeigt. Die Länge der Partonen und der Jet-Achsen ist der besseren Übersichtlichkeit wegen um einen Faktor vier runterskaliert worden [48].

Im folgenden seien noch einige Besonderheiten des CAMBRIDGE-Algorithmus erwähnt:

- ▶ Die Jet-Multiplizität ist keine monoton fallende Funktion mit steigendem y_{cut} . Für den kleine Teil von Ereignissen, bei dem zwei Drei-Jet-Zustände gefunden werden (Prozentniveau), entspricht die Jet-Konfiguration mit dem kleineren Wert von y_{cut} besser den Richtungen der primären Partonen, als der Zustand mit größerem y_{cut} . Dies kann dadurch erklärt werden, daß die Konfiguration mit kleinem y_{cut} den Gluon-Jet durch den Mechanismus des „*Soft Freezings*“ richtig von den Quark-Jets absepariert.
- ▶ Nicht jedes Ereignis ist als ein bestimmter n -Jet-Endzustand auflösbar (Prozentniveau). Dieses Verhalten tritt jedoch auch bei Verwendung des DURHAM-Algorithmus auf. Ereignisse, die nicht als Drei-Jet-Ereignis geclustert werden können, werden dann in den weiteren Analysen verworfen.

- Da die Sequenz der Rekombination für unterschiedliche Werte von y_{cut} verschieden ist, kann es vorkommen, daß der Teilcheninhalt eines Jets bei einem gegebenen Wert von y_{cut} nicht der Summe der Teilcheninhalte von zwei aufgelösten Jets bei kleineren Werten von y_{cut} entspricht.

Der letzte Punkt ist jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht von Relevanz.

4.5 Impulsbedingungen der Drei-Jet-Ereignistopologie

Als Bezugssystem wähle man das Ruhesystem des Z . Aus Impulserhaltungsgründen sind ideale Drei-Jet-Ereignisse komplanar. Deshalb kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit das Koordinatensystem so gewählt werden, daß Impulse in der (x, z) -Ebene liegen. Die z -Achse wird in Richtung des Impulses des Gluons gewählt. Mit $m_g = 0$ erhält man:

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} m_z \\ \vec{0} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{p}' = E' \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} .$$

Den Impuls des Anti-Quarks kann man dann in der (x, z) -Ebene als:

$$\mathbf{k}' = \begin{pmatrix} E_{\bar{q}} \\ |k'| \sin \theta \\ 0 \\ |k'| \cos \theta \end{pmatrix}$$

darstellen. Damit ist der Dreierimpuls \vec{k} des Quarks eindeutig zu $\vec{k} = -\vec{p}' - \vec{k}'$ festgelegt. Aus $\det(\vec{p}, \vec{k}', \vec{k}) = 0$ folgt die Komplanarität des Ereignisses. Aufgrund dieser Eigenschaft kann man zur Ereignisselektion einen Schnitt auf die Summe der Winkel zwischen den Jets durchführen, um stark unvollständig gemessene Drei-Jet-Ereignisse zu verwerfen (s. KAP. 6.2).

4.6 QCD-Vorhersagen für die Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets

Die wohl elementarsten Vorhersagen, die aus einer Eichtheorie abgeleitet werden können, sind die Vertexfunktionen der elementaren Fermionen und Bosonen der Theorie. Sie entsprechen direkt den Amplituden der möglichen elementaren Streuprozesse. Diese Funktionen beinhalten sowohl die Information über die Spins der beteiligten Teilchen als auch

die über die Kopplung der Teilchen untereinander sowie über Farbfreiheitsgrade. Die Kenntnis der Vertexfunktionen erlaubt also genaue Rückschlüsse auf die der Wechselwirkung zugrunde liegende Eichgruppe. In der QCD treten diese Vertexfunktionen, die meist Aufspaltungskerne (*Splitting Kernels*) genannt werden, z.B. in der DGLAP^{‡4.10}-Gleichung für die Skalenverletzung von Fragmentations- und Strukturfunktionen auf. Eine andere wichtige Anwendung sind die Sudakov-Formfaktoren, aus denen sich sofort z.B. die Jet-Raten in der e^+e^- Vernichtung in Hadronen ableiten lassen.

Man kann die Aufspaltungskerne $P_{a \rightarrow bc}$ als Wahrscheinlichkeit auffassen, mit der ein Parton a in zwei Tochter-Partonen b und c zerfällt, die jeweils die Energiebruchteile $z = E_b/E_a$ und $(1 - z) = E_c/E_a$ tragen. Für die möglichen Vertizes dreier Partonen ergeben sich die in GL. 4.2 dargestellten Aufspaltungsmoden [49]:

$$\begin{array}{l}
 \left. \begin{array}{c} \text{Diagram: } q \rightarrow qg \\ \sim C_F \end{array} \right|_2 \quad \begin{array}{l} P_{q \rightarrow qg}(z) = C_F \cdot \frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{4}{3} \cdot \frac{3}{2} \delta(1-z) \\ P_{q \rightarrow gq}(z) = C_F \cdot \frac{1+(1-z)^2}{z} \end{array} \\
 \\
 \left. \begin{array}{c} \text{Diagram: } g \rightarrow gg \\ \sim C_A \end{array} \right|_2 \quad \begin{array}{l} P_{g \rightarrow gg}(z) = 2C_A \cdot \left[z(1-z) + \frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} \right] \\ \quad + \left(\frac{11N_C - 4n_f T_F}{6} \right) \delta(1-z) \end{array} \quad (4.2) \\
 \\
 \left. \begin{array}{c} \text{Diagram: } g \rightarrow q\bar{q} \\ \sim T_F \end{array} \right|_2 \quad P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = 2n_f T_F \cdot (z^2 + (1-z)^2)
 \end{array}$$

Aus Gründen der Impulserhaltung gilt am Vertex für $z < 1$:

$$\begin{aligned}
 P_{g \rightarrow gg}(z) &= P_{g \rightarrow gg}(1-z) \\
 P_{q \rightarrow qg}(z) &= P_{q \rightarrow gq}(1-z) \\
 P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) &= P_{g \rightarrow q\bar{q}}(1-z) \quad .
 \end{aligned}$$

Bei der Berechnung physikalisch meßbarer Größen müssen die Divergenzen, die für $z \rightarrow 0$ und $z \rightarrow 1$ auftreten, regularisiert werden, z.B. werden sie in Fragmentationsfunktionen absorbiert. Die „Plus“-Verteilung $(1-z)_+$ ist so definiert, daß das Integral einer hinreichend glatten Funktionen f folgendes Verhalten zeigt:

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}$$

‡4.10 Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi

mit
$$\frac{1}{(1-z)_+} = \frac{1}{1-z} \text{ für } 0 \leq z < 1 .$$

Die „Plus“- und die δ -Terme werden als Beiträge virtueller Feynman-Diagramme interpretiert und regularisieren die $1/(1-z)$ Singularitäten. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [14, 50]. ABB. 4.12a zeigt die sich aus GL. 4.2 ergebenden Aufspaltungswahr-

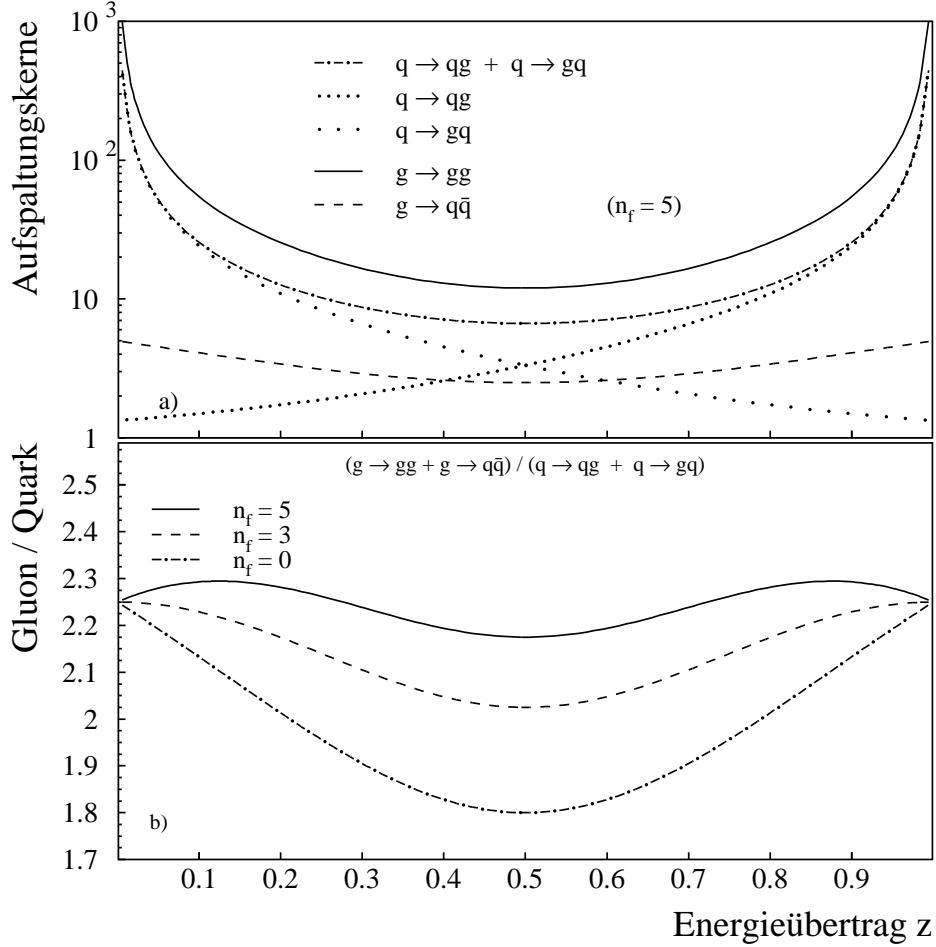


ABB. 4.12 : **Aufspaltungskerne von Quarks und Gluonen**

a) zeigt die Verteilungen der in GL. 4.2 angegebenen Funktionen $P_{a \rightarrow bc}$ b) zeigt das Verhältnis der aufsummierten Aufspaltungskerne von Gluonen ($P_{g \rightarrow gg} + P_{g \rightarrow q\bar{q}}$) und Quarks ($P_{q \rightarrow qg} + P_{q \rightarrow gq}$). Der Parameter der Kurvenschar ist die Anzahl der aktiven Quark-Flavours n_f . Der Energieübertrag z ist im Intervall $(0,1)$ angegeben, um die Symmetrie der Spaltungsfunktionen bei zwei identischen Endzustandsteilchen aufzuzeigen.

scheinlichkeiten als Funktion des Energieübertrags z . Für die Aufspaltungen $q \rightarrow qg$ und $g \rightarrow gg$ ergeben sich (infrarote) Divergenzen für $z \rightarrow 0$ und $z \rightarrow 1$. Anzumerken ist, daß die Kerne der $g \rightarrow q\bar{q}$ -Aufspaltungen nicht divergieren. Der Term $P_{q \rightarrow gq} = C_F \cdot \frac{1+(1-z)^2}{z}$ sorgt zwar für eine Symmetrisierung der Quark-Aufspaltungsfunktion, da er die Divergenz von $P_{q \rightarrow qg} + P_{q \rightarrow gq}$ bei $z \rightarrow 0$ bedingt. Die darin enthaltene Aussage ist dennoch,

daß Gluonen von Quarks in aller Regel mit **kleinen** Energien abgestrahlt werden^{‡4.11}. Für das Verhältnis

$$R_P = \frac{P_{g \rightarrow gg} + P_{g \rightarrow q\bar{q}}}{P_{q \rightarrow qq} + P_{q \rightarrow gq}}$$

ergibt sich das in ABB.4.12b dargestellte Verhalten. Das Verhältnis R_P ist (relativ schwach) von der Anzahl n_f der aktiven Quark-Flavours abhängig, die in diese Abbildung als Parameter der Kurvenschar eingeht. Das Verhältnis der Quark- und Gluon-Aufspaltungskerne beträgt, abhängig von der Aufteilung der Energie des Mutter-Partons und der Anzahl der aktiven Quark-Flavours, $R_P = 1.6 - 2.3$. In den Limites $z \rightarrow 0$ und $z \rightarrow 1$, wo die Kerne $q \rightarrow qq$ und $g \rightarrow gg$ divergieren, ergibt sich R_P als das Verhältnis der Farbfaktoren der divergierenden Aufspaltungskerne zu

$$R_P(z \rightarrow 0, 1) = \frac{C_A}{C_F} = \frac{3}{4/3} = 2.25 .$$

Hieraus ergibt sich die fundamentale Erwartung, daß sich Observablen, die in Quark- und Gluon-Jets gemessen werden können und deren Größe primär von weichen Gluon-Abstrahlungen abhängt, um den Faktor $C_A/C_F=2.25$ unterscheiden. Eine solche Größe ist z.B. das Verhältnis der Multiplizität von Gluon- und Quark-Jets, das in der Tat zu 2.25 vorhergesagt wurde [51]. Aufgrund der Symmetrie des Verhältnisses der Aufspaltungskerne für $z \rightarrow 0$ und $z \rightarrow 1$ erwartet man das Verhältnis der Änderungen der Fragmentationsfunktionen als Funktion einer äußeren Skala κ ebenfalls in der Größenordnung von C_A/C_F . Ferner sollten natürlich direkte Messungen des Verhältnisses der Aufspaltungskerne dieses Farbfaktor-Verhältnis aufweisen.

4.6.1 Aufspaltungskerne von Gluonen und Quarks

Eine sehr direkte Messung der Farbfaktoren, die in den fundamentalen Drei-Parton-Vertizes auftreten, ist die Messung der Aufspaltungskerne selber. Dabei lassen sich die Farbfaktoren C_A und $n_f T_F$, die in den $g \rightarrow gg$ - und $g \rightarrow q\bar{q}$ -Aufspaltungen auftreten, im Rahmen dieser Analysen nicht separat bestimmen, da die indirekte Identifikation von Gluon-Jets über den Nachweis von b -Jets in Drei-Jet-Ereignissen eine Trennung von $g \rightarrow gg$ - und $g \rightarrow q\bar{q}$ -Aufspaltungen nicht zuläßt. Wegen der Divergenzen in den Aufspaltungskernen ($P_{g \rightarrow q\bar{q}}$ ist deutlich kleiner als $P_{g \rightarrow gg}$) spielt die $g \rightarrow q\bar{q}$ -Aufspaltung bei der Vermessung der *Subjets* nur eine untergeordnete Rolle. Die experimentelle Messung von Quark- und Gluon-Aufspaltungskernen erfolgt über die Messung der Härte der Aufspaltung eines Jets in zwei Subjets. Dieser Vorgang ist in ABB. 4.13 illustriert. Nach der

‡4.11 Da z den Impulsbruchteil bezeichnet, der auf das härtere Tochter-Parton übertragen wird (im Zerfall $P_{q \rightarrow gq}$ ist dies das Gluon), macht es natürlich in dieser Nomenklatur keinen Sinn, die Abbildungen in ABB. 4.12 im Bereich von $0 < z < 1/2$ aufzutragen. Aus der doppelt entfalteten Darstellung $0 < z < 1$ sieht man aber instruktiv die Symmetrie von $P_{q \rightarrow qq} + P_{q \rightarrow gq}$ bezüglich $z = 1/2$.

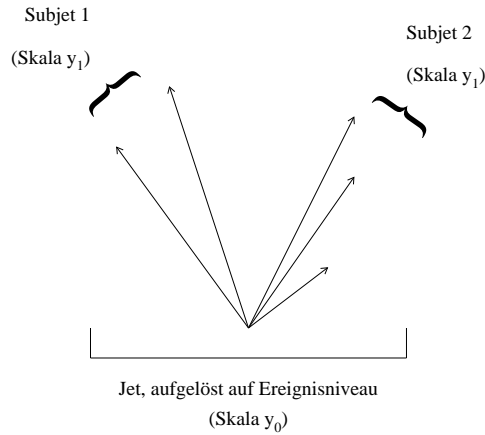


ABB. 4.13 : *Aufspaltung eines Jets in zwei Subjets*

Definition der drei Jets auf Ereignis-Niveau, deren Zerfallshärte y_0 nach GL. 4.1 berechnet wird, werden die Skalen y_1 der „Zerfälle“ dieser Jets bestimmt. Dabei wird y_1 mit den Teilchen des jeweiligen Jets analog zu y_0 berechnet und die gemessene Energie des aufgespaltenen Jets renormalisiert, um fehlgemessene Impulse und Energien konsistent für jedes Ereignis und jeden Jet behandeln zu können. ABB. 4.14 zeigt den Zusammenhang zwischen y_1 und y_0 am Beispiel von Jets in der Normalen Mischungsmenge in Y-Ereignissen. Für jede Jet-Aufspaltung bei der Skala y_i ($i = 1, 4$) wird die entsprechende Skala y_0 auf Ereignis-Niveau (also ohne Renormierung) berechnet. Dabei ist der Zusammenhang der beiden Skalen in Form von Höhenlinien dargestellt. Man erkennt, daß y_1 prinzipiell kleiner als y_0 ist und zu y_0 proportional ist. Dies gilt in guter Näherung auch für die höheren Aufspaltungen eines Jets. ABB. 4.15 zeigt, daß sich (hier für die erste Aufspaltung eines Jets) keine signifikanten Unterschiede in der Korrelation zwischen y_1 und y_0 für Jets in der Normalen Mischungsmenge, b -Quark-Jets und Gluon-Jets ergeben^{#4.12}. Die Verwendung dieser renormierten Jet-Härte y_1 birgt somit im direkten Vergleich von Quark- und Gluon-Jets gleicher Topologie keine erkennbaren Probleme, beschreibt aber die Aufspaltungshärte eines Jets direkter als y_0 . Im folgenden bezeichnet das Symbol y , synonym zu y_1 , die Härte der ersten (oder weiteren) Aufspaltung eines Jets.

Die absolute Aufspaltungsrate $\Delta N_1(y)$ einer Anzahl von Jets $N_1(y)$, die bei einer Skala y noch nicht aufgespalten sind, sollte zum einen von $N_1(y)$ selber abhängen und zum anderen zur Größe des Intervalls Δy , in dem die Anzahl der zerfallenen Jets gemessen wird, proportional sein. Ferner muß $\Delta N_1(y)$ proportional zu einem Term $\mathcal{F}(y)$ sein, der die Dynamik des Aufspaltungsprozesses beschreibt. $\mathcal{F}(y)$ ist im besonderen proportional zur starken Kopplungskonstanten α_s und dem für den Parton-Zerfall relevanten Farbfaktor. Analog zum klassischen radiativen Zerfallsgesetz läßt sich $\Delta N_1(y)$ damit zu

$$\Delta N_1(y) = -\mathcal{F}(y) \cdot N_1(y) \cdot \Delta y \quad (4.3)$$

#4.12 wohl aber in den absoluten Positionen der Maxima der Verteilungen (vgl. KAP. 9.4)

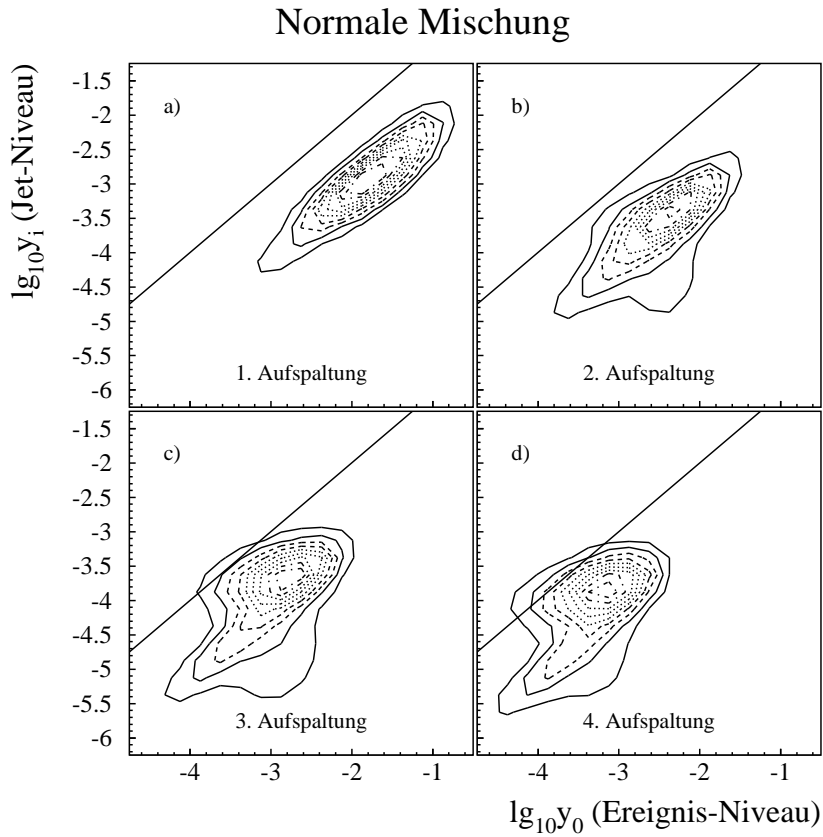


ABB. 4.14 : *Korrelation der Härten mit (y_1) und ohne Renormalisierung (y_0)*
a)-d) zeigen diese Korrelation als Kontur-Darstellungen für die 1.-4. Aufspaltung in Jets der Normalen Mischungsmenge ($dusc+4g$) in Y -Ereignissen.

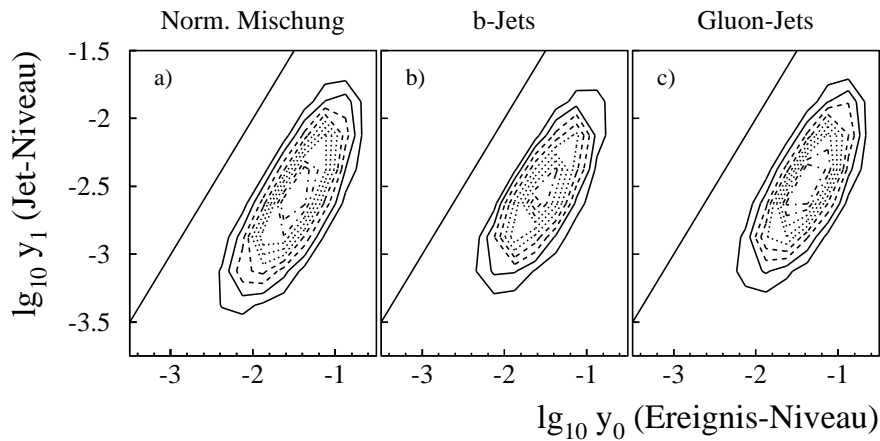


ABB. 4.15 : *Korrelation der Skalen y mit (y_1) und ohne Renormalisierung (y_0) für die erste Jet-Aufspaltung in den verschiedenen Jet-Klassen*

ansetzen. Daraus ergibt sich die *modifizierte differentielle Ein-Jet-Rate*

$$\tilde{D}_1(y) := \frac{1}{N_1(y)} \cdot \frac{\Delta N_1(y)}{\Delta y} = -\mathcal{F}(y) , \quad (4.4)$$

die eine direkte Messung der Jet-Aufspaltungsfunktion $\mathcal{F}(y)$ darstellt. $\mathcal{F}(y)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Jet, der bei einer Skala y noch nicht aufgespalten ist, in einem Intervall Δy zerfällt. In Analogie zur absoluten Zwei-Jet-Rate in e^+e^- -Kollisionen kann man die *absolute Ein-Jet-Rate* $R_1(y)$ als die Rate der bei einer Skala y noch nicht aufgespaltenen Jets $N_1(y)$

$$R_1(y) = \frac{N_1(y)}{N_{tot}}$$

definieren. N_{tot} ist die Anzahl der initial vorhandenen Jets. Damit läßt sich GL. 4.4 zu

$$\tilde{D}_1(y) = \frac{1}{R_1(y)} \cdot \frac{R_1(y) - R_1(y - \Delta y)}{\Delta y} \approx \frac{d \ln R_1(y)}{dy} = \frac{1}{R_1(y)} \cdot D_1(y) \quad (4.5)$$

umschreiben. Die gebräuchliche *differentielle Ein-Jet-Rate* $D_1(y)$ gibt die Rate der in einem Intervall $[y, y + \Delta y]$ zerfallenen Jets an und steht mit der *absoluten Ein-Jet-Rate* $R_1(y)$ in folgendem Zusammenhang:

$$R_1(y) = \int_0^y D_1(y') dy' . \quad (4.6)$$

Damit unterscheidet sich die *modifizierte differentielle Ein-Jet-Rate* $\tilde{D}_1(y)$ von der gebräuchlichen *differentiellen Ein-Jet-Rate* [44] durch den zusätzlichen Faktor $1/R_1(y)$. Durch diese Normierung erhält die *modifizierte differentielle Ein-Jet-Rate* die Bedeutung einer Zerfallswahrscheinlichkeit. Dieser Ansatz für die Beschreibung der Zerfallswahrscheinlichkeiten von Partonen findet sich auch in *Partonschauer*-Simulationen wieder [52]. Die Aufspaltungen höherer Ordnung lassen sich analog berechnen. Beachtet man, daß

$$R_n(y) = \int_0^y (D_n(y') - D_{n-1}(y')) dy' \quad (4.7)$$

für Ordnungen $n > 1$ gilt, ergeben sich die Aufspaltungswahrscheinlichkeiten $\tilde{D}_n(y)$ höherer Ordnung ($n > 1$) zu:

$$\tilde{D}_n(y) = \frac{1}{R_n(y)} \cdot \frac{R_n(y) - R_n(y - \Delta y)}{\Delta y} + \frac{R_{n-1}(y)}{R_n(y)} \cdot \tilde{D}_{n-1}(y) . \quad (4.8)$$

Dabei ist $R_n(y)$ wie üblich die Rate $R_n = N_n(y)/N_{tot}$ der bis zu einer Skala y in n Subjets zerfallenen Jets. Die Anzahl $N(y)$ der Subjets bei einer vorgegebenen Skala y ergibt sich dann zu

$$N(y) = \sum_{n=1}^{\infty} n R_n(y) , \quad (4.9)$$

die im Limes sehr kleiner y -Werte gegen die Hadron-Multiplizität des jeweiligen Jets konvergiert. In [40] werden Vorhersagen für die Aufspaltungskerne und die absoluten Zwei- und Drei-Jet-Raten auf Ereignis-Niveau gegeben. Dort sind auch die Aufspaltungskerne in NLLA in völliger formaler Analogie zu GL. 4.2 angegeben.

$$\begin{array}{l}
 \left| \begin{array}{c} \text{Diagram: } q \rightarrow qg \\ \sim C_F \end{array} \right|^2 \\
 q \rightarrow qg \\
 \Gamma_{q \rightarrow qg}(Q, q) = \frac{2C_F}{\pi} \frac{\alpha_s(q)}{q} \left(\ln \frac{Q}{q} - \frac{3}{4} \right) , \\
 \\
 \left| \begin{array}{c} \text{Diagram: } g \rightarrow gg \\ \sim C_A \end{array} \right|^2 \\
 g \rightarrow gg \\
 \Gamma_{g \rightarrow gg}(Q, q) = \frac{2C_A}{\pi} \frac{\alpha_s(q)}{q} \left(\ln \frac{Q}{q} - \frac{11}{12} \right) , \\
 \\
 \left| \begin{array}{c} \text{Diagram: } g \rightarrow q\bar{q} \\ \sim T_F \end{array} \right|^2 \\
 g \rightarrow q\bar{q} \\
 \Gamma_{g \rightarrow q\bar{q}}(Q, q) = \frac{2n_f T_F}{3\pi} \frac{\alpha_s(q)}{q} .
 \end{array} \tag{4.10}$$

Allerdings wird hier auch die Abhängigkeit der Aufspaltungswahrscheinlichkeit vom Transversalimpuls berücksichtigt. Dabei ist Q die äußere Skala, die der Skala der Jet-Erzeugung bei der Parton-Paar-Erzeugung entspricht und q der Übertrag transversaler Energie des Mutter-Partons auf die beiden Töchter. Die Sudakov-Formfaktoren $\Delta_{q,g}$ aus Quark- und Gluon-Jets ergeben sich aus der Integration der Aufspaltungsfunktionen Γ_i zu [53]:

$$\begin{aligned}
 \Delta_g(Q) &= \exp \left(- \int_{Q_0}^Q dq (\Gamma_{g \rightarrow gg} + \Gamma_{g \rightarrow q\bar{q}}) \right) \\
 \Delta_q(Q) &= \exp \left(- \int_{Q_0}^Q dq (\Gamma_{q \rightarrow qg}) \right) .
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Auch hier werden die Beiträge der $g \rightarrow gg$ - und $g \rightarrow q\bar{q}$ -Aufspaltungen gemeinsam behandelt. Die Korrespondenz zwischen dieser Rechnung und den oben eingeführten meßbaren Größen ergibt sich für den k_T -Algorithmus durch die Ersetzungen $Q \rightarrow \kappa$, wobei κ eine für den aufspaltenden Jet relevante Energieskala ist und $q \rightarrow \kappa \cdot \sqrt{y}$ [53]. Dann folgt sofort:

$$\begin{aligned}
 R_1^g &= \Delta_g, & \tilde{D}_1^g &= \Gamma_{g \rightarrow gg} + \Gamma_{g \rightarrow q\bar{q}} \\
 R_1^q &= \Delta_q, & \tilde{D}_1^q &= \Gamma_{q \rightarrow qg} .
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Die Äquivalenz der berechneten und der meßbaren Darstellung erkennt man sofort durch Umstellung von GL. 4.11 nach

$$\Gamma_i = \frac{d \ln \Delta_i}{dq} .$$

Das entspricht unter Berücksichtigung der Terme aus der inneren Ableitung der Substitution $q = \kappa \cdot \sqrt{y}$ exakt GL. 4.5. Aus GL. 4.11 und GL. 4.12 wird sofort klar, daß eine Messung der Aufspaltungswahrscheinlichkeiten für Quarks einer Messung der 3,4,5... Jet-Raten in der e^+e^- -Vernichtung äquivalent ist (die genauen Formeln finden sich z.B. in [40]). Eine entsprechende Messung für Gluon Endzustände stand bisher nicht zur Verfügung.

Von besonderem Interesse ist natürlich ein Vergleich von Gluonen und Quarks. Für das Verhältnis der Gluon- und Quark-Aufspaltungskerne ergibt sich aus GL. 4.10:

$$\tilde{r}_1(y) = \frac{\tilde{D}_1^g}{\tilde{D}_1^q} = \frac{\Gamma_{g \rightarrow gg} + \Gamma_{g \rightarrow q\bar{q}}}{\Gamma_{q \rightarrow qg}} = \frac{C_A}{C_F} \cdot \frac{\ln y + \left(\frac{11}{6} - \frac{2n_f T_F}{3C_A}\right)}{\ln y + \frac{3}{2}} \quad (4.13)$$

Für $n_f = 3$ heben sich die Korrekturterme im zweiten Faktor auf und $\tilde{r}_1 \equiv \frac{C_A}{C_F}$ ist unabhängig von y . Aus der Betrachtung der Aufspaltungskerne in erster Ordnung Störungstheorie als Funktion von z (s. GL. 4.2) würde man naiv (unter Vernachlässigung kinematischer Terme) erwarten, daß sich \tilde{r}_1 ungefähr zu

$$\tilde{r}_1 = \frac{C_A + \eta n_f T_F}{C_F} \quad (4.14)$$

ergibt. Dabei ist η ein Faktor, der eine Unterdrückung der nicht-divergenten Aufspaltung $g \rightarrow q\bar{q}$ berücksichtigt. Der für die Anzahl der aktiven Quark-Flavours anzusetzende Wert ist von der Skala und der Masse der Zerfalls-Partonen abhängig, bei der ein Zerfall eines Partons stattfindet. Für die spezielle Kinematik von Y-Ereignissen sagt das JETSET-Modell für das erste Aufspalten des primären Gluons die Verhältnisse

$$n_{g \rightarrow d\bar{d}} : n_{g \rightarrow u\bar{u}} : n_{g \rightarrow s\bar{s}} : n_{g \rightarrow c\bar{c}} : n_{g \rightarrow b\bar{b}} = 1 : 1 : 1 : 0.74 : 0.086$$

voraus. Damit ergibt sich $n_f \sim 3.8$, wogegen für kleinere Jet-Skalen $n_f \rightarrow 3$ gilt. Für diesen Wert von n_f erwartet man für $0 < \eta < 1$ Werte von \tilde{r}_1 im Bereich von $\tilde{r}_1 = 2.25 - 3.7$.

4.6.2 Fragmentationsfunktionen von Gluonen und Quarks

Das Konzept der Fragmentationsfunktion wird ausführlicher in KAP. 5.2.1 beschrieben. Zur Beschreibung der Fragmentationshärte eines Partons muß anstatt der Lorentz-invarianten, aber experimentell nicht meßbaren SkalenvARIABLEN $z = \frac{(E+PL)_{Hadron}}{(E+PL)_{Quark}}$ ein skaliertes Impuls x_p oder eine skalierte Energie x_E der Form

$$x_p = \frac{p_{Hadron}}{E_{Jet}} \quad \text{bzw.} \quad x_E = \frac{E_{Hadron}}{E_{Jet}}$$

verwendet werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen des Typs h in hadronischen e^+e^- -Annihilationen läßt sich durch die Beziehung

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow hX)}{dx} = \sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \cdot 2 \cdot D_q^h(x)$$

beschreiben. Hierbei beschreibt $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ den Wirkungsquerschnitt für die Anihilation des e^+e^- -Paares in ein $q\bar{q}$ -Paar und $D_q^h(x)$ die Fragmentationsfunktion des Quarks q in das Hadron h . Anstelle der in KAP. 5.2.1 diskutierten Fragmentationsfunktionen $f(z)$ benutzt man faktisch modifizierte Ansätze für die Fragmentationsfunktionen, z.B. der Form:

$$D_p^h(x) = a_3 \cdot x^{a_1} \cdot (1-x)^{a_2} \cdot e^{-a_4 \ln^2 x} . \quad (4.15)$$

Diese Darstellung läßt sich an gemessene Fragmentationsfunktionen besser anpassen als $f(z)$, ist in ihrer Struktur allerdings GL. 5.1 sehr ähnlich^{#4.13}. Dabei nimmt a_1 zwangsläufig einen negativen Wert an, da aufgrund der Divergenz des Aufspaltungskerns $P_{q \rightarrow gq}$ bei $z = 0$ die Produktion weicher Teilchen am wahrscheinlichsten ist. Interessiert man sich nicht explizit für die Art des in der Fragmentation produzierten Hadrons, so ergibt sich die totale Fragmentationsfunktion eines Partons in Hadronen zu

$$D_p(x) = \sum_h D_p^h(x) .$$

Aus dem Ansatz der Fragmentationsfunktionen ergibt sich automatisch die Erhaltung der Energie des primären Partons, da

$$\int_0^1 D_p(x) dx = 1$$

gilt. Die insgesamt in der Fragmentation eines Partons erzeugte Multiplizität von Hadronen des Typs h ist dann

$$n_h = \int_0^1 x D_p^h(x) dx .$$

Diese Beziehung läßt sich natürlich auf alle Kombinationen von Teilchen (z.B. alle elektrisch geladenen Teilchen) verallgemeinern.

Die Entwicklung der Fragmentationsfunktionen mit der relevanten zur Verfügung stehenden Energie κ wird durch einen Satz von Integro-Differentialgleichungen, den DGLAP-Gleichungen, beschrieben [49]:

$$\begin{aligned} \frac{dD_q^h(x_E, \kappa^2)}{d \ln \kappa^2} &= \frac{\alpha_s(\kappa^2)}{2\pi} \cdot \int_{x_E}^1 \frac{dz}{z} \left[P_{q \rightarrow qq}(z) \cdot D_q^h\left(\frac{x_E}{z}, \kappa^2\right) + P_{q \rightarrow gq}(z) \cdot D_g^h\left(\frac{x_E}{z}, \kappa^2\right) \right] \\ \frac{dD_g^h(x_E, \kappa^2)}{d \ln \kappa^2} &= \frac{\alpha_s(\kappa^2)}{2\pi} \cdot \int_{x_E}^1 \frac{dz}{z} \left[P_{g \rightarrow gg}(z) \cdot D_g^h\left(\frac{x_E}{z}, \kappa^2\right) + P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) \cdot D_q^h\left(\frac{x_E}{z}, \kappa^2\right) \right] . \end{aligned} \quad (4.16)$$

#4.13 An dieser Stelle ergeben sich leider Inkonsistenzen in der gebräuchlichen Nomenklatur. Die tatsächlich verwendeten Fragmentationsfunktionen werden üblicherweise mit D bezeichnet. Die Abgrenzung gegen die Differentiellen Jet-Raten, die ebenfalls üblicherweise mit dem Symbol D bezeichnet werden, geht (hoffentlich durchgängig) aus dem Textzusammenhang hervor.

Da die DGLAP-Gleichungen Differentialgleichungen in κ sind, benötigt man für die Lösung dieser Gleichungen noch einen Satz von Anfangsbedingungen. Es gibt zur Zeit kein Modell, das in der Lage ist, diese theoretisch zu bestimmen, so daß diese Parameter experimentell bestimmt werden müssen. Die QCD sagt eine Skalenverletzung vorher und ermöglicht es, explizit die Abhängigkeit der Fragmentationsfunktionen von der Skala κ zu berechnen. Obige Darstellung für den Fall der e^+e^- -Annihilation ergibt sich ana-

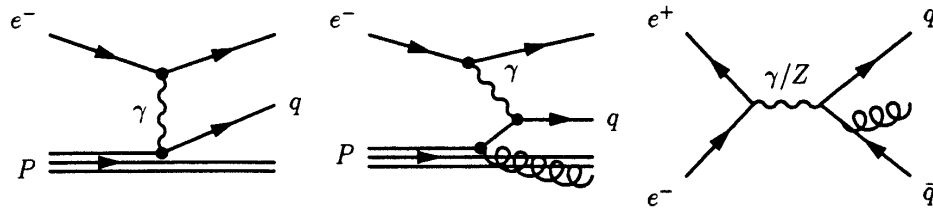


ABB. 4.16 : **Graphen zur tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung und e^+e^- -Annihilation**

Graphen zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung ohne (links) bzw. mit (Mitte) Berücksichtigung von Gluon-Abstrahlung. Durch Drehen des Diagramms wird aus dem Diagramm des Streuprozesses das der e^+e^- -Annihilation (rechts).

log zu den DGLAP-Gleichungen für Strukturfunktionen in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung (s. ABB. 4.16 links) durch den Austausch des s - und des t -Kanals in den beiden Feynman-Diagrammen (s. ABB. 4.16 rechts). Diese einfache Beziehung gilt jedoch nicht in der nächst-führenden Ordnung [18]. Die relevante Energieskala ist im Zerfall eines $q\bar{q}$ -Paares in Hadronen unstrittig die Schwerpunktsenergie des $q\bar{q}$ -Paares.

Fragmentationsfunktionen sind im Parton-Modell, das bei hinreichend großem Impulsübertrag (Q^2 wenige GeV^2) in guter Näherung gilt, exakt unabhängig von der dem Jet zugrunde liegenden Skala κ . Bedingt durch Gluon-Abstrahlung (s. ABB. 4.16 Mitte und rechts) kommt es in der QCD zu einer sogenannten Skalenverletzung, d.h. einer logarithmischen Abhängigkeit der Form (nicht nur der Normierung) der Fragmentationsfunktion von der Skala, die durch die DGLAP-Gleichung 4.16 beschrieben wird. Betrachtet man hingegen den Zerfall eines einzelnen Partons in der Näherung einer vom Rest des e^+e^- -Ereignisses unabhängigen Fragmentierung, so ist die Schwerpunktsenergie des Ereignisses durch die Energie des Jets zu ersetzen^{‡4.14}. Eine direkte Konsequenz der Struktur dieser Differentialgleichungen besteht darin, daß die Ableitungen von $\ln D_p^h$ nach der Skala κ

$$\mathcal{S}_p(x_E, \kappa^2) = \frac{d \ln D_p^h(x_E, \kappa^2)}{d \ln \kappa^2} \quad (4.17)$$

‡4.14 Es zeigt sich jedoch, daß diese Annahme zu naiv ist und man Einflüsse der anderen Jets in einem Ereignis durch eine geschickte Wahl der relevanten Energieskala κ berücksichtigen sollte (vgl. KAP. 8).

im Verhältnis von Gluonen und Quarks

$$r_S(x_E) = \frac{d \ln D_g^h(x_E, \kappa^2)}{d \ln \kappa^2} \bigg/ \frac{d \ln D_q^h(x_E, \kappa^2)}{d \ln \kappa^2}$$

im Limes großer x_E gegen das Verhältnis der Farbfaktoren

$$\lim_{x_E \rightarrow 1} r_S(x_E) = \frac{C_A}{C_F}$$

konvergieren. Dies ergibt sich sofort, wenn man die (für große z) irrelevanten Terme $P_{q \rightarrow gq}(z) \cdot D_g^h(\frac{x_E}{z}, \kappa^2)$ und $P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) \cdot D_q^h(\frac{x_E}{z}, \kappa^2)$ gegen die dominanten Terme vernachlässigt. Des weiteren entartet das Integral für $x_E \rightarrow 1$ und die Faktoren D_p^h heben sich gegen die innere Ableitung von $\frac{d \ln D_p^h}{d \ln \kappa^2}$ auf. Die Ableitungen und das Verhältnis können durch numerisches Lösen der DGLAP-Gleichung vorhergesagt werden.

Eine gleichzeitige Anpassung der Gluon und Quark Fragmentationsfunktionen liefert einen kleineren Fehler für C_A/C_F als eine direkte Messung von r_S (wie in [2] und [54] durchgeführt), weil das verwendbare x_E -Intervall erweitert werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wird dazu ein Programm verwendet, welches die Aufspaltungskerne in erster Ordnung benutzt [50]. Der Ansatz aus GL. 4.15 wird ähnlich zu anderen Analysen [55, 56] verwendet, um die Fragmentationsfunktionen bei einer festen Referenzskala κ_0 zu parametrisieren, um die Evolution zu starten. Die Parameter $a_i^{q,g}$, Λ_{QCD} und der Farbfaktor C_A werden dabei gleichzeitig angepaßt.

4.6.3 Multiplizitäten von Gluon- und Quark-Jets

Das in [51] vorhergesagte Verhältnis der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets von

$$\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} = \frac{C_A}{C_F}$$

wird experimentell nicht bestätigt. Die CLEO-Kollaboration veröffentlichte gar ein Multiplizitätsverhältnis von

$$\langle N_G \rangle / \langle N_Q \rangle = 1.04 \pm 0.02_{stat.} \pm 0.05_{sys.} \quad [57] .$$

Bei höheren Energien mißt man höhere Verhältnisse von $\langle N_G \rangle / \langle N_Q \rangle \simeq 1.2 - 1.3$. In [3] wurde erstmals nachgewiesen, daß das Multiplizitätsverhältnis von der Energie der Jets abhängt. Neuere theoretische Veröffentlichungen sagen ebenfalls eine leichte Energieabhängigkeit des Multiplizitätsverhältnisses vorher. Dabei unterscheiden sich die Aussagen sowohl über die Energieabhängigkeit als auch die absoluten (mittleren) Werte von

$r_n(\kappa) = \langle N_G \rangle / \langle N_Q \rangle$ erheblich. A.H. Mueller und J.B. Gaffney sagen für das Verhältnis der Gluon- und Quark-Jet-Multiplizitäten

$$r_n(\kappa) = \frac{C_A}{C_F} (1 - r_1 \gamma_0 - r_2 \gamma_0^2) \quad (4.18)$$

voraus [58]. Dabei gilt:

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{1}{6} \left(1 + \frac{n_f}{C_A} - \frac{2n_f C_F}{C_A^2} \right) \\ r_2 &= \frac{r_1}{6} \left(\frac{25}{8} - \frac{3}{4} \frac{n_f}{C_A} - \frac{n_f C_F}{C_A^2} \right) \\ \gamma_0 &= \sqrt{\frac{2\alpha_s(\kappa^2) C_A}{\pi}} . \end{aligned} \quad (4.19)$$

Berechnet wird dabei das Verhältnis der Multiplizität in gg -Ereignissen, wobei die Gluonen *back-to-back* (d.h. im Winkel von 180° zueinander) emittiert werden und der entsprechenden Multiplizität in $q\bar{q}$ -Ereignissen. Diese Ereignistopologie ist für die gg -Ereignisse in aller Regel experimentell nicht beobachtbar; die Anwendung dieser Formel auf die Multiplizitäten in Quark- und Gluon-Jets erscheint jedoch dann erlaubt, wenn die relevanten Skalen benutzt werden. Die Berechnung in [58] erfolgt in NNLO, wobei der Term $r_1 \gamma_0$ die Korrektur in erster und der Term $r_2 \gamma_0^2$ die Korrektur in zweiter Ordnung der Störungsreihe darstellt.

Für die in QCD-Kaskaden erzeugten Teilchenmultiplizitäten gibt es ebenfalls Berechnungen. Diese beziehen sich in aller Regel auf die Gesamtmultiplizität in einem e^+e^- -Ereignis, lassen sich aber problemlos für die Beschreibung von Jet-Multiplizitäten adaptieren. Nach B. R. Webber ist die Multiplizität in hadronischen e^+e^- -Annihilationen durch

$$N_{pert}(\kappa) = 2K \cdot (\alpha_s(\kappa^2))^b \cdot \exp\left(\frac{c}{\sqrt{\alpha_s(\kappa^2)}}\right) \cdot [1 + O(\sqrt{\alpha_s})] . \quad (4.20)$$

gegeben [59]. Dabei gilt:

$$b = \frac{1}{4} + \frac{2}{3} \frac{n_f}{\beta_0} \left(1 - \frac{C_F}{C_A} \right) ; \quad c = \frac{\sqrt{32 C_A \pi}}{\beta_0} \quad \#4.15 . \quad (4.21)$$

Weitere Vorhersagen sowohl für $r(\kappa)$ als auch für N_{pert} finden sich zusammengestellt in [2], werden in dieser Arbeit jedoch nicht verwendet.

Bei der Untersuchung von Meßgrößen, die auf eventuelle Abweichungen von der Gruppenstruktur der $SU(3)$ sensitiv sind, muß man auch die Abhängigkeiten von α_s von den Farbfaktoren der $SU(3)$ parametrisieren. In der Renormierungsgruppengleichung 2.7 sind die Koeffizienten der Störungsreihenentwicklung $\beta_0, \beta_1 \dots$ explizit von den Farbfaktoren der Renormierungsgruppe abhängig. Im Rahmen der $SU(3)$ ergeben sich die in GL. 2.8

\#4.15 Dabei ergibt sich β_0 wie in GL. 2.8 angegeben zu $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$. Die β -Terme hängen allerdings auch von den Farbfaktoren der $SU(3)$ ab. Diese Abhängigkeit wurde bei den Anpassungen der QCD-Vorhersagen explizit berücksichtigt (s.u).

angegebenen Abhängigkeiten, da man $C_A \equiv N_C = 3$, $C_F = 4/3$ und $T_F = 1.2$ ansetzt. In allgemeiner Form ergibt sich für β_0 und β_1 :

$$\beta_0 = 4\pi b' \quad , \quad \beta_1 = 2\beta_0 b' \cdot \frac{17C_A^2 - 5C_A n_f - 3C_F n_f}{11C_A - 2n_f} \quad (4.22)$$

mit

$$b' = \frac{1}{12\pi} (11C_A - 2n_f) \quad .$$

Ersetzt man in 4.22 die Farbfaktoren durch die ihnen in der $\mathcal{SU}(3)$ zugewiesenen Werte, so sind diese Gleichungen mit denen in GL. 2.8 identisch. Für die Anpassung theoretischer Vorhersagen an gemessene Datenverteilungen müssen die zu berechnenden Terme endlich bleiben. Die Darstellung von α_s beinhaltet aber sowohl in erster (GL. 2.10) wie in zweiter Ordnung (GL. 2.11) Singularitäten für $\kappa \rightarrow \Lambda$. Um alle Rechnungen konsistent durchführen zu können, wurde α_s maximal als $\alpha_s = 10^3$ zugelassen, d.h. die Divergenzen wurden abgeschnitten.

Multiplizitäten in Drei-Jet-Ereignissen

Die Analyse von Jet-Multiplizitäten ist eigentlich nicht wohldefiniert und aus der Sicht des Experimentators eine diffizile Angelegenheit (s. KAP. 9.6 und [6, 60]). Eine deutlich sicherere Möglichkeit zur Bestimmung des Verhältnisses der QCD-Farbfaktoren ermöglicht eine MLLA-Vorhersage^{‡4.16} über die Multiplizität in Drei-Jet-Ereignissen [61]:

$$N_{q\bar{q}g} = \left[2N_q(Y_{q\bar{q}}^*) + N_g(Y_g^*) \right] \cdot \left(1 + \mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) \right) \quad (4.23)$$

mit den Skalenvariablen

$$Y_{q\bar{q}}^* = \ln \sqrt{\frac{p_q p_{\bar{q}}}{2\Lambda^2}} \quad \text{und} \quad Y_g^* = \ln \sqrt{\frac{(p_q p_g)(p_{\bar{q}} p_g)}{2\Lambda^2(p_q p_{\bar{q}})}} \quad ,$$

wobei $N_q(Y_{q\bar{q}}^*)$ und $N_g(Y_g^*)$ die Skalenabhängigkeit der Multiplizitäten in Quark- und Gluon-Jets beschreiben. Λ ist ein Skalenparameter; $p_q, p_{\bar{q}}$ und p_g sind die Viererimpulse der beiden Quarks und des Gluons. Für den Vergleich mit experimentell gemessenen Daten ist die Darstellung in [62] besser geeignet. Hier wird $N_{q\bar{q}g}$ mit der Multiplizität $N_{e^+e^-}$ eines e^+e^- -Ereignisses in Beziehung gestellt:

$$N_3 = N_{e^+e^-}(2E^*) + r_n(\tilde{p}_1^T) \left\{ \frac{1}{2} N_{e^+e^-}(\tilde{p}_1^T) \right\} \quad . \quad (4.24)$$

‡4.16 Sub-asymptotische Korrekturen können als Potenzreihen in $\sqrt{\alpha_s}$ ausgedrückt werden. Alle Terme der relativen Ordnung $\sqrt{\alpha_s}$ können auf eine systematische Weise berücksichtigt werden. Dies ist die sogenannte „**Modified Leading Logarithmic Approximation**“ (MLLA).

N_3 in GL. 4.24 hat dabei die gleiche Bedeutung wie $N_{q\bar{q}g}$ in GL. 4.23. Die Vorhersage für die Multiplizität eines hadronischen e^+e^- -Ereignisses ist allerdings präziser, da hier auch die Multiplizität des Gluon-Jets als Funktion der (meßbaren) e^+e^- -Multiplizität ausgedrückt wird. Der Term $N_{e^+e^-}(2E^*)$ beschreibt die Multiplizität des $q\bar{q}$ -Paares bei einer Skala ($2E^*$), die der Schwerpunktsenergie des $q\bar{q}$ -Paares entspricht:

$$2E^* = \sqrt{2p_q p_{\bar{q}}} \ .$$

Der Term $r_n(\tilde{p}_1^T)(\frac{1}{2}N_{e^+e^-}(\tilde{p}_1^T))$ kann als die halbe Multiplizität eines e^+e^- -Ereignisses interpretiert werden, die mit dem Verhältnis der Gluon- zur Quark-Multiplizität r_n (s. GL. 4.18) multipliziert wird. Die relevante Skala dieses „ gg “-Ereignisses wird explizit zu

$$\tilde{p}_1^T = \sqrt{2 \frac{(p_q p_g)(p_{\bar{q}} p_g)}{p_q p_{\bar{q}}}} \quad (4.25)$$

vorhergesagt. Auf den ersten Blick scheint GL. 4.24 einfach die inkohärent berechnete Summe der Multiplizitäten eines $q\bar{q}$ -Ereignisses und eines halben „ gg “-Ereignisses zu addieren. Dies ist in der Tat nicht der Fall, da in der GL. 4.24 zugrunde liegenden MLLA-Berechnung die Kohärenzen in den Drei-Jet-Ereignissen explizit berücksichtigt wurden. Dabei gehen die Kohärenzen im Drei-Jet-Ereignis in die Skalen $2E^*$ und p_1^T ein. Im Gegensatz zu den meisten anderen theoretischen Vorhersagen über die Eigenschaften von Gluon-Jets muß man sich im Falle dieser Vorhersage also nicht mit Vorhersagen über quasi-freie Partonen zufriedengeben, die dann (hoffentlich) auf die Eigenschaften meßbarer Objekte (hier: Jets) übertragen werden können, sondern erhält eine präzise Prognose für eine meßbare Observable in einer real existierenden Parton-Konfiguration, da der LPHD-Übergang, der voraussetzt, daß die Multiplizität eines $q\bar{q}$ -Ereignisses der Multiplizität eines e^+e^- -Ereignisses entspricht, gut motiviert ist.

Kapitel 5

Generator- und Fragmentationsmodelle

In $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ -Zerfällen erhält man wegen der hohen Anzahl an Quark-Flavours und der Farbfreiheitsgrade einen großen Anteil hadronischer Z -Zerfälle. Aus dem Standardmodell folgen für Z -Energien die partiellen Zerfallsbreiten des Z -Bosons [11]:

$$\begin{aligned}BR(Z \rightarrow l\bar{l}) &\approx 10.1\% & (l = e, \mu, \tau) \\BR(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) &\approx 20.0\% \\BR(Z \rightarrow q\bar{q}) &\approx 69.9\% \quad .\end{aligned}$$

Der Zerfall in ein Neutrino-Anti-Neutrino-Paar ist wegen der vernachlässigbaren Wechselwirkung der Neutrinos mit dem Detektormaterial nicht direkt sichtbar. Beim Zerfall des Z -Bosons in ein Quark-Anti-Quark-Paar ist im Detektor eine große Anzahl von Teilchen, die normalerweise zu **Jets** gebündelt sind (s. KAP. 4.2), zu beobachten.

Heute wird die Entstehung eines hadronischen Ereignisses in der e^+e^- -Vernichtung durch vier Phasen bei unterschiedlichen Impulsen (unterschiedlichen Längenskalen) beschrieben (ABB. 5.1):

► **Phase I** ($10^{-17}cm$): **Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares**

Das e^+e^- -Paar annihiliert über ein neutrales Boson (Z) oder virtuelles Photon (γ) in ein $q\bar{q}$ -Paar. Auf der Z -Resonanz ist der Photon-Kanal vernachlässigbar. Das Elektron oder Positron kann vor der Annihilation noch Bremsstrahlung emittieren (**ISR**^{#5.1}). Dieser gesamte Prozeß wird vollständig durch die elektroschwache Theorie beschrieben.

#5.1 Initial State Radiation

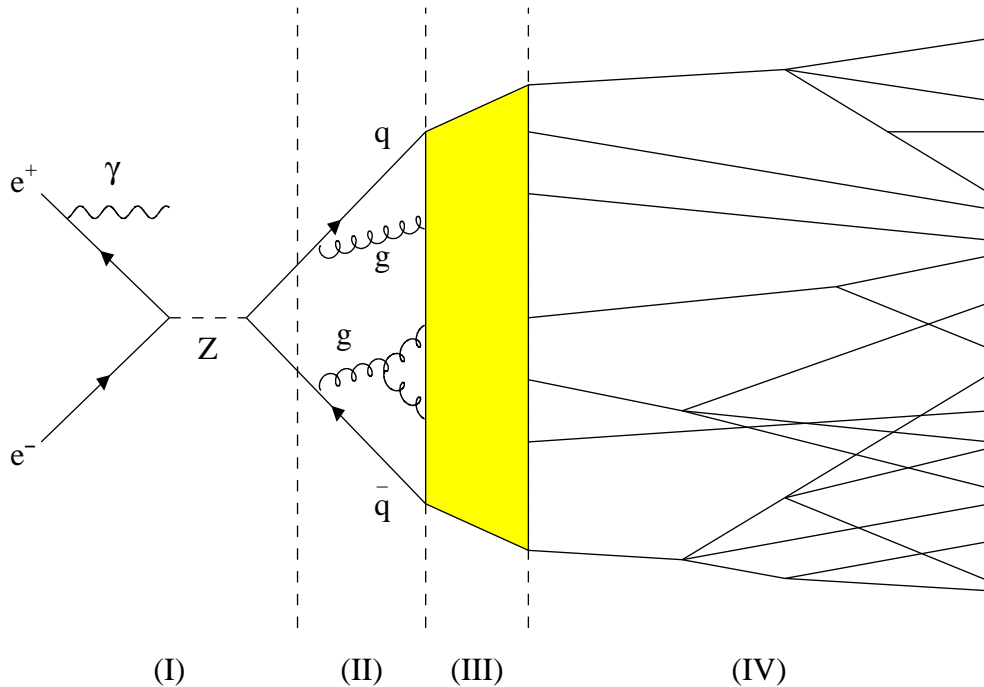


ABB. 5.1 : *Die vier Phasen der Hadron-Entstehung*

► **Phase II** (10^{-15} cm): **perturbative QCD**

Die initialen Quarks können Gluonen abstrahlen, welche ihrerseits wiederum Gluonen abstrahlen oder $q\bar{q}$ -Paare bilden können. Dieser Vorgang wird durch die störungstheoretische QCD beschrieben. Im allgemeinen erfolgt diese Beschreibung approximativ durch Partonschauer-Modelle, die auf **LLA** bzw. **NLLA**-Rechnungen basieren. Dabei wird die Schauerentwicklung abgebrochen, wenn die Parton-Energie einen Abschneideparameter Q_0 unterschreitet.

Alternativ werden Matrixelementberechnungen zu gegebener Ordnung benutzt. Die Matrixelementberechnungen sind jedoch aufgrund der hohen Anzahl von beitragenden Feynman-Diagrammen bisher nur in 2. Ordnung Störungstheorie ($O(\alpha_s^2)$) vollständig durchgeführt worden, so daß maximal vier Partonen im Endzustand existieren. Deshalb muß man mit großen Fragmentierungseffekten rechnen, um die Lücke zu der höheren Hadron-Multiplizität zu überbrücken. ABB. 5.2 zeigt alle beitragenden Born-Diagramme bis zur 2. Ordnung. Für masselose Quarks berechnet sich dann das differentielle Drei-Jet-Matrixelement des Prozesses $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ zu:

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

Hierbei ist σ_0 der Wirkungsquerschnitt des Born Prozesses und x_i sind die auf die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} skalierten Energien.

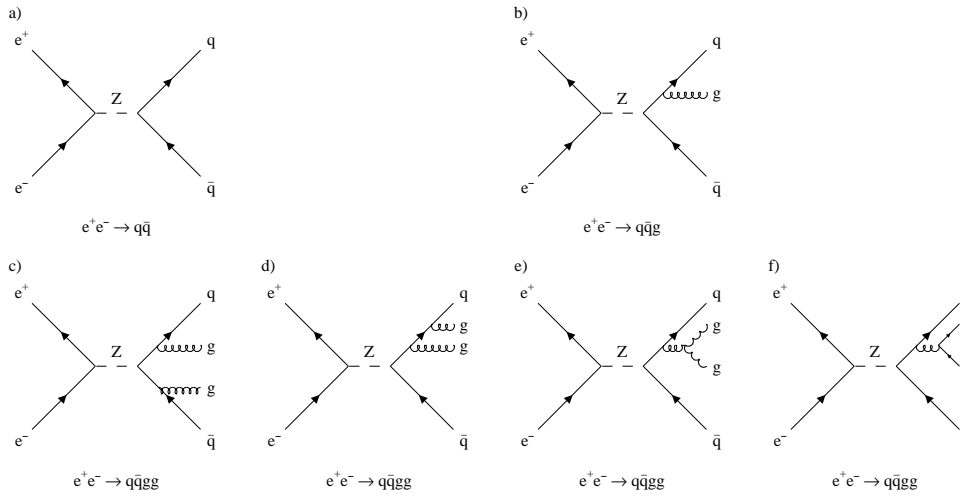


ABB. 5.2 : *Born-Diagramme der 2. Ordnung Störungstheorie*

► **Phase III** ($10^{-13}cm$): **nicht perturbative QCD**

Die in Phase II entstandenen Partonen hadronisieren unterhalb einer bestimmten Energieschwelle (bestimmt durch den Abschneideparameter $Q_0 \sim 1 GeV$). Die Hadronisierung beschreibt die Konversion von farbigen Quarks und Gluonen in farbneutrale Hadronen. Die entstehenden Hadronen bilden Jets aus, die in Raumrichtung und Energie den Partonen aus Phase II entsprechen. Aufgrund der Größe der Kopplungskonstanten α_s in dieser Phase ist die störungstheoretische QCD nicht mehr anwendbar. Die Hadronisierung wird bis heute durch rein phänomenologische Modelle beschrieben.

► **Phase IV** ($> 10^{-13}cm$): **Zerfälle**

In der letzten Phase zerfallen die in Phase III erzeugten instabilen Hadronen in stabile, experimentell beobachtbare Teilchen. Die Verzweungsverhältnisse der instabilen Teilchen sind zum großen Teil mit hoher Präzision gemessen. Wo dies nicht der Fall ist, z.B. bei den *B*-Hadronen, benutzt man theoretische Modelle, mit denen man versucht, Zerfälle quantitativ zu beschreiben.

Die Berechnung bzw. Modellierung der letzten drei Phasen basiert auf iterativen Prozessen und geschieht mit *Monte Carlo*-Programmen, den sogenannten Ereignisgeneratoren. Ziel dieser Simulationen ist es, die gemessenen Daten so gut zu beschreiben, daß theoretische Vorhersagen und Modelle überprüft werden können. Dafür wird das generierte Ereignis der Detektorsimulation DELSIM (s. KAP. 3) unterworfen, so daß es möglich ist, einen direkten Vergleich mit den Meßdaten vorzunehmen.

5.1 Das Partonschauer-Modell

Der Partonschauer beschreibt die Gluon-Abstrahlung von den primären Quarks und die nachfolgende Parton-Kaskade aufgrund von Gluon-Aufspaltungen in Gluonen oder Quarks und die Gluon-Abstrahlung von sekundären Quarks (s. ABB. 5.3).

Die Partonschauer-Entwicklung im JETSET 7.3 (7.4)-*Monte Carlo*-Modell [63] basiert auf einer Näherung der exakten Matrixelemente in der Form, daß führende logarithmische Terme der Störungsreihe in der Summation berücksichtigt werden (LLA), wodurch im Endzustand erheblich mehr Partonen auftreten können. Hierbei basiert die Entwicklung auf den Verzweigungen $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$, wobei die Wahrscheinlichkeiten $P_{a \rightarrow bc}$ für den Übergang $a \rightarrow bc$ bei kleinen Änderungen dt des Entwicklungsparameters t durch eine Integro-Differentialgleichung, die Altarelli-Parisi-Gleichung, gegeben sind:

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

$$a, b, c \in q, g$$

$$t = \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \quad (\text{Entwicklungsparameter}) .$$

Die sogenannten Aufspaltungskerne $P_{a \rightarrow bc}(z)$ bestimmen für die verschiedenen Kombinationen von Quarks und Gluonen, welcher Bruchteil z des Viererimpulses des Partons a auf die Partonen b und c übertragen wird (s. auch KAP. 4.6). Als Skala für α_s kommt der Transversalimpuls p_T zur Anwendung. Den Partonen werden über den sogenannten

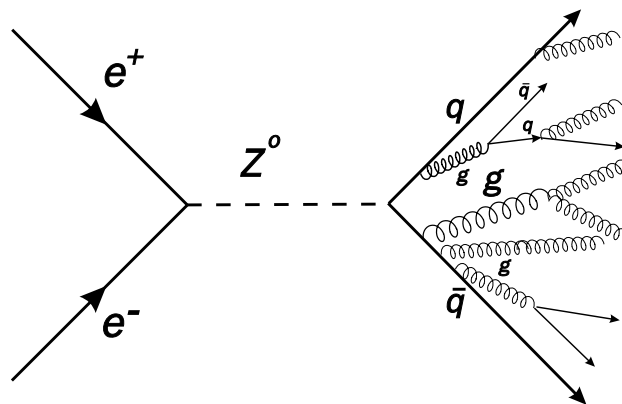


ABB. 5.3 : *Schema einer Partonschauer-Entwicklung*

Abschneideparameter Q_0 effektive Massen:

$$m_{eff,g} = \frac{1}{2}Q_0, \quad m_{eff,q} = \sqrt{\frac{1}{4}Q_0^2 + m_q^2}$$

zugewiesen. Dadurch wird sowohl das die Singularität verursachende Abstrahlen sehr weicher Gluonen vermieden, als auch die nötige Energie zur Bildung der Hadronen bereitgestellt. Durch die effektive Parton-Masse m_{eff} wird auch festgesetzt, bei welcher Energie Q_0 die Schauerentwicklung abbricht, weil eine weitere Aufspaltung nicht mehr möglich ist. Durch einen Veto-Algorithmus wird erreicht, daß die erste Gluon-Abstrahlung im Partonschauer mit dem Drei-Jet-Matrixelement in erster Ordnung α_s übereinstimmt, damit die Drei-Jet-Raten mit Matrixelementberechnungen übereinstimmen.

5.2 Fragmentationsmodelle

Für die Fragmentation der farbigen Partonen (Quarks/Gluonen) in farbneutrale Hadronen (Hadronisierung) werden heute folgende Modelle benutzt:

Die **Independent Fragmentierung** (IF) wurde von Field und Feynman [64] eingeführt und von Ali et al. [65] und Hoyer et al. [66] auf den Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ angewandt. Die Partonen fragmentieren unabhängig voneinander mit Hilfe eines einfachen Rekombinationsschemas. Da die IF aber Schwierigkeiten hat, gewisse Datenverteilungen zu beschreiben (z.B. den Stringeffekt), wird sie heute kaum noch verwendet. Eine weitere Schwäche dieses Ansatzes besteht darin, daß Farbladung, Energie und Impuls nicht implizit für das Gesamt ereignis erhalten sind. Dies muß am Ende der Fragmentationskette künstlich erzwungen werden.

Die **Clusterfragmentierung** (CF) entstand aus Arbeiten von Odorico [67], Fox und Wolfram [68] und wird z.B. im HERWIG-Generator [69, 70] verwendet. Im Partonschauer verbliebene Gluonen werden zuerst in ein Quark-Anti-Quark-Paar aufgespalten, bevor die Partonen zu farbneutralen Clustern kombiniert werden. Diese zerfallen anschließend in Hadronen (s. ABB. 5.4). Im Gegensatz zum String (s.u.) hat der Cluster keine innere Struktur und ist nur durch seine Masse und seinen Flavour-Inhalt gekennzeichnet. Der Zerfall ist durch Phasenraum Aspekte dominiert und vollzieht sich isotrop in seinem Ruhesystem. Man erreicht durch die Clusterfragmentierung eine einheitliche Beschreibung der Fragmentation mit einer geringen Anzahl von Parametern.

Die **Stringfragmentierung** (SF) wurde von Artru und Menessier [71] eingeführt. Der Ausgangspunkt des String-Konzeptes beruht auf dem linearen QCD-Confinement. Bewegen sich Partonen auseinander, so entsteht durch ein mit ihrem Abstand anwachsendes Farbfeld ein Flußschlauch (**String**) zwischen ihnen, welcher nach außen farbneutral ist (s. ABB. 5.5).

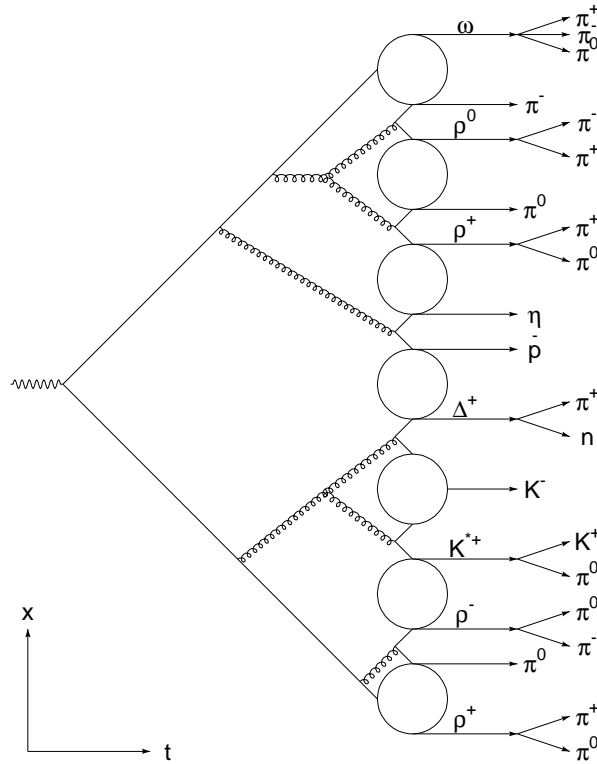


ABB. 5.4 : *Schema der Clusterfragmentierung*

Dieser String ist in seiner transversalen Ausdehnung begrenzt und verfügt in seiner Längsrichtung über eine konstante Energiedichte von ungefähr $\varkappa = 1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}}$. Wenn sich nun das $q\bar{q}$ -Paar voneinander entfernt und die potentielle Energie des Strings groß genug ist, bricht er über die Produktion eines neuen $q\bar{q}$ -Paares auseinander. Ist die invariante Masse der beiden Bruchstücke groß genug, können diese wiederum in weitere Teile aufspalten, bis schließlich gebundene Zustände (Hadronen) gebildet werden. Für die Aufbruchwahrscheinlichkeit, d.h. die Entstehungswahrscheinlichkeit eines $q\bar{q}$ -Paares, wird eine dem quantenmechanischen Tunneleffekt analoge Wahrscheinlichkeit erwartet:

$$\exp\left(\frac{-\pi m_T^2}{\varkappa}\right) = \exp\left(\frac{-\pi m^2}{\varkappa}\right) \cdot \exp\left(\frac{-\pi p_T^2}{\varkappa}\right)$$

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

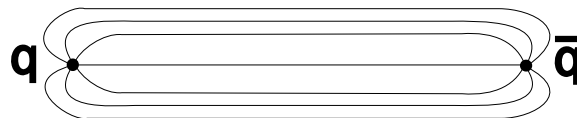


ABB. 5.5 : *Flußschlauch des Farbfeldes*

Hierbei bezeichnet m_T die transversale Masse des neu produzierten Quarks. Hieraus ergeben sich wichtige Folgerungen:

- ▶ Transversalimpuls und Masse faktorisieren.
- ▶ Der Transversalimpuls der entstehenden Quarks ist gaußförmig verteilt und unabhängig von der Quark-Flavour.

Die **Produktion schwerer Hadronen** wird bei der Stringfragmentierung im Verhältnis $\gamma_u : \gamma_d : \gamma_s : \gamma_c \simeq 1 : 1 : \sim \frac{1}{3} : 10^{-11}$ unterdrückt (γ_s konnte experimentell in der e^+e^- -Annihilation im Kontinuum verifiziert werden).

Innerhalb des Partonschauers erstreckt sich der String zwischen den beiden initialen Quarks über die Gluonen hinweg. Wegen der Eigenschaft der Gluonen, Farbe und gleichzeitig Anti-Farbe zu tragen, besitzen Gluonen zwei String-Enden und repräsentieren Knoten bzw. Knicke im String. (s. ABB. 5.6).

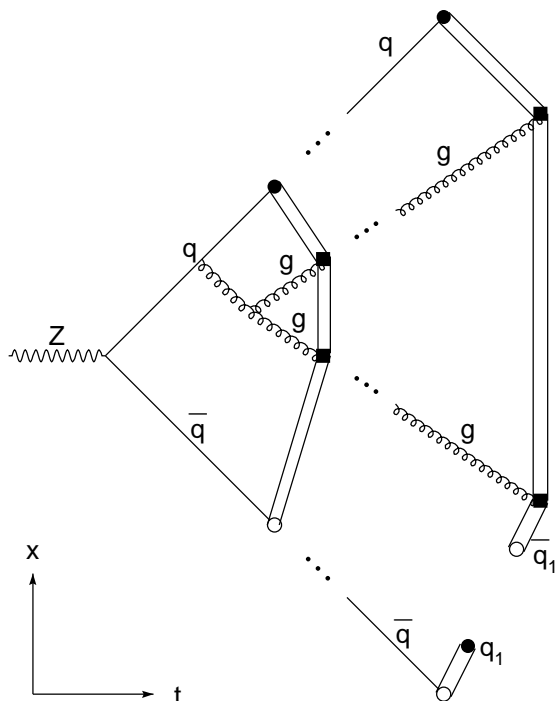


ABB. 5.6 : *Schematische Darstellung der Stringfragmentierung*

5.2.1 Die Fragmentationsfunktion

Die Aufteilung der initialen String-Energie auf die produzierten Hadronen wird vom Modell nicht eindeutig vorgeschrieben und wird deshalb durch eine von außen vorgegebene „Fragmentationsfunktion“ gesteuert. Eine wichtige Größe ist die Fragmentierungshärte, d.h. der Bruchteil z der zur Verfügung stehenden Energie, der auf das erzeugte Hadron übertragen wird. Diese Verteilung besitzt direkten Einfluß auf das Impulsspektrum der erzeugten Teilchen. In JETSET werden der transversale (p_T) und dann der longitudinale (z) Impuls getrennt generiert. Die longitudinale Impulsverteilung wird über eine phänomenologische Fragmentationsfunktion bestimmt. Im Lund-Modell wird hierfür die links-rechts-symmetrische Fragmentationsfunktion

$$f(z)_{Lund} = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-\frac{bM_T^2}{z}\right) \quad (5.1)$$

$$\text{mit } M_T^2 = (M^2 + p_T^2)_{Hadron}$$

verwendet. Die freien Parameter a und b beschreiben die Härte der Fragmentation und müssen aus dem Vergleich mit experimentell gewonnenen Daten bestimmt werden. Des weiteren steht auch die Bowler-Fragmentationsfunktion für alle Quarks zur Verfügung. Hierbei handelt es sich um eine Lund-Fragmentationsfunktion mit Massenterm.

Die Lund-symmetrische-Fragmentationsfunktion liefert jedoch ein zu hartes Energiespektrum für schwere Mesonen. Eine bessere Beschreibung der experimentellen Messungen erreicht man für schwere Hadronen mit der Peterson-Fragmentationsfunktion

$$f(z)_{Peterson} = \frac{z(1-z)^2}{[(z-1)^2 + \epsilon_q z]^2},$$

wobei ϵ_q ein anzupassender freier Parameter ist, der die Fragmentierungshärte festlegt und experimentell bestimmt werden muß.

ABB. 5.7 zeigt die Fragmentierungsfunktionen $f(z)_{Lund}$ und $f(z)_{Peterson}$ in Abhängigkeit von dem auf das Hadron übertragenen Energiebruchteil z für die beiden schweren Quarks c und b .

Der zur Berechnung der Lund-Fragmentationsfunktion (s. GL. 5.1) benötigte Transversalimpuls ist nach:

$$f(p_T) \sim e^{-\frac{p_T^2}{2\sigma_T^2}}$$

verteilt. σ_T ist dabei ein freier Parameter, der einen Wert von $\sigma_T \sim 0.4 \text{ GeV}/c$ besitzt und als ein wahrscheinlicher Wert für p_T angesehen werden kann. Dies bedeutet für die transversale Masse des Hadrons, daß für B -Hadronen

$$\langle M_T^2 \rangle \simeq \langle M_B^2 \rangle = 5.34 \text{ GeV}/c^2$$

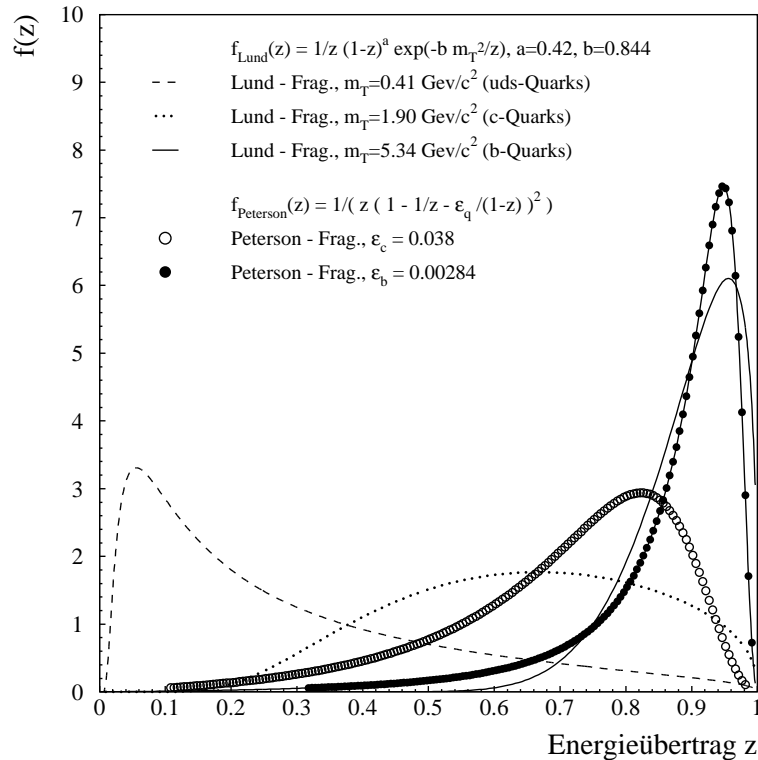


ABB. 5.7 : **Wahrscheinlichkeitsfunktion $f(z)$ des auf das Hadron übertragenen Energiebruchteils**

gilt, da $\langle p_T^2 \rangle = \sigma_T^2 = (0.395 \text{ GeV}/c)^2$ gegen das Massenquadrat eines B -Hadrons vernachlässigbar ist. Auch für c -Quarks liefert der Transversalimpuls nur eine kleine Korrektur zur transversalen Masse M_T . Die mittlere Masse von D -Hadronen beträgt etwa $\langle M_D \rangle \simeq 1.88 \text{ GeV}/c^2$. In ABB. 5.7 erkennt man, daß B -Hadronen in der Lund-Fragmentierung ein viel „härteres“ Energiespektrum als in der Peterson-Fragmentierung erhalten.

5.3 Monte Carlo-Generatoren

Die oben vorgestellten Konzepte der Fragmentation und Partonschauer-Entwicklung finden in verschiedenen *Monte Carlo*-Generatoren ihre Anwendung:

► **JETSET:**

Die Bildung des Partonschauers erfolgt über leading log Rechnungen, beinhaltet Winkelordnung und azimutale Korrelationen. Es finden die unabhängige und die Stringfragmentierung Verwendung [63].

► **HERWIG:**

Der Partonschauer-Generator beinhaltet detaillierte QCD-Interferenzphänomene und verwendet die Clusterfragmentierung [69, 70]. Die Art der Hadronen wird durch den verfügbaren Phasenraum bestimmt. Die Schauerentwicklung basiert auf einem kohärenten Parton-Zerfall-Formalismus, der eine Erweiterung des LLA-Ansatzes ist und Terme der führenden und nächst-führenden Logarithmen für weiche und/oder kollineare Gluon-Abstrahlung berücksichtigt. Anstatt einer virtuellen Parton-Masse als Entwicklungsparameter benutzt HERWIG $Q_{Entw.} = \zeta_a$ mit:

$$\zeta_a = E_a \sqrt{\xi_{bc}}, \quad \xi_{bc} = \frac{p_b \cdot p_c}{E_b \cdot E_c}$$

für die Verzweigung $a \rightarrow bc$, wobei p_b, p_c, E_b und E_c die Viererimpulse und Energien der Partonen b und c sind. Die Winkelordnung ergibt sich hier aus der Ordnung der ξ_{bc} .

Der Parameter $qcldlam$ kann bei hohen Impulsbruchteilen mit der fundamentalen QCD-Skala $\Lambda_{\overline{MS}}$ identifiziert werden. $rmas(13)$ ist der Parameter für die effektive Gluon-Masse. $clmax$ bestimmt die maximal erlaubte Masse eines neuen Clusters, das aus den Quarks i und j gebildet werden soll (s. TAB. 5.2).

► **ARIADNE:**

Der Partonschauer wird aus dem Colour-Dipol-Modell berechnet. Das Prinzip der Winkelordnung ist automatisch erfüllt [74]. Die Hadronisierung erfolgt mit der Fragmentation des JETSET-Modells. Bei diesem Ansatz strahlt der initiale Farb-Dipol (das $q\bar{q}$ -Paar) ein Gluon gemäß dem folgenden Wirkungsquerschnitt ab:

$$dn = \frac{3\alpha_s}{4\pi} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} dy d\Phi.$$

k_{\perp}, y und Φ sind der Transversalimpuls, die Rapidität und der Azimutalwinkel des abgestrahlten Gluons. Das resultierende $q\bar{q}g$ -System wird dann als zwei unabhängige Dipole behandelt (einer zwischen dem Quark und dem Gluon und einer zwischen dem Gluon und dem Anti-Quark). Jede Gluon-Emission erzeugt einen neuen Dipol, die alle voneinander unabhängig strahlen. Das Gluon mit dem größten p_{\perp}^2 wird zuerst emittiert, so daß die Forderung nach Winkelordnung automatisch erfüllt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit dem Generator JETSET 7.3 simulierte Ereignisse verwendet, die nach der Verfolgung der simulierten Teilchen im DELPHI-Detektor (mit dem Programmpaket DELSIM) mit den gemessenen Datenverteilungen verglichen werden können (DELPHI-Monte Carlo). TAB. 5.1 zeigt einen Überblick über die wichtigsten, den Partonschauer und die Fragmentation betreffenden Parameter in JETSET sowohl für die Standardwerte als auch für die von DELPHI benutzte Anpassung von JETSET 7.3 an die mit dem Detektor genommenen Daten [73], die u.a. in dieser Arbeit benutzt werden.

Parameter	Name	Standardwerte	Standardwerte	DELPHI
		JETSET 7.3	JETSET 7.4	Monte Carlo
Λ_{QCD}	PARJ(81)	0.40 GeV	0.29 GeV	0.297 GeV
Q_0	PARJ(82)	1.0 GeV	1.0 GeV	1.732 GeV
a	PARJ(41)	0.50 GeV	0.30 GeV	0.50 GeV
b	PARJ(42)	0.90 GeV ⁻²	0.58 GeV ⁻²	0.701 GeV ⁻²
σ_q	PARJ(21)	0.35 GeV	0.36 GeV	0.417 GeV
γ_S	PARJ(2)	0.3	0.3	0.28
ϵ_b	PARJ(55)	0.	-0.005	-0.00414
ϵ_c	PARJ(54)	0.	-0.05	-0.040

 TAB. 5.1 : **Wichtige JETSET-Parameter und die entsprechenden Werte des DELPHI-Monte Carlos**

Darüber hinaus wurden generierte Ereignisse ohne Detektor-Simulation mit den Modellen JETSET 7.4, ARIADNE 4.08 und HERWIG 5.8c erzeugt. Diese Daten können direkt mit den auf Akzeptanz und Jet-Zusammensetzung korrigierten Meßdaten von DELPHI verglichen werden. TAB. 5.2 zeigt die an die DELPHI-Daten angepaßten Parameter der jeweiligen *Monte Carlo*-Generatoren. Eine umfassende Übersicht der *Monte Carlo*-Generatoren findet sich in [75].

Parameter	Name	JETSET 7.4	ARIADNE 4.08
Λ_{QCD}	PARJ(81)/PARA(1)	0.297 GeV	0.400 GeV
Q_0/p_\perp	PARJ(82)/PARA(3)	1.56 GeV	1.0 GeV
a	PARJ(41)	0.417 GeV	0.391 GeV
b	PARJ(42)	0.844 GeV ⁻²	0.850 GeV ⁻²
σ_q	PARJ(21)	0.408 GeV	0.390 GeV
γ_S	PARJ(2)	0.307	0.30200
ϵ_b	PARJ(55)	-0.00284	-0.00255
ϵ_c	PARJ(54)	-0.03800	-0.03784

Parameter	Name	HERWIG 5.8c
Λ_{QCD}	qcdlam	0.1630 GeV
M_{Gluon}	rmas(13)	0.6540 GeV
$M_{max}^{Cluster}$	clmax	3.4800 GeV
Quark cutoff	vgcut	0.4800 GeV
(addiert zur Quark-Masse im PS)		
Gluon cutoff	vgcut	0.1000 GeV
(addiert zur effektiven Masse im PS)		

 TAB. 5.2 : **Angepaßte Parameter der verwendeten Monte Carlo-Generatoren**

Kapitel 6

Die Datenanalyse

Gluon-Jets erhält man aus Drei-Jet-Ereignissen, welche aus dem Z -Zerfall in schwere b -Quarks stammen. Die Gluon-Jets werden dabei indirekt bestimmt, indem die beiden anderen Jets als schwere Quarks identifiziert werden. Mit einer Entfaltungsmethode und Ereignissen, die nicht aus schweren Quarks stammen, kann man reine Gluon-Jets und Jets aus leichten Quarks zum Vergleich erhalten.

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Methoden der Selektion der Ereignisse beschrieben, die in den Analysen dieser Arbeit Verwendung finden. Dann werden die verschiedenen Ereignistopologien definiert. Anschließend wird ausführlich auf die Methoden der Identifizierung der Gluon-Jets eingegangen und abschließend werden notwendige Korrekturen beschrieben.

6.1 Die Selektion hadronischer Ereignisse

Die Selektion hadronischer Ereignisse dient zur Extraktion von $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ Ereignissen, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllen und zur Unterdrückung von Untergründereignissen folgender Klassen:

- ▶ Ereignisse mit Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkung,
- ▶ Kosmische Strahlung,
- ▶ Zwei Photon Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Hadronen),
- ▶ Bhabba Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und
- ▶ Leptonische Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau$)).

Die Selektion selber führt man mit Hilfe von Schnitten in zwei Stufen durch.

Teilchenselektion

Bei der Selektion geladener Spuren kommen folgende Arten von Schnitten zur Anwendung:

- ▶ minimaler Teilchenimpuls →
Geladene Teilchen mit kleinen Impulsen können im Detektor schlecht nachgewiesen werden, da sie durch das starke Magnetfeld auf Kreisbahnen in der $R\phi$ -Ebene abgelenkt werden..
- ▶ maximaler Impaktparameter →
Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen werden durch diesen Schnitt unterdrückt, z.B. wird der Untergrund aus Strahl-Gas-Ereignissen durch den Impaktparameterschnitt in z -Richtung unterdrückt;
- ▶ Mindestspurlänge →
Der Fehler der Impulsbestimmung eines geladenen Teilchens wird reduziert. Geisterspuren werden verworfen.
- ▶ Polarwinkelschnitt →
Die Teilchenbahn befindet sich im Zentralbereich des Detektors und produziert dort genügend Ansprechere, insbesondere schließt man den extremen Vorwärtsbereich mit seiner geringen Detektorakzeptanz und schlechterer Spurrekonstruktion aus.

TAB. 6.1 zeigt die gewählten spurbezogenen Schnitte im Überblick.

Variable	Schnitt	% Verlust
p	$\geq 0.3 \text{ GeV}/c$ ^{#6.1}	19.8
θ_{polar}	$20^\circ - 160^\circ$	7.7
ϵ_{xy}	$\leq 5.0 \text{ cm}$	4.9
ϵ_z	$\leq 10.0 \text{ cm}$	1.1
L_{Spur}	$\geq 30 \text{ cm}$	2.4
$\frac{\Delta p}{p}$	$\leq 100\%$	0.1

TAB. 6.1 : *Spurschnitte*

Detektor	$E_{min} [\text{GeV}]$	$E_{max} [\text{GeV}]$	% Verlust
<i>HPC</i>	0.5	50	3.5
<i>EMF</i>	0.5	30	3.4
<i>HAC</i>	1.0	50	10.4

TAB. 6.2 : *Energieschnitte für neutrale Teilchen*

Zusätzlich zu den oben genannten Schnitten für geladene Spuren werden Energieschnitte für neutrale Teilchen, die als masselos angenommen werden, zur Vermeidung starker Unterschiede in den Energiespektren beim Vergleich Daten mit *Monte Carlo* angewendet. Die Schnitte für die Energiemessung neutraler Spuren bzw. Cluster hängen dabei explizit

#6.1 Es wird jedoch zusätzlich gefordert, daß mindestens 5 geladene Spuren mit $p \geq 0.4 \text{ GeV}$ existieren.

von der bei der Rekonstruktion beteiligten Detektorkomponenten ab. TAB. 6.2 zeigt die Schnitte für die neutralen Teilchen.

Ereignisselektion

Die nach diesen Schnitten verbleibenden Teilchenspuren werden als Grundlage für die Ereignisschnitte verwendet. Zuerst werden hadronische Ereignisse durch Abfrage der DELANA-Identifikation für hadronische oder nicht eindeutige Z -Ereignisse vorselektiert und von den leptonischen Z -Ereignissen getrennt^{#6.2}, anschließend werden die nachfolgenden ereignisbezogenen Schnitte durchgeführt:

- ▶ minimale sichtbare Energie und Hemisphärenenergie^{#6.3} geladener Teilchen → Unterdrückung von Strahl-Wand-, Strahl-Gas- und zwei-Photon-Ereignisse, welche eine kleine geladene Energie beim Vergleich zu hadronischen Zerfällen aufweisen;
- ▶ minimale geladene Multiplizität → Unterdrückung leptonischer Ereignisse und kosmischer Strahlung;
- ▶ minimaler Polarwinkel der Sphärizitätsachse des Ereignisses → der größte Teil des Ereignisses liegt im Zentralbereich des Detektors;
- ▶ das Ereignis wird verworfen, wenn der gemessene Impuls einer geladenen Spur größer als 45 GeV ist (extreme Fehlmessung).

Die geladene Energie wird aus den Impulsen unter der Verwendung der Pionmassenhypothese von $m_\pi = 0.1396 \text{ GeV}$ [76] berechnet. Durch den Schnitt auf den Polarwinkel der Sphärizitätsachse eines Ereignisses wird außerdem sichergestellt, daß das Ereignis im Akzeptanzbereich der TPC und des Vertexdetektors liegt. Dies ist für die Rekonstruktion von Quark- und Gluon-Jets im Rahmen der weiteren Analyse von großer Bedeutung. TAB. 6.3 stellt eine Zusammenstellung der gewählten Ereignisschnitte dar.

Variable	Schnitt	% Verlust
$E_{gel.}^{Hemi}$	$\geq 3\%$ von \sqrt{s}	7.5
$E_{gel.}^{gesamt}$	$\geq 15\%$ von \sqrt{s}	0.8
$N_{gel.}$	≥ 5	0.2
$\theta_{Sphärizität}$	$30^\circ - 150^\circ$	10.6
p_{max}	$45 \text{ GeV}/c$	0.6

TAB. 6.3 : *Ereignisschnitte*

#6.2 Technisch gesehen geschieht dies durch Abfrage des ersten oder dritten DELANA-Identifikations-Bits.

#6.3 Hierbei bezeichnen die Hemisphären die beiden Hälften des Detektors, welche durch den Polarwinkel $\theta = 90^\circ$ getrennt werden.

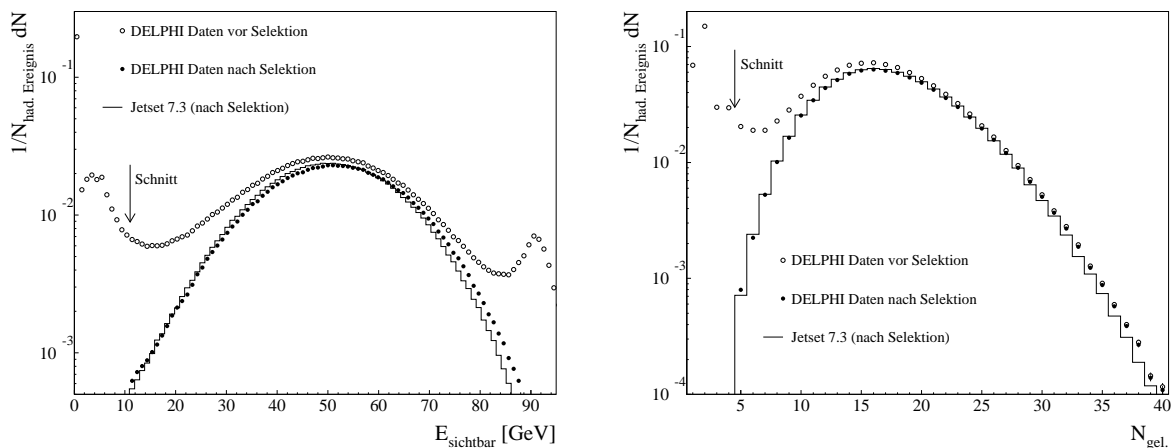


ABB. 6.1 : *Wirkung des Schnittes auf die minimale geladene Multiplizität (links) und Energie (rechts) eines Ereignisses.*
Der gewählte Schnitt ist mit einem Pfeil kenntlich gemacht.

Die Wirkung dieser Schnitte ist exemplarisch am Beispiel der minimal geladenen Multiplizität und der minimal sichtbaren Energie geladener Teilchen eines Ereignisses in ABB. 6.1 dargestellt.

Nach dieser Selektionskette, welche auch für hadronische *Monte Carlo*-Ereignisse durchgeführt wurde, stehen die in TAB. 6.4 aufgeführten hadronischen Ereignismengen für die weitere Analyse zur Verfügung ^{#6.4}.

Anzahl der Ereignisse						
Jahr	Daten			Monte Carlo		
	insgesamt	prozessiert	akzeptiert	prozessiert	akzeptiert	Effizienz [%]
1992	1174485	748341	604490	2091688	1723829	82.4
1993	1238649	759539	608025	1946782	1605915	82.4
1994	2152274	1467025	1198034	5218635	4304445	82.4
1995	1113145	720381	577196	1250196	1029486	82.3
total	5678553	3695286	2987745	10507301	8663675	82.4

TAB. 6.4 : *Selektierte (hadronische) Ereignismengen*

Als „prozessierte“ Daten werden die Daten bezeichnet, die nach der DELANA-Identifikation als hadronische Ereignisse gekennzeichnet werden. Unter „akzeptierten“ Ereignissen versteht man die Ereignisse, die nach allen oben genannten Schnitten übrig geblieben sind.

^{#6.4} Gemessene Verteilungen von *Monte Carlo*-Ereignissen werden jahrgangsweise so aufaddiert, daß ihr relatives Verhältnis dem der Daten entspricht.

6.2 Die Selektion der Ereignistopologien

Der DURHAM- (s. KAP. 4.4) bzw. der CAMBRIDGE-Cluster-Algorithmus (s. KAP. 4.4.1) werden nun verwendet, um Drei-Jet-Endzustandsereignisse zu selektieren. Aus Impulserhaltungsgründen sind ideale Drei-Jet-Ereignisse komplanar (s. dazu KAP. 4.5).

Die Jets sind im folgenden in der Reihenfolge fallender Jet-Energie numeriert. Um Detektorineffizienzen und mangelnde -Akzeptanzen zu unterdrücken, wird hierbei die Jet-Energie nicht als Summe der Energie der Teilchen in einem Jet angenommen, sondern die Jet-Energie wird mit Hilfe der Winkel zwischen den Jets berechnet. Aus Energie- und Impulserhaltung

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= E_1 + E_2 + E_3 \\ 0 &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 \\ 2\pi &= \vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3,\end{aligned}$$

folgt, daß der Impulsbetrag eines beliebigen Jets durch den eines anderen ausgedrückt werden kann durch

$$p_i = p_j \frac{\sin \vartheta_i}{\sin \vartheta_j} \quad .$$

Unter der Annahme masseloser Parton-Kinematik ($E = p$) folgt dann direkt:

$$E_i = \sqrt{s} \cdot \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + \sin \theta_3}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (6.1)$$

s : Schwerpunktsenergie

Die Jet-Achsen werden in die Ereignisebene projiziert, die als die Ebene senkrecht zu dem kleinsten Sphärizitätseigenvektor definiert ist.

Aus der vorselektierten Drei-Jet-Ereignismenge werden verschiedene Ereignistopologien zur weiteren Analyse herausgesucht (s. ABB. 6.2):

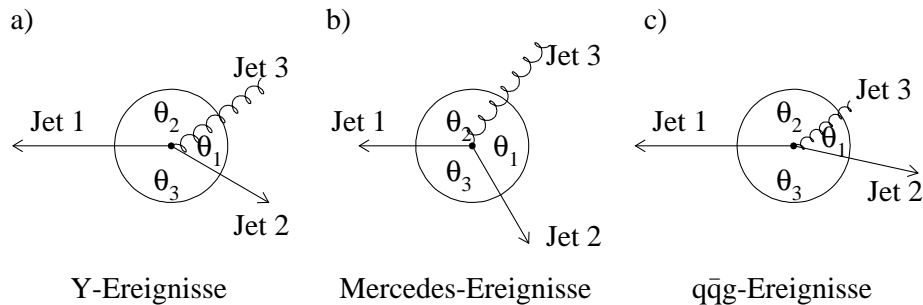


ABB. 6.2 : *Ereignistopologien*

- a) zweizählig symmetrische Ereignisse, **Y-Ereignisse**,
 $\theta_{2,3}^{proj} \in [150^\circ - 15^\circ, 150^\circ + 15^\circ]$
- b) dreizählig symmetrische Ereignisse, **Mercedes-Ereignisse**,
 $\theta_{2,3}^{proj} \in [120^\circ - 15^\circ, 120^\circ + 15^\circ]$
- c) asymmetrische Drei-Jet-Ereignisse,
 $\theta_{2,3}^{proj} \in [135^\circ - 35^\circ, 135^\circ + 35^\circ]$.

Die beiden Arten von symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen sind ausgewählt worden, um Quark- und Gluon-Jets annähernd gleicher Energieskala zu erhalten. Dies erlaubt einen direkten Vergleich von Quark- und Gluon-Jet-Eigenschaften innerhalb der gleichen Ereignisumgebung. Hierbei kann der Gluon-Jet jeweils mit einem Quark-Jet im Fall von Y-Ereignissen und mit zwei Quark-Jets im Falle von Mercedes-Ereignissen verglichen werden. Der Nachteil der relativ kleinen Datenstatistik wird im Falle der asymmetrischen Drei-Jet-Ereignisse umgangen, jedoch wird hier ein Kriterium benötigt, welches die Jets miteinander vergleichbar macht. Dies führte zu der Frage der relevanten Jet-Skalen (s. KAP. 8). Bei den asymmetrischen Ereignissen werden in den folgenden Analysen (wie bei den Y-Ereignissen) nur die beiden niederenergetischen Jets betrachtet.

Weiterhin wird verlangt, daß die Summe der Winkel zwischen den Jets 355° überschreitet, um sicherzustellen, daß das Ereignis im Detektor mit einer hohen Güte gemessen wurde. Um Drei-Jet-Ereignisse weiter vorzuselektieren, sind folgende zusätzliche Schnitte in nachfolgender Reihenfolge durchgeführt worden:

- ▶ Jeder der drei Jets muß einen minimalen Polarwinkel von $\theta = 30^\circ$ zur z -Achse des DELPHI-Koordinatensystems aufweisen.
- ▶ Die minimal sichtbare Energie pro Jet ist größer als 5 GeV .
- ▶ Es werden in jedem Jet mindestens zwei geladene oder neutrale Spuren verlangt.

TAB. 6.5 gibt die Wirkung dieser Schnitte als prozentuale Verluste von Ereignissen aus der ursprünglichen Drei-Jet-Menge von Y-, Mercedes- und asymmetrischen Ereignissen an.

Der einzige größere Verlust an Ereignissen wird durch den Schnitt auf den Winkel zur Strahlachse verursacht. Nach diesen Selektionen erhält man die in TAB. 6.6 angeführten Ereignismengen.

ABB. 6.3 zeigt ein mit dem DELPHI-Detektor gemessenes symmetrisches Drei-Jet-Ereignis der Mercedes-Topologie. Die Ansicht ist senkrecht zum Strahlrohr in der xy -Ebene.

Schnitt	prozentuale Verluste		
	Y	Mercedes	asymmetrisch
Komplanarität	~ 0.04%	~ 0.05%	~ 0.06%
θ_{Strahl}	~ 10.7%	~ 7.1%	~ 12%
min. $E_{sicht.}$	~ 0.01%	~ 0.05%	~ 0.11%
< 2 Spuren	~ 0.38%	~ 0.12%	~ 0.38%

 TAB. 6.5 : *Vorselektion symmetrischer Drei-Jet-Ereignisse*

Die Zahlen geben die prozentualen Verluste der Daten-Statistik durch die verschiedenen Schnitte wieder.

Jahr	Y-Ereignisse		Mercedes-Ereignisse		Asymmetrische Ereignisse	
	Daten	Monte Carlo	Daten	Monte Carlo	Daten	Monte Carlo
1992	37914	120011	4099	12822	109274	334736
1993	38013	112033	4160	12360	108444	310580
1994	74696	299915	7893	32278	179550	833254
1995	35932	71504	3792	7662	103001	198460
total	186555	603463	19944	65122	500269	1677030

 TAB. 6.6 : *Ereignismengen der selektierten Ereignistopologien*

Die Y- und Mercedes-Ereignisse sind eine Teilmenge der asymmetrischen Ereignisse.

Die gekrümmten Linien in ABB. 6.3 stellen die rekonstruierten Spuren geladener Teilchen dar. Deutlich zu erkennen sind die vielen Ansprechere in den sechs Segmenten der TPC. In Verbindung mit den Ansprechern im OD sind eindeutige Spurrekonstruktionen möglich. Jedes dieser drei rekonstruierten Teilchenbündel wird vom Cluster-Algorithmus als ein Jet erkannt.

6.3 Die Identifikation von Quark- und Gluon-Jets

Zur Identifizierung von Quark- und Gluon-Jets wird ein zweistufiges Bestimmungsverfahren durchgeführt. Im ersten Schritt werden b -Ereignisse^{¶6.5} vorselektiert. Im zweiten Schritt werden für diese Ereignisse die b -Jets identifiziert, so daß der verbleibende Jet dem Gluon zugeordnet werden kann. Gluonen werden also in Drei-Jet-Ereignissen über eine Veto-Bedingung schwerer Quarks identifiziert, so daß ein möglicher Einfluß der Identifizierungsmethode auf die Eigenschaften der selektierten Gluon-Jets gering ist.

¶6.5 Obwohl im folgenden oft nur von b -Ereignissen und b -Jets gesprochen wird, gelten nachfolgende Aussagen, wenn auch in abgeschwächter Form, ebenfalls für c -Ereignisse und c -Jets.

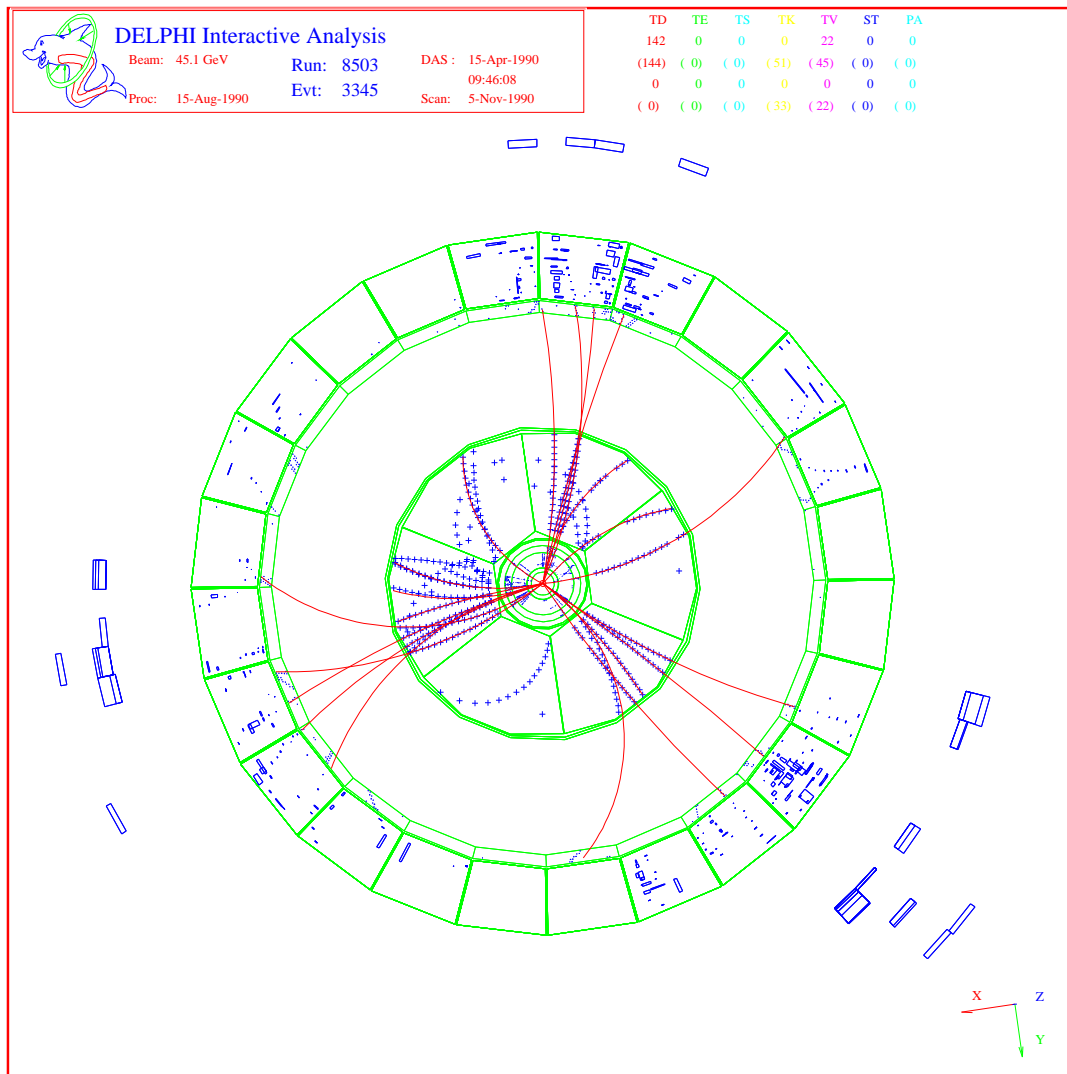


ABB. 6.3 : *Mit dem DELPHI-Detektor gemessenes Mercedes-Ereignis*

6.3.1 Die Identifikation von b -Ereignissen

Zur Selektion einer b -Ereignismenge mit hoher Reinheit wird eine Wahrscheinlichkeitsmethode benutzt [77], die ursprünglich in [78] vorgeschlagen wurde und die Erweiterungen von [79] enthält. Das Prinzip dieser Methode basiert auf der Messung der von Null verschiedenen Lebensdauer von Hadronen, die ein schweres Quark beinhalten. Hadronen, die ein b -Quark enthalten, haben z.B. eine Lebensdauer von ca. 1.5 ps . Ferner werden B -Hadronen in Z -Zerfällen mit einem großen Impuls produziert. Diese beiden Tatsachen, begleitet von der großen Masse der B -Hadronen, begründet, daß die Zerfallsprodukte von B -Hadronen große Impaktparameter zum primären Vertex haben. Die Flugdistanz dieser Hadronen kann dann experimentell über die Impaktparameter von Teilchenspuren gemessen werden. Sie sind als die Entfernung der kleinsten Annäherung zum Z -Zerfallsvertex

(primärer Vertex) in der (R, ϕ) -Ebene bzw. in z -Richtung definiert. Jede für die Methode verwendete Spur muß mehr als einen Ansprechere im Vertexdetektor haben, um eine präzise Messung der Impaktparameter zu gewährleisten. Das Vorzeichen der Impaktparameter ist als positiv definiert, wenn der Vektor, der den primären Vertex und den Punkt der nächsten Annäherung der Spur verbindet, in der gleichen Richtung liegt wie der Jet, zu dem die jeweilige Spur gehört. Mit dieser Definition haben Spuren, die aus Zerfällen von B -Hadronen stammen, positive Impaktparameter. Dagegen sind von Null verschiedene Impaktparameter, die aus einer ungenauen oder falschen Rekonstruktion von Teilchenflugbahnen aus dem primären Vertex herrühren, gleichwahrscheinlich positiv oder negativ.

Die Größe der Impaktparameter (die Distanz vom primären Vertex zur Teilchenspur) kann als $\delta_a = |\eta_a - (\vec{E}_a \cdot \vec{V})|$ beschrieben werden (s. ABB. 6.4), wobei \vec{E}_a der Einheitsvektor ausgehend vom Punkt \vec{P}_a der nächsten Annäherung zum Vertex ist, \vec{V} ist der Vektor vom Koordinatenursprung zum primären Vertex und η_a ist die Projektion der Distanz vom Ursprung zum Punkt \vec{P}_a auf den Vektor \vec{E}_a ($\eta_a = (\vec{P}_a \cdot \vec{E}_a)$).

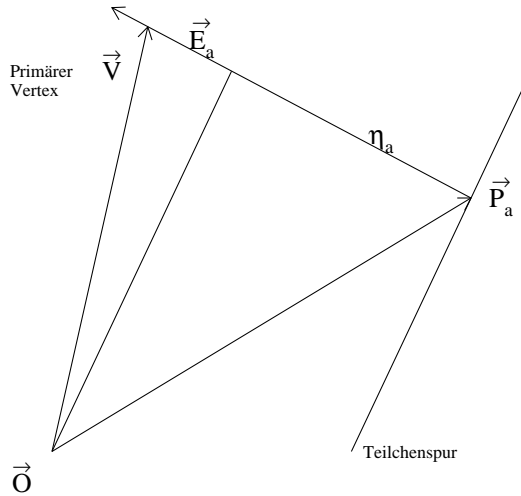


ABB. 6.4 : *Definition der Impaktparameter*

Für den Fehler der Impaktparameter erhält man folgenden Ausdruck:

$$\sigma_{d_a}^2 = \begin{cases} \sigma_a^2 - (E_a)_i \cdot (E_a)_j \cdot \gamma_{ij} & \text{wenn die Spur } a \text{ zum Vertexfit gehört;} \\ \sigma_a^2 + (E_a)_i \cdot (E_a)_j \cdot \gamma_{ij} & \text{sonst.} \end{cases}$$

Hierbei ist σ_a der Fehler der Spur, den man durch Fehlerfortpflanzung der (5×5) Kovarianzmatrix der Spurparameter zum Punkt \vec{P}_a erhält. γ_{ij} ist die Kovarianzmatrix der

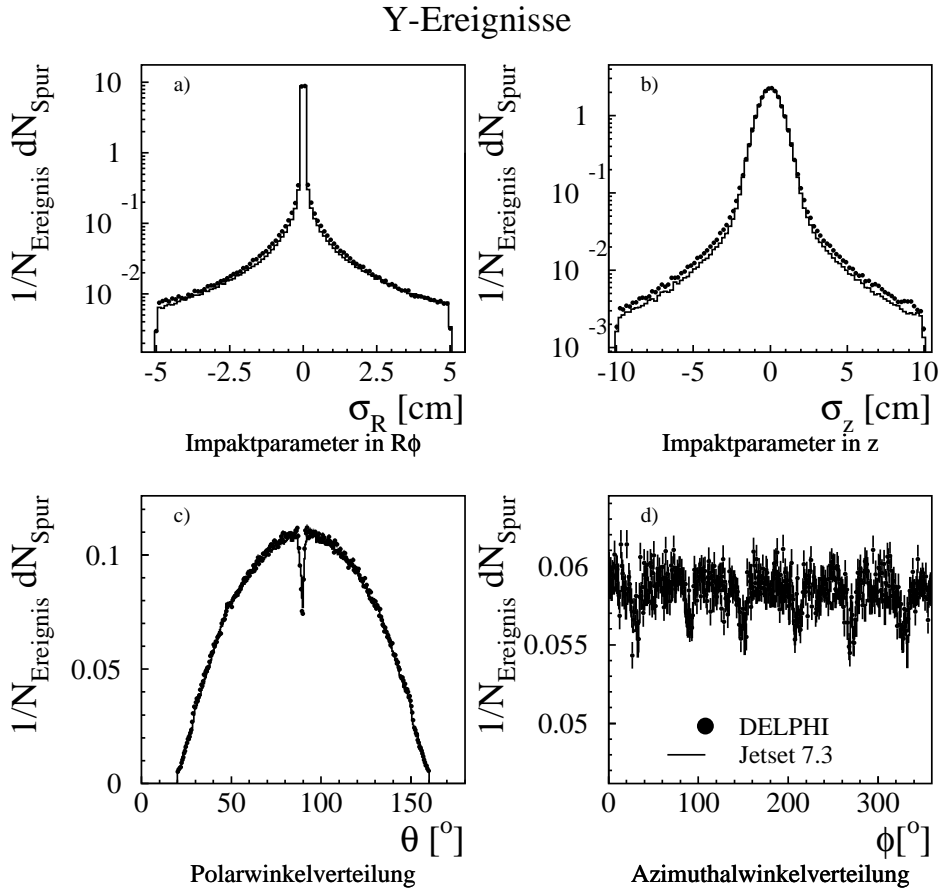


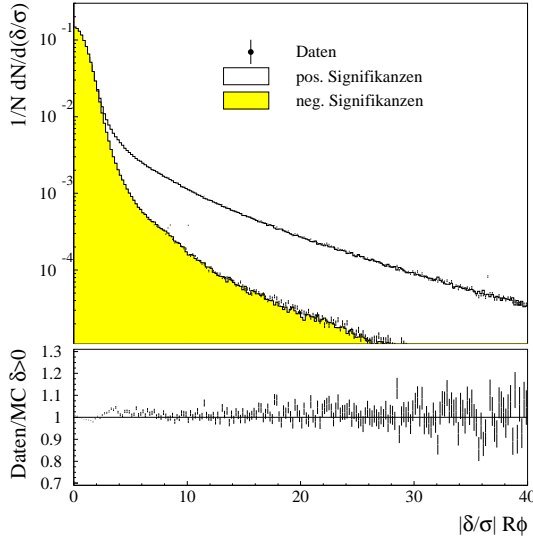
ABB. 6.5 : **Impaktparameterverteilungen für Y-Ereignisse**

a) in der (R, ϕ) -Ebene, b) in z -Richtung, c) Polarwinkelverteilung, d) Azimutalwinkelverteilung. Die Linien entsprechen jeweils den Monte Carlo-Vorhersagen.

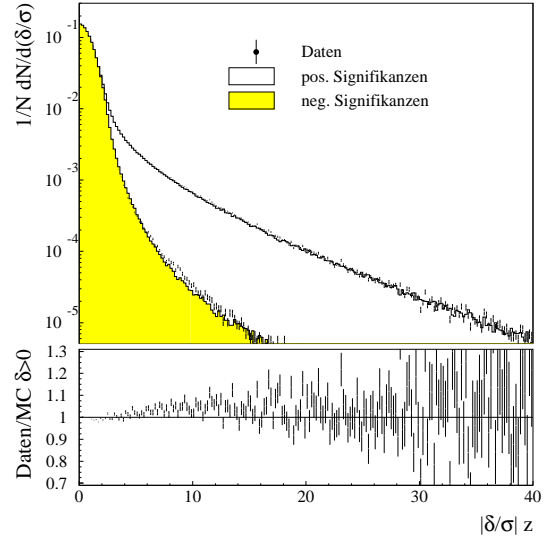
Vertexposition. Das nicht triviale negative Vorzeichen in der ersten Zeile der Fehlerformel stammt von Korrelationen verschiedener Spuren in den angepaßten Werten V_i . ABB. 6.5 zeigt die Impaktparameterverteilungen in (R, ϕ) und in z am Beispiel der Y-Ereignisse in sehr guter Übereinstimmung von DELPHI-Messung und Simulation.

Das Verhältnis zwischen dem Wert des Impaktparameters δ und dessen Fehler σ wird als die Signifikanz S der Spur bezeichnet (s. ABB. 6.6 und 6.7).

In erster Näherung tragen die Teilchen aus dem Zerfall von B - und D -Hadronen positive Signifikanzen. Die Verteilung der negativen Signifikanzen reflektiert hauptsächlich die Auflösung des Vertexdetektors. Diese experimentelle Auflösung bestimmt die Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(S_0)$, welche die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Spur aus dem primären Vertex angibt, eine Signifikanz mit einem absolutem Wert von S_0 oder


 ABB. 6.6 : *Signifikanz in (R, ϕ)*

Die Linien entsprechen jeweils den Monte Carlo-Vorhersagen.


 ABB. 6.7 : *Signifikanz in z*

Die Linien entsprechen jeweils den Monte Carlo-Vorhersagen.

größer zu haben. Mathematisch erhält man diese Funktion für negative Werte der Signifikanz, indem man die negative Signifikanzverteilung vom kleinsten Wert an bis hin zu S_0 integriert und annimmt, daß für positive Signifikanzen $P(S_0)$ mit

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S < S_0} \rho(S) dS & \text{wenn } S_0 < 0 \\ P(-S_0) & \text{wenn } S_0 > 0 \end{cases} .$$

identisch ist.

Die Auflösungskurve $\rho(S)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Signifikanzverteilung. Die Funktion $P(S)$ hat für Spuren aus dem primären Vertex einen flachen Verlauf und für solche aus Zerfällen schwerer Hadronen, welche einen sekundären Vertex bilden, eine Überhöhung bei kleinen Wahrscheinlichkeiten. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine bestimmte Anzahl von N Spuren mit ihrer jeweiligen Signifikanz S_i aus dem primären Vertex stammt, wird wie folgt angegeben:

$$P_N \equiv \prod_{i=1}^N P(S_i) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \prod_{i=1}^N P(S_i))^j}{j!} .$$

Der Beweis, daß sich diese Variable wie eine Wahrscheinlichkeit verhält, findet sich in [78].

Spuren aus K_S^0 - und Λ -Zerfällen und Photonkonversionen in e^+e^- -Paare werden in dieser Selektion nicht berücksichtigt.

Erweiterung der Methode

Die oben vorgestellte Methode wird im Rahmen der sogenannten „Kombinierten b -Identifikation“ erweitert [79]. Hierunter versteht man die optimale Kombination von verschiedenen Diskriminierungsvariablen der B -Hadronen bzgl. anderer Teilchen in eine einzige Identifizierungsvariable. „Optimale Kombination“ bedeutet hierbei, daß durch die resultierende Variable eine bestmögliche Untergrundunterdrückung bei gegebener Signaleffizienz erreicht wird.

Im folgenden wird zunächst eine einzelne Diskriminierungsvariable x mit Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f^S(x)$ für Signalereignisse und $f^B(x)$ für den Untergrund betrachtet. Außerdem soll das Verhältnis $R(x) = f^B(x)/f^S(x)$ eine monoton fallende Funktion in x sein. Wenn man dann Ereignisse innerhalb eines Intervalls $[x_1, x_2]$ selektiert, kann das Hinzufügen von Ereignissen mit $x > x_2$ nur die Reinheit der Ereignismenge und die Effizienz der Signalidentifizierung erhöhen. In diesem einfachen Fall ist die optimale Identifizierung bei vorgegebener Effizienz ϵ_0 durch die Selektion aller Ereignisse oberhalb der Schwelle $x > x_0$ gegeben, wobei x_0 durch die Gleichung $\epsilon_0 = \int_{x>x_0} f^S(x)dx$ bestimmt ist.

Man betrachtet nun den allgemeinen Fall, daß $R(x)$ eine willkürliche Funktion ist und definiert eine neue Variable y als:

$$y = \frac{f^B(x)}{f^S(x)} \quad . \quad (6.2)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dieser neuen Variable für das Signal und den Untergrund ($g^S(y), g^B(y)$) können wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} g^S(y) &= \int \delta\left(y - \frac{f^B(x)}{f^S(x)}\right) f^S(x)dx \\ g^B(y) &= \int \delta\left(y - \frac{f^B(x)}{f^S(x)}\right) f^B(x)dx \\ &= y \cdot g^S(y) \quad . \end{aligned}$$

Somit kann für die neue Variable y das Verhältnis der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $R(y) = g^B(y)/g^S(y)$ in der einfachen Form $R(y) = y$ angegeben werden. Das Verhältnis ist monoton in y und man erhält wieder den zuerst betrachteten einfachen Fall. Die optimale Identifizierung im Falle einer einzelnen willkürlichen Diskriminierungsvariablen

erhält man also unter der Transformation 6.2 und der Selektion von Ereignissen mit $y < y_0$.

Man kann diese Vorgehensweise nun einfach auf eine beliebige Anzahl von Diskriminierungsvariablen x_1, \dots, x_n erweitern, indem man die neue Variable y als

$$y = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)} \quad (6.3)$$

definiert, wobei $f^B(x_1, \dots, x_n)$ und $f^S(x_1, \dots, x_n)$ wiederum die entsprechenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für den Untergrund und das Signal sind. Im Falle von unabhängigen Diskriminierungsvariablen kann man y nun wie folgt ausdrücken:

$$y = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)} = \prod_{i=1}^n \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)} = \prod_{i=1}^n y_i \quad . \quad (6.4)$$

Die optimale Identifikation wird dann wie folgt durchgeführt:

- ▶ Für jede Diskriminierungsvariable wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion sowohl für das Signal $f_i^S(x_i)$ als auch für den Untergrund $f_i^B(x_i)$ definiert.
- ▶ Die neuen Variablen y_i werden definiert als: $y_i(x_i) = f_i^B(x_i)/f_i^S(x_i)$.
- ▶ Die kombinierte Identifikationsvariable wird definiert als $y = \prod_{i=1}^n y_i$.
- ▶ Die Ereignisse mit $y < y_0$ werden als Signal identifiziert, wobei der Wert y_0 frei und kontinuierlich variiert werden kann, um eine gewünschte Reinheit oder Effizienz der Identifikation zu erhalten.

Diese Identifikationsprozedur ist relativ einfach und erlaubt es, jede Anzahl von Variablen dem Diskriminierungsverfahren ohne zusätzliche Komplikationen hinzuzufügen.

Im folgenden werden einige Diskriminierungsvariablen mit geringen Korrelationen vorgestellt, mit denen dann obige Identifikationsprozedur unter der Annahme der Unabhängigkeit der Variablen durchgeführt werden kann [79]. Hierfür wird zunächst versucht, in den Jets einen sekundären Vertex des B -Zerfalls zu rekonstruieren (s. **ABB. 6.8**).

Hierbei wird verlangt, daß mindestens zwei Spuren nicht mit dem primären Vertex kompatibel sind und einen Wert $L/\sigma_L > 4$ haben, wobei L die Distanz von dem primären zum sekundären Vertex ist und σ_L der dazugehörige Fehler. Man kann dann z.B. folgende Diskriminierungsvariablen bilden:

- ▶ die bereits eingeführte Jet-Lebensdauerwahrscheinlichkeit P_N (B -Hadronen haben eine längere Lebensdauer),

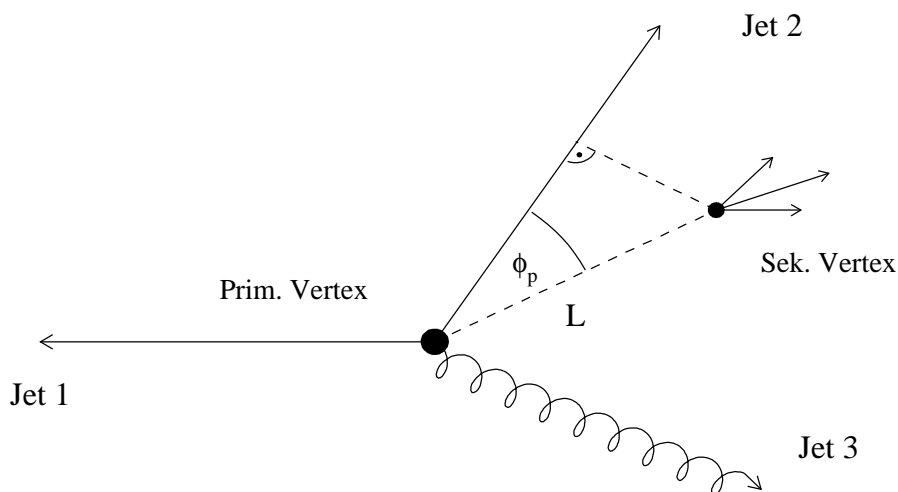


ABB. 6.8 : *Der sekundäre Vertex*

- ▶ die effektive Masse der Teilchen, die zum sekundären Vertex gehören (die Masse in b -Jets ist deutlich größer als in anderen Jets),
- ▶ die Rapidität der Teilchen aus dem sekundären Vertex bzgl. der Jet-Achse und
- ▶ der Bruchteil der geladenen Energie des Jets, der zum sekundären Vertex gehört (diese Variable ist sensitiv auf die unterschiedlichen Fragmentationsfunktionen).

Diese b -Bestimmungsmethode für die globale Ereignisidentifikation wird verwendet, da sie alle zur Verfügung stehenden Spuren benutzt, was einer bestmöglichen Identifikation im Vergleich zu anderen Bestimmungsverfahren gleichkommt, die eine explizite Lebensdauerermessung oder eine explizite Lepton-Identifikation benutzen. Zur Klassifizierung von b -Ereignissen wird die kombinierte Wahrscheinlichkeit P_N für alle Spuren eines Ereignisses berechnet und es wird auf einen Wert $\lambda_E = P_E + 2 \geq 1.03$ geschnitten^{#6.6}. ABB. 6.9 zeigt die Daten und *Monte Carlo*-Verteilungen der Ereigniswahrscheinlichkeit λ_E , welche auf ca. 5% genau übereinstimmen.

Dieser Schnitt korrespondiert mit einer Reinheit von ca. 56% und einer Effizienz von ca. 88% bei Y -Ereignissen. Hierbei werden c -Ereignisse den selektierten b -Ereignissen bei der Reinheitsbestimmung zugeordnet, da Gluon-Jets identifiziert werden sollen. Effizienz und Reinheit sind wie folgt definiert:

#6.6 Die Addition von 2 dient nur zur Verschiebung der resultierenden Verteilungen durch den Nullpunkt.

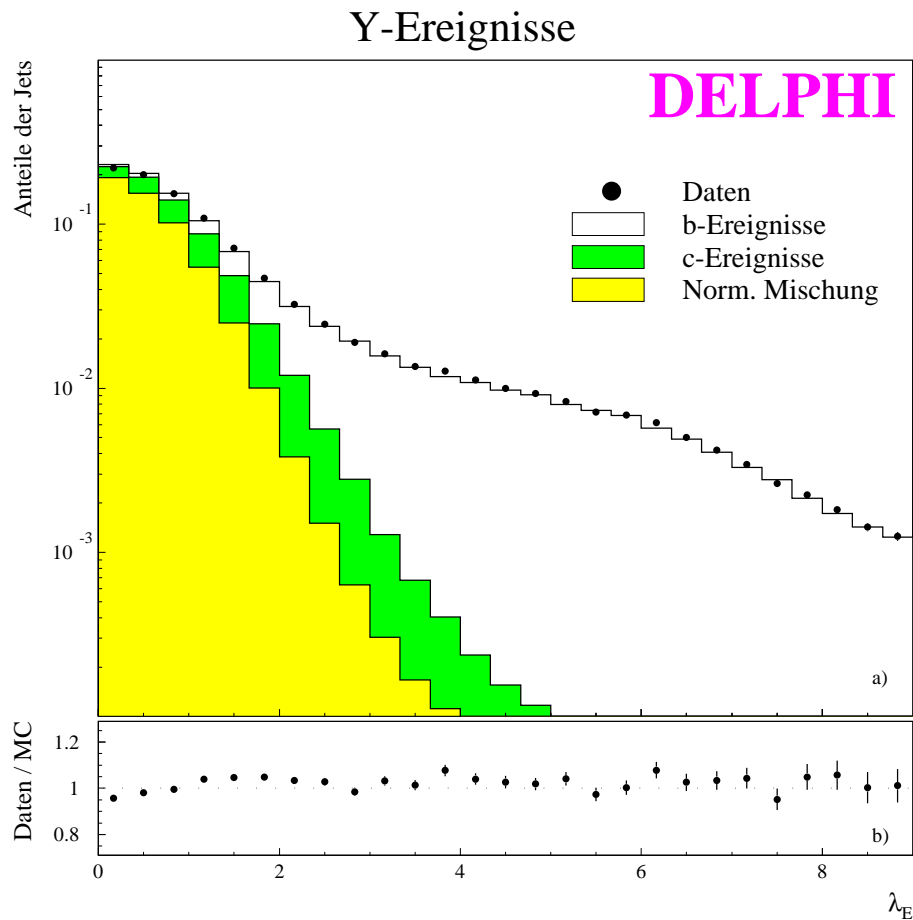


ABB. 6.9 : **Die Ereigniswahrscheinlichkeit** λ_E

(a) zeigt die Verteilung der Variablen zur b -Ereignisidentifikation λ_E für DELPHI-Daten und Simulation in Y -Ereignissen. Die Beiträge der einzelnen Ereignisklassen sind aufaddiert. (b) zeigt das Verhältnis von Daten und Simulation für λ_E

$$\text{Reinheit} = \frac{\text{Anzahl schwerer Quark Ereignisse}}{\text{Anzahl aller identifizierter Ereignisse}}$$

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl identifizierter } b\text{-Quark Ereignisse}}{\text{Anzahl aller } b\text{-Quark Ereignisse}}$$

ABB.6.10 zeigt die Effizienz- und Reinheitsverteilung der b -Ereignisselektion in Y -Ereignissen über alle Jahrgänge gemittelt. In ABB.6.11 ist eine deutliche Verbesserung an den Daten des Jahres 1994 erkennbar. Das betrifft sowohl die Datenprozessierung als auch die Erweiterung der b -Identifikation.

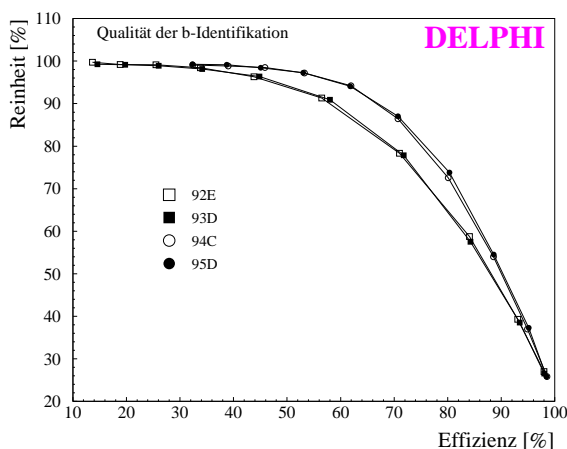


ABB. 6.10 : *Effizienz- und Reinheitsverteilung der b-Ereignisselektion der verschiedenen Daten-Jahre*

Die Verbesserung in den Jahren 1994 und 1995 ist auf die zusätzlichen Informationen der z-Lage des Vertexdetektors zurückzuführen, welche in den vorherigen Jahren noch nicht zur Verfügung stand.

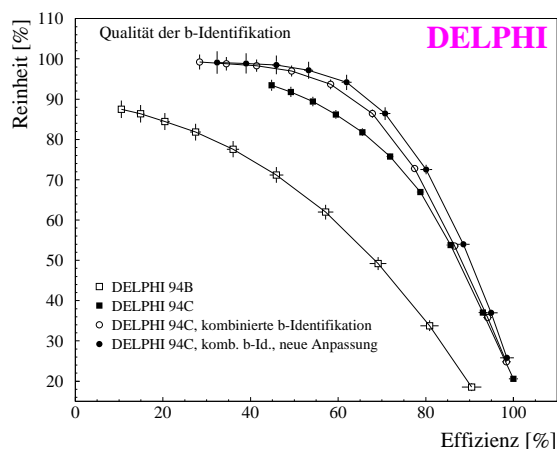


ABB. 6.11 : *Verbesserungen der b-Ereignisselektion in Abhängigkeit von der Datenprozessierung*

Dargestellt ist die Steigerung der Effizienz und der Reinheit der b-Identifikation auf Ereignis-Niveau durch die verbesserte Daten-Prozessierung (94B→94C) und die Hinzunahme weiterer Variablen zur b-Identifikation durch die Impaktparameter-Identifikation.

Die Berechnung der Effizienz und der Reinheit wurde mit Ereignissen, die mit dem *Monte Carlo* JETSET 7.3 generiert wurden, durchgeführt. Diese haben die volle Simulation des DELPHI-Detektors (DELSIM) und die Standard DELPHI-Daten-Rekonstruktionskette passiert.

Weiterhin wurde überprüft, daß die *b*-Bestimmungseffizienz nicht signifikant von der Ereignistopologie abhängt.

6.3.2 Die Trennung von Quark- und Gluon-Jets

Um in einem *b*-identifizierten Ereignis Quark- und Gluon-Jets zu unterscheiden, wird die in KAP. 6.3.1 beschriebene Methode auf die Spuren eines Jets angewendet. ABB. 6.12 zeigt die Daten- und *Monte Carlo*-Verteilungen der aus der kombinierten Impaktparameter-Methode gewonnenen Jet-Wahrscheinlichkeit λ_J für die einzelnen Jets. Normale Mischung bezeichnet hierbei Quark- und Gluon-Jets aus Ereignissen mit leichten Quarks (*uds*). Man erkennt, daß schwere Quarks, vor allem *b*-Quarks, sehr gut von Gluonen getrennt werden können und daß Daten und *Monte Carlo*-Verteilungen auf wenige Prozent genau übereinstimmen.

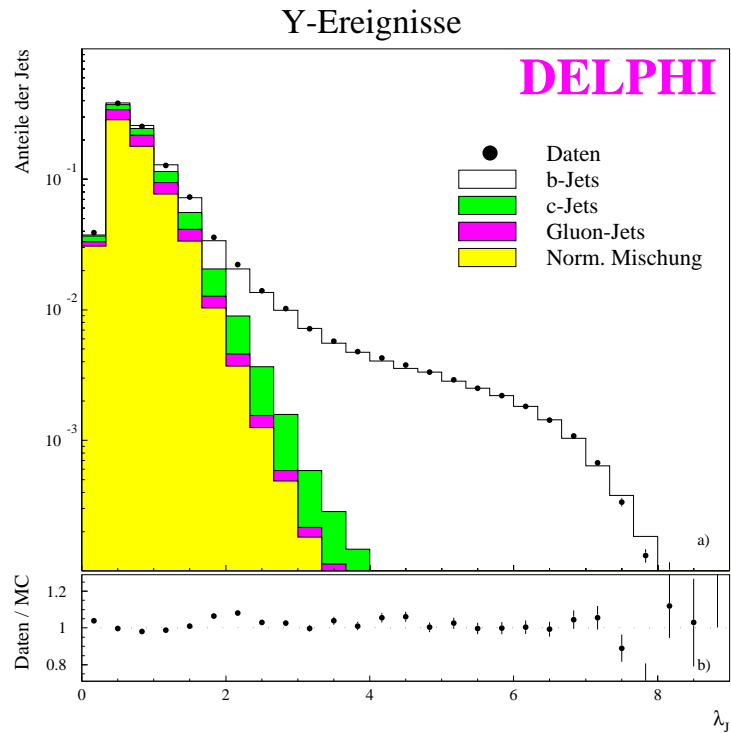


ABB. 6.12 : *Die Jet-Wahrscheinlichkeit λ_J*
a) zeigt die Verteilung der Variablen zur b-Jet-Identifikation λ_J für DELPHI-Daten und Simulation (für die beiden niedereenergetischen Jets). Die Beiträge der einzelnen Jet-Klassen sind aufaddiert. b) zeigt das Verhältnis von Daten und Simulation für λ_J .

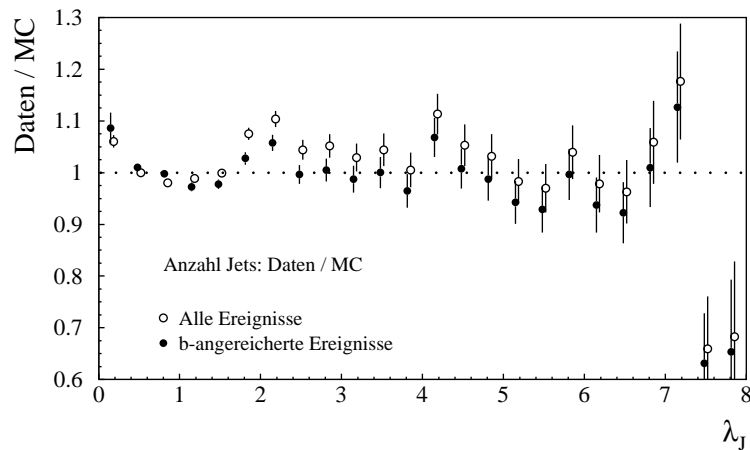


ABB. 6.13 : *Verhältnis der Jet-Wahrscheinlichkeit vor und nach der b-Ereignisselektion*

Dargestellt ist das Verhältnis der Variablen zur b-Jet-Identifikation λ_J für Daten und Simulation in Y-Ereignissen. Es besteht eine gute Übereinstimmung der Verhältnisse sowohl nach erfolgreicher b-Ereignisidentifikation als auch in allen Ereignissen.

ABB.6.13 zeigt die Übereinstimmung der Jet-Wahrscheinlichkeit zwischen Daten und *Monte Carlo* vor und nach der *b*-Ereignisselektion. Man sieht, daß die Ereignisselektion keinen signifikanten Einfluß auf die Übereinstimmung hat.

ABB.6.14 zeigt noch einmal für die Ereignis- und Jet-Wahrscheinlichkeiten λ_E bzw. λ_J die Unterschiede zwischen den Daten und *Monte Carlo*-Verteilungen, jahrgangswise getrennt und über alle Jahre gemittelt. Hierbei erkennt man, daß die größten Abweichungen zwischen Daten und *Monte Carlo* im Jahrgang 1995 vorliegen.

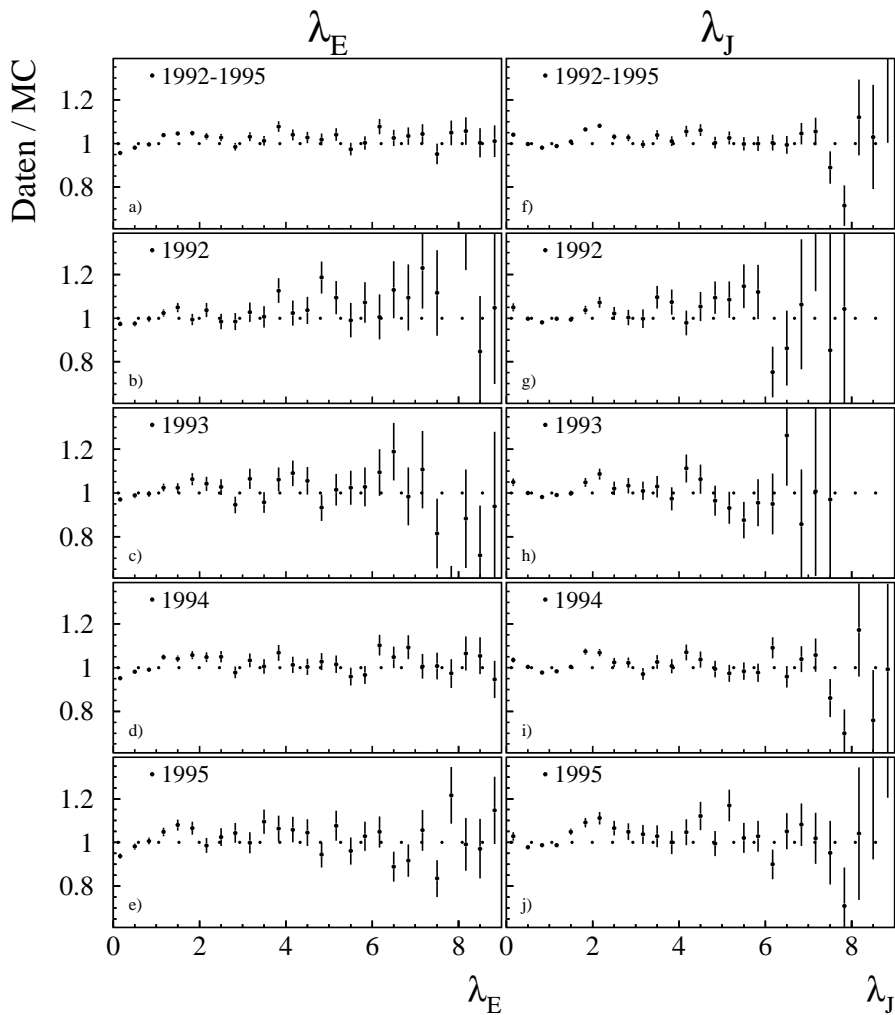


ABB. 6.14 : **Verhältnis von λ_J und λ_E für Daten und Monte Carlo 1992-1995**

Gezeigt ist die Übereinstimmung der *b*-Identifikation in den verschiedenen Jahrgängen der Datennahme zwischen Daten und Simulation. a)-e) zeigt die Übereinstimmung der *b*-Ereignisidentifikation für alle Jahrgänge (a) sowie für die Jahrgänge 1992-1995 separat (b-e). Analog zeigt (f) das Verhältnis der Jet-Identifikationsvariable für Daten und Simulation für alle Jahrgänge (1992-1995) und für die Jahrgänge 1992-1995 separat (g-j).

6.3.3 Die Zuordnung der Jets zu den Partonen im *Monte Carlo*

Innerhalb der Partonschauer-Generatoren ist es nicht definiert, welches Hadron im Endzustand welchem primären Parton zugeordnet ist, da die Zerfallshistorie durch die String-Bildung im Falle von JETSET und ARIADNE oder durch die Cluster-Bildung im Falle von HERWIG unterbrochen wird. Um nun den Jet zu bestimmen, der aus dem primären Gluon stammt, werden drei verschiedene Methoden der Gluon-Jet-Bestimmung im (generierten) *Monte Carlo* miteinander verglichen:

- ▶ **Winkel-Methode:** Es wird angenommen, daß der Gluon-Jet der Jet ist, der den größten relativen Winkel zu den B -Hadronen aufweist^{#6.7}. TAB. 6.7 zeigt die Funktionsfähigkeit dieser Methode, d.h in welchen Fällen die Methode versagt. Außerdem wird die Häufigkeit angegeben, daß Jet 1 ein Quark-Jet ist.

	%
mehr als 2 b -Partonen gefunden	0.36
beide b -Partonen dem gleichen Jet zugeordnet	0.67
ein b -Parton zwei Quark-Jets zugeordnet	0.19
Methode erfolgreich	98.78
Jet 1 ist ein Quark-Jet	95.91

TAB. 6.7 : **Statistik zur Funktionsfähigkeit der Winkel-Methode**

Diese Tabelle erhält man für Drei-Jet-Ereignisse beliebiger Topologie mit $\theta_2, \theta_3 \in [110^\circ, 170^\circ]$. Diese Ereignisse beinhalten auch die symmetrischen Ereignisse.

- ▶ **History-Methode:** Es wird angenommen, daß der Gluon-Jet der Jet ist, der die geringste Anzahl von Teilchen aus B -Hadron-Zerfällen enthält.
- ▶ **Partonschauer-Methode:** Im ersten Schritt werden die Partonen zu drei Jets geclustert, wenn das Ereignis als Drei-Jet-Ereignis auf Detektor-Niveau akzeptiert wurde. Jedem Quark wird dann ein Gewicht von +1, jedem Anti-Quark von -1 und jedem Gluon ein Gewicht von 0 zugeordnet. Jets auf Parton-Niveau werden dann als Quark- resp. Gluon-Jets identifiziert, wenn die Summe der Gewichte aller Partonen in den einzelnen Jets +1, -1 und 0 ist. Der kleine Anteil ($\sim 2\%$) der Ereignisse, die nicht dieses erwartete Muster aufweisen, werden bei der Zuordnung verworfen. Der Gluon-Jet wird dann als der Parton-Jet identifiziert, dessen Summe der Gewichte 0 ergibt. Anschließend werden diese Parton-Jets den Hadron-Jets in

#6.7 Es existieren fast immer nur zwei schwere Hadronen in einem Ereignis, da die $g \rightarrow q\bar{q}$ Aufspaltung in schwere Hadronen stark unterdrückt ist.

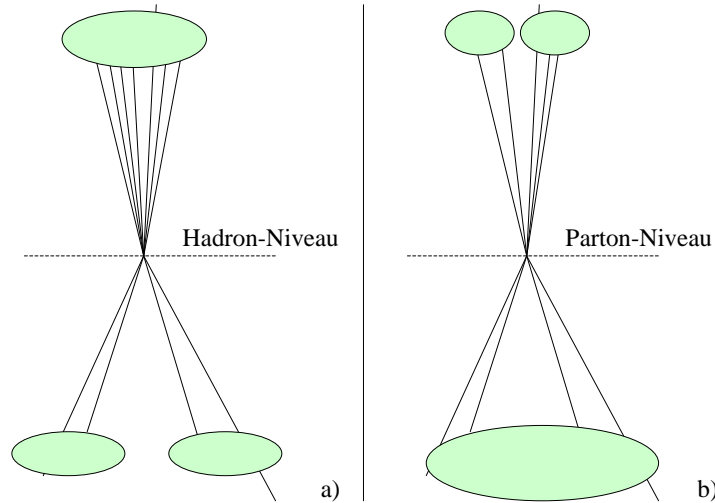


ABB. 6.15 : *Vergleich der Jet-Bildung auf Hadron-Niveau (a)) und auf Parton-Niveau (b))*

der Weise zugeordnet, so daß die Summe der drei Winkel zwischen den Hadron-Jets und den dazugehörigen Parton-Jets minimal wird.

ABB. 6.15 erklärt, warum z.B. ein maximal erlaubter Zuordnungswinkel (der zu 60° gewählt wurde) zwischen den Jets auf Hadron- und auf Parton-Niveau überschritten werden kann. Ein Jet, der auf Hadron-Niveau viele Teilchen enthält, kann auf Parton-Niveau als zwei Jets gesehen werden und die zwei Hadron-Jets mit wenigen Spuren können zu einem Parton-Jet zusammengefaßt werden. In diesem Fall können die drei Parton-Jets nicht so den drei Hadron-Jets zugeordnet werden, daß ein maximaler Zuordnungswinkel nicht überschritten wird. Eine Zuordnung der Parton- und Hadron-Jets ist in diesem Falle nicht möglich.

ABB. 6.17 zeigt die Winkeldifferenzen zwischen den Jets des generierten *Monte Carlos* und den Parton-Jets mit Hinblick auf den nächsten, den zweit-nächsten und dritt-nächsten Jet. ABB. 6.18 zeigt analog die Winkeldifferenzen zwischen den Jets des detektor-korrigierten *Monte Carlos* und den Parton-Jets. Die Abbildungen b) und c) sind sich jeweils ähnlich, da es sich hierbei um die niederenergetischen (symmetrischen) Jets aus den Y-Ereignissen handelt. ABB. 6.16 stellt jeweils für die drei Hadron-Jets eines Drei-Jet-Ereignisses die Korrelation zwischen dem minimalen Winkel zu einem Parton-Jet und dem nächst-größeren Winkel zu einem Parton-Jet dar.

Es ist deutlich zu erkennen, daß die Partonschauer-Methode eine gute Zuordnung liefert und damit sehr gut geeignet ist, den Gluon-Jet zu identifizieren. Insbesondere hat diese Methode dabei auch den Vorteil, daß die Gluon-Identifikation im Gegensatz zu den beiden anderen Methoden ebenfalls bei Ereignissen mit leichten Quarks

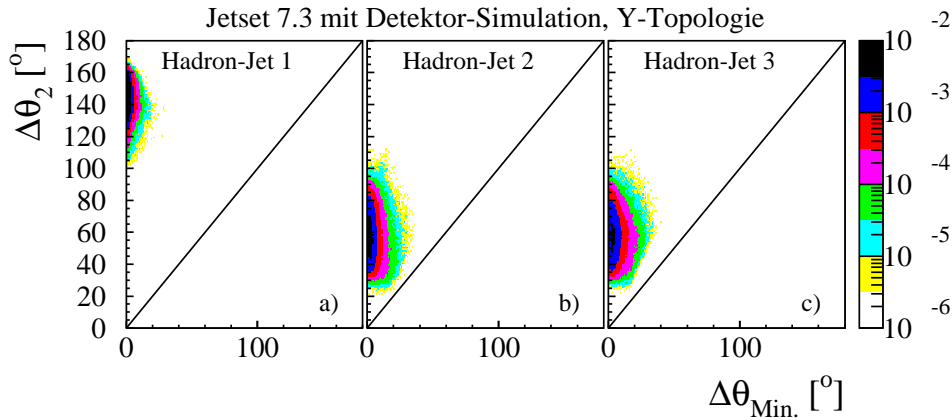


ABB. 6.16 : **Korrelation zwischen dem minimalen Winkel eines Hadron-Jets zu einem Parton-Jet und dem nächst-größeren Winkel zu einem Parton-Jet**

a)-c) zeigen die Korrelationen für Hadron-Jet 1-3

angewendet werden kann. TAB. 6.8 zeigt die Funktionsfähigkeit dieser Methode und TAB. 6.9 zeigt die drei mittleren Winkel und deren Standardabweichung eines jeden Hadron-Jets (nach Detektorsimulation) zu den jeweiligen Parton-Jets. Die Methode wird in den Fällen als erfolgreich bezeichnet, in denen man den Gluon-Jet identifizieren kann.

	%
Parton-Zuordnung nicht eindeutig	1.6
ein Zuordnungswinkel $> 60^\circ$	4.4
Methode erfolgreich	94.0

TAB. 6.8 : **Statistik zur Funktionsfähigkeit der Partonschauer-Methode**

Diese Tabelle erhält man für Drei-Jet-Ereignisse beliebiger Topologie mit $\theta_2, \theta_3 \in [110^\circ, 170^\circ]$. Diese Ereignisse beinhalten auch die symmetrischen Ereignisse.

	1. \triangleleft	σ	2. \triangleleft	σ	3. \triangleleft	σ
Hadron-Jet 1	2.4	2.1	144.0	8.7	155.9	6.7
Hadron-Jet 2	4.7	4.0	57.9	13.0	156.6	6.5
Hadron-Jet 3	6.0	4.8	57.9	12.3	147.1	7.8

TAB. 6.9 : **Mittlere Winkeldifferenzen zwischen den Hadron-Jets und den jeweiligen Parton-Jets für Y-Ereignisse**

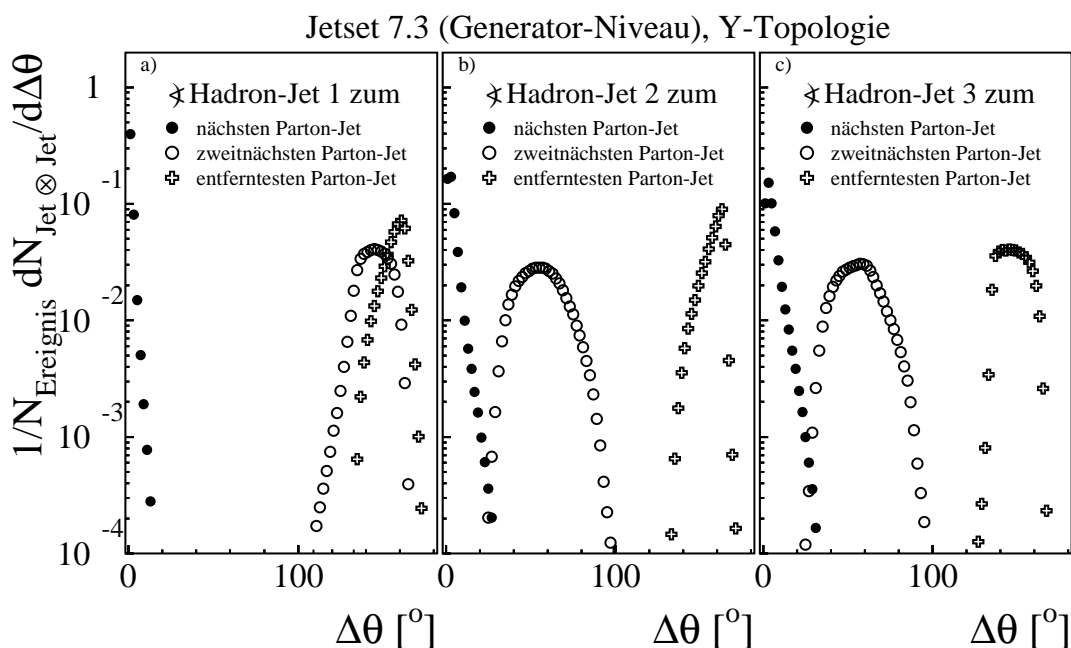


ABB. 6.17 : *Winkeldifferenzen zwischen den Jets des generierten Monte Carlos und den Parton-Jets in Y-Ereignissen*

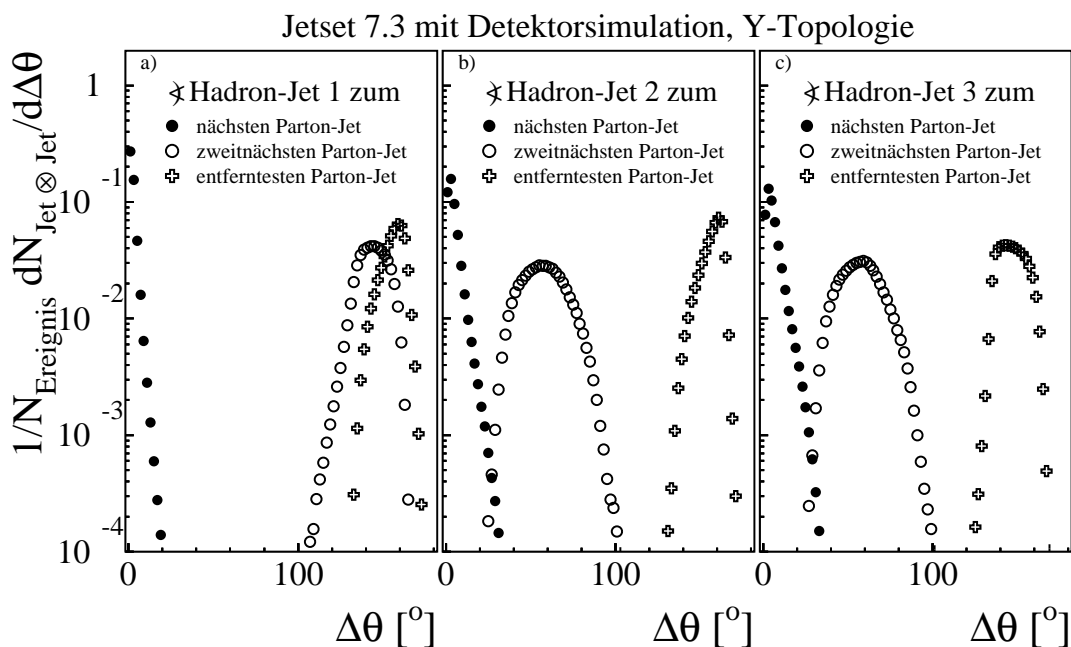


ABB. 6.18 : *Winkeldifferenzen zwischen den Jets des detektorkorrigierten Monte Carlos und den Parton-Jets in Y-Ereignissen*

Methode	History-Methode			Partonschauer-Methode			
	Gluon in:	Jet 1	Jet 2	Jet 3	Jet 1	Jet 2	Jet 3
Winkel-Methode	Jet 1	4.8%	0%	0.02%	4.2%	0%	0.01%
	Jet 2	0.02%	27.1%	0.56%	0.01%	25.5%	0.15%
	Jet 3	0.07%	0.32%	67.1%	0.01%	0.37%	69.8%

TAB. 6.10 : **Korrelationsmatrix zwischen der Winkel- und History- bzw. der Winkel- und Partonschauer-Methode zur Bestimmung des Gluon-Jets**

Diese Tabelle erhält man für Drei-Jet-Ereignisse beliebiger Topologie mit $\theta_2, \theta_3 \in [110^\circ, 170^\circ]$. Diese Ereignisse beinhalten auch die symmetrischen Ereignisse.

Im Falle von c -Ereignissen verfährt man bei den ersten zwei Methoden analog mit D -Hadronen. TAB. 6.10 zeigt die Korrelationen zwischen der Winkel- und der History-Methode bzw. zwischen der Winkel- und der Partonschauer-Methode mit Hilfe der Anteile der identifizierten Gluon-Jets in der Winkelregion $\theta_{2,3}^{proj} \in [110^\circ, 170^\circ]$.

Die sehr gute Korrelation der Methoden zeigt an, daß der Gluon-Jet eindeutig innerhalb des *Monte Carlos* bestimmt werden kann. Deshalb sind Effizienzen und Reinheiten der Gluon-Jet-Identifikation kaum durch eine falsche Zuordnung der Jets zu den primären Partonen beeinflusst.

6.3.4 Die Qualität der Gluon-Jet-Identifizierung

Zur Bestimmung der Effizienz und der Reinheit der Gluon-Jet-Identifizierung werden ebenfalls DELPHI-*Monte Carlo*-Ereignisse herangezogen. Jets werden letztendlich nach den ermittelten Werten von P_J gemäß den folgenden beiden Selektionsstrategien klassifiziert:

- I. Da der energiereichste Jet in Y-Ereignissen in mehr als 98% aller Fälle ein Quark-Jet ist, wird dieser Jet in jedem Y-Ereignis als Quark-Jet angesehen. Schnitte auf $\lambda_J = P_J + 2$ werden auf jeden der beiden niederenergetischen Jets angewendet, um zu entscheiden, welcher der Quark-Jet und welcher der Gluon-Jet ist. Das Hauptkriterium ist, zu verlangen, daß einer der beiden niederenergetischen Jets die Bedingung, daß P_J kleiner als ein vorgegebener Schnittwert ist, erfüllt. Der übriggebliebene Jet wird dann als Gluon-Jet betrachtet, vorausgesetzt der Wert der Wahrscheinlichkeit P_J liegt oberhalb dieses Schnittwertes. Dies stellt sicher, daß

Zerfallsprodukte aus B -Hadronen i.allg. nicht zur selektierten Menge von Gluon-Jets gehören. Der Gluon-Jet wird also aus den zwei niederenergetischen Jets in der folgenden Weise selektiert:

$$\begin{aligned} \lambda_2 \geq \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad \lambda_3 < \lambda_{\text{cut}} &\Rightarrow \text{Gluon ist Jet 3} \\ \lambda_3 \geq \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad \lambda_2 < \lambda_{\text{cut}} &\Rightarrow \text{Gluon ist Jet 2} \quad . \end{aligned}$$

Erfüllt ein Ereignis keine dieser Voraussetzungen, so wird es verworfen. Der Schnitt λ_{cut} wurde zu 1.28 gewählt. Nach der b -Bestimmung auf Ereignis- und Jet-Ebene beträgt die Reinheit der identifizierten Gluon-Jets ca. 82.0%. Die resultierende Ereignismenge besteht aus 39468 Gluonen in Y -Ereignissen aus den DELPHI-Daten von 1992 bis 1995.

- II. Für Mercedes-Ereignisse ist es schwieriger, den Gluon-Jet zu identifizieren. Da alle drei Jets in etwa die gleiche Energie besitzen, ist eine zyklische Bestimmung notwendig, um den Gluon-Jet zu identifizieren. Indem man verlangt, daß zwei der drei Jets die Bedingung, daß P_J kleiner als ein vorgegebener Schnittwert ist, erfüllen, kann man den übriggebliebenen Jet als Gluon-Jet betrachten, vorausgesetzt, die Wahrscheinlichkeit P_J liegt oberhalb des Schnittwertes:

$$\begin{aligned} \lambda_1 < \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad (\lambda_2 \geq \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad \lambda_3 \geq \lambda_{\text{cut}}) &\Rightarrow \text{Gluon ist Jet 1} \\ \lambda_2 < \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad (\lambda_3 \geq \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad \lambda_1 \geq \lambda_{\text{cut}}) &\Rightarrow \text{Gluon ist Jet 2} \\ \lambda_3 < \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad (\lambda_1 \geq \lambda_{\text{cut}} \quad \text{und} \quad \lambda_2 \geq \lambda_{\text{cut}}) &\Rightarrow \text{Gluon ist Jet 3} \quad . \end{aligned}$$

Auch hier wurde $\lambda_{\text{cut}} = 1.28$ gewählt. Mit diesem Verfahren werden z.B. 2826 Gluonen mit einer Reinheit von ca. 81.8% in Mercedes-Ereignissen in den DELPHI-Daten von 1992 bis 1995 identifiziert.

Da man bei asymmetrischen Ereignissen nicht *a priori* davon ausgehen kann, daß es sich bei dem energiereichsten Jet um einen Quark-Jet handelt (Jet 1 und Jet 2 können ähnlich große Energien aufweisen), wird die zyklische Bestimmung auch hier angewendet.

TAB. 6.11 gibt einen Überblick der identifizierten Gluon-Jets der verschiedenen Ereignis-topologien für die einzelnen Meßjahre wieder.

ABB. 6.19 verdeutlicht die erzielte Verbesserung bei der Gluon-Jet-Identifikation durch die verschiedenen Erweiterungen der b -Ereignis- und Jet-Identifikationsverfahren. Die Quadrate gehören zu der Methode, bei der sowohl auf Ereignisebene als auch auf Jet-Ebene nur Impaktparameter Informationen benutzt werden. Die weißen Kreise stellen die Methode dar, bei der auf Jet-Ebene explizit nach sekundären Vertizes gesucht wird. Die

Topologie	1992	1993	1994	1995	Total
Y	7502	7517	16584	7865	39468
Mercedes	496	524	1209	597	2826
$\kappa = 4.64 \text{ GeV}$	134	132	242	157	665
$\kappa = 5.73 \text{ GeV}$	543	576	1079	615	2813
$\kappa = 6.89 \text{ GeV}$	757	810	1571	922	4060
$\kappa = 8.06 \text{ GeV}$	870	873	1803	1090	4636
$\kappa = 9.24 \text{ GeV}$	1034	1208	2055	1187	5484
$\kappa = 10.40 \text{ GeV}$	1443	1408	2754	1520	7125
$\kappa = 11.57 \text{ GeV}$	1738	1870	3415	1937	8960
$\kappa = 13.27 \text{ GeV}$	2426	2421	4471	2656	11974
$\kappa = 15.61 \text{ GeV}$	1514	1596	2935	1692	7737
$\kappa = 17.96 \text{ GeV}$	1838	1872	3425	2035	9170
$\kappa = 20.29 \text{ GeV}$	2179	2250	4182	2384	10995
$\kappa = 22.65 \text{ GeV}$	2586	2678	5062	2752	13078
$\kappa = 24.95 \text{ GeV}$	3289	3261	6333	3631	16514
$\kappa = 27.20 \text{ GeV}$	4064	4013	7600	4456	20133
$\kappa = 28.99 \text{ GeV}$	3779	3894	7372	4024	19069
Total	28194	28862	54299	31058	142413

TAB. 6.11 : *Anzahl der Ereignisse mit identifiziertem Gluon-Jet in verschiedenen Topologien*

Die asymmetrischen Ereignisse wurden ohne einen expliziten y_{cut} -Schnitt erhalten für einen Winkelbereich von $\theta_2, \theta_3 \in [100^\circ, 170^\circ]$ bei der Skala $\kappa = \kappa_H$. Zur Definition von κ_H siehe KAP. 8.

ausgefüllten Kreise schließlich stellen die Methode dar, bei der sowohl auf Ereignisebene als auch auf Jet-Ebene das kombinierte Verfahren zur Anwendung kommt.

ABB. 6.20 erklärt den Verlauf der Kurven in der Reinheits- und Effizienz-Ebene. Die rechte Abbildung zeigt einen nicht monotonen Verlauf. Dies liegt darin begründet, daß bei einem großen Schnitt auf λ alle Gluonen selektiert werden würden und man eine hohe Effizienz erreichen würde. Bei einem tiefen λ -Schnitt ist die b -Jet Selektion hoch. Durch die Forderung, daß das λ des Gluon-Jets kleiner ist als dieser Schnitt, sinkt die Effizienz wieder.

ABB. 6.21 zeigt im Vergleich die Effizienzen und Reinheiten der Gluon-Identifikation für die verschiedenen Topologien nach dem zweistufigen Bestimmungsverfahren.

Der abnehmende Anteil der Gluon-Jets innerhalb der Normalen Mischung ist durch die Tatsache begründet, daß die Wahrscheinlichkeit der Gluon-Bremsstrahlung kleiner wird, wenn das p_T der Gluonen steigt. Konsequenterweise stellt dann ein Gluon Anteil von $\simeq 35\%$ in den identifizierten Gluonen für eine große Skala κ eine signifikante Anreicherung dar, verglichen mit dem entsprechenden Gluon Anteil von $\simeq 15\%$ in den Jets der Normalen Mischung. Mit dem oben beschriebenen Identifikationsverfahren erhält man dann Gluon-Jet-Reinheiten von 40% bis 90%, abhängig von der zugrunde liegenden Jet-Skala.

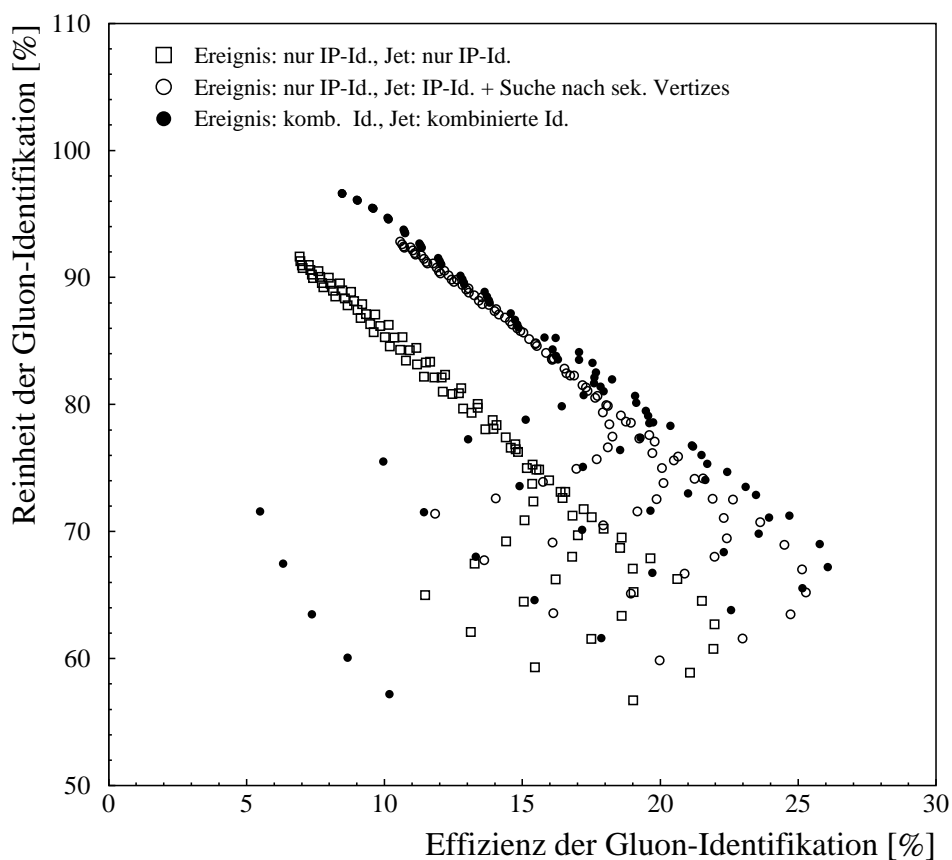


ABB. 6.19 : *Vergleich der verschiedenen Erweiterungen der b -Ereignis- und Jet-Identifikationsverfahren*

Verdeutlichung der erzielten Verbesserung bei der Gluon-Jet-Identifikation durch die verschiedenen Erweiterungen der b -Ereignis- und Jet-Identifikationsverfahren. Die Quadrate gehören zu der Methode, bei der sowohl auf Ereignisebene als auch auf Jet-Ebene nur Impaktparameter Informationen benutzt werden. Die weißen Kreise stellen die Methode dar, bei der auf Jet-Ebene explizit nach sekundären Vertizes gesucht wird. Die ausgefüllten Kreise schließlich stellen die Methode dar, bei der sowohl auf Ereignisebene als auch auf Jet-Ebene das kombinierte Verfahren zur Anwendung kommt.

6.4 Korrekturen

Für den Vergleich von identifizierten Gluon-Jets mit Jets aus der Normalen Mischungsmenge ist grundsätzlich kein *Monte Carlo* erforderlich. Um nun aber reine Gluon-Jets mit reinen Quark-Jets in einer vom Detektor unabhängigen Weise vergleichen zu können, müssen Detektorineffizienzen korrigiert und die Mischung der Jets entfaltet werden.

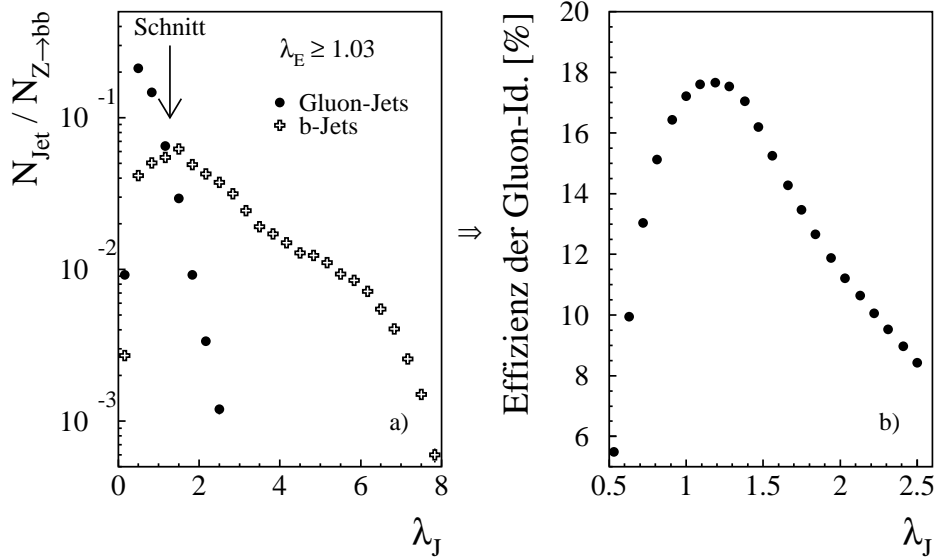


ABB. 6.20 : **Abhängigkeit der Gluon-Selektionseffizienz vom Schnitt auf λ_J**
 Die rechte Abbildung zeigt einen nicht monotonen Verlauf. Dies liegt darin begründet, daß bei einem großen Schnitt auf λ alle Gluonen selektiert werden würden und man eine hohe Effizienz erreichen würde. Bei einem tiefen λ -Schnitt ist die b-Jet Selektion hoch. Durch die Forderung, daß das λ des Gluon-Jets kleiner ist als dieser Schnitt, sinkt die Effizienz wieder.

6.4.1 Die Reinheitskorrektur

Die Reinheitskorrektur wird durchgeführt, um auf fehlidentifizierte Gluon-Jets zu korrigieren und um aus den Datenverteilungen der Jets aus der Normalen Mischungsmenge Verteilungen für reine Quark-Jets zu gewinnen. Die Normale Mischungsmenge besteht aus Verteilungen für $udsc(b)$ -Quark-Jets und Gluon-Jets, ferner sind alle drei Verteilungsarten aufgrund von Fehlidentifikation untereinander vermischt, so daß beispielsweise die Verteilungen für Gluon-Jets auch Anteile von Verteilungen der zwei Quark-Jet-Klassen enthält. Diese Verteilungsarten müssen entmischt werden, so daß man reine Verteilungen für $udsc$ -Quark-Jets, b -Quark-Jets und Gluon-Jets erhält. TAB. 6.12 zeigt im Detail in Y-Ereignissen die Bruchteile der ($udsc$) leichten Quark-, b -Quark- und Gluon-Jets in den drei verschiedenen Klassen, nämlich Jets aus der Normalen Mischungsmenge, b -identifizierte Jets und Gluon identifizierte Jets.

Dann können die gemessenen Verteilungen einer beliebigen Observablen für Jets, die als Gluon ($R_{g_{ident.}}$) oder als b -Jets ($R_{b_{ident.}}$) identifiziert worden sind oder sich in der Normalen Mischungsmenge (R_{Misch}) befinden, wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
 R_{Misch} &= p_{Misch}^l \cdot R_l + p_{Misch}^b \cdot R_b + p_{Misch}^g \cdot R_g \\
 R_{b_{ident.}} &= p_{b_{ident.}}^l \cdot R_l + p_{b_{ident.}}^b \cdot R_b + p_{b_{ident.}}^g \cdot R_g \\
 R_{g_{ident.}} &= p_{g_{ident.}}^l \cdot R_l + p_{g_{ident.}}^b \cdot R_b + p_{g_{ident.}}^g \cdot R_g \quad ,
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

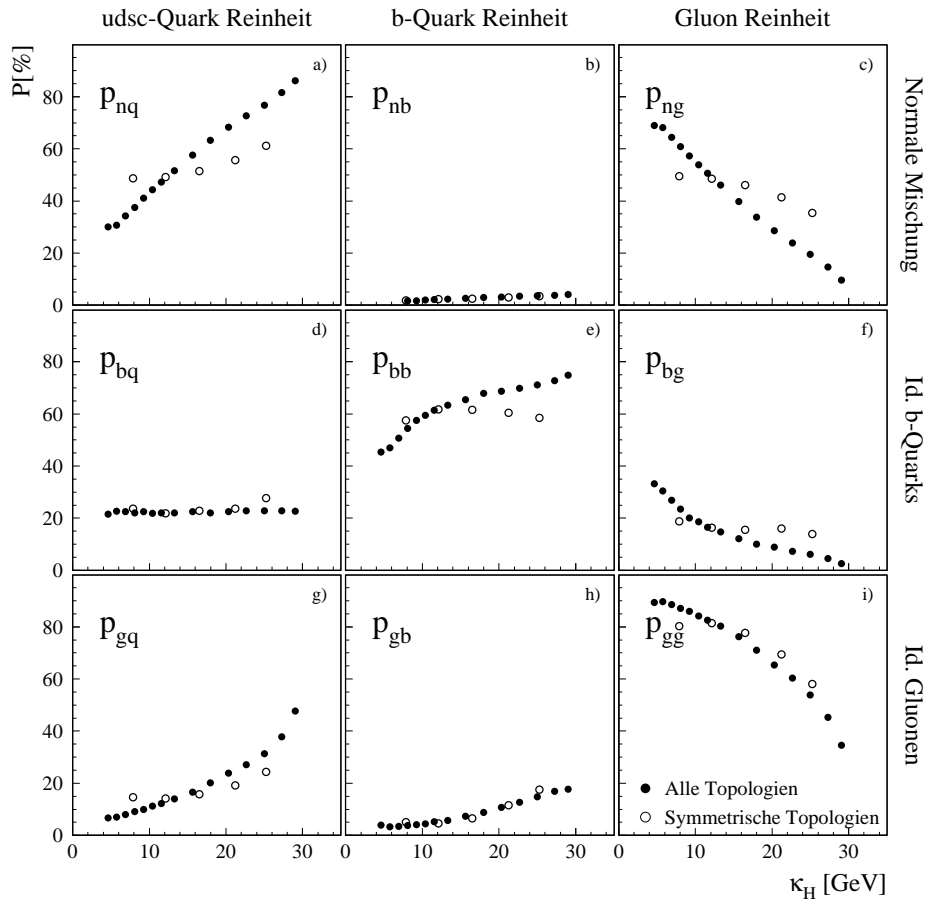


ABB. 6.21 : *Gluon und Quark Anteile p_{ij}*

Gluon und Quark Anteile p_{ij} in den identifizierten Gluon-Jets, in den identifizierten b-Jets und in den Jets der Normalen Mischung bei der Skala $\kappa = \kappa_H$ (zur Definition von κ_H siehe KAP. 8) für symmetrische und asymmetrische Ereignisse. Das Matrixelement p_{ij} gibt den relativen Anteil an, den die Verteilung des Partons j an der als i identifizierten gemessenen Verteilung hat. Die Indizes i und j sind dabei positionsabhängig.

Jet-Klassen	<i>udsc</i> Quark Inhalt	<i>b</i> Quark Inhalt	Gluon Inhalt
Normale Mischung	49.5%	1.6%	48.9%
<i>b</i> identifizierte Jets	25.1%	58.2%	16.6%
Gluon identifizierte Jets	13.7%	4.2%	82.0%

TAB. 6.12 : *Inhalte der verschiedenen Jet-Klassen in Y-Ereignissen. Der statistische Fehler ist kleiner als 1%.*

wobei die p_i^j z.B. die jeweiligen Anteile aus TAB. 6.12 oder die p_{ij} aus ABB. 6.21 sind. Das Matrixelement p_{ij} gibt hierbei den relativen Anteil an, den die Verteilung des Partons j an der als i identifizierten gemessenen Verteilung hat. Die Datenverteilungen für reine b -Quark-, leichte Quark- und Gluon-Jets erhält man durch Lösung des Gleichungssystems 6.5 für R_b , R_l and R_g mittels Matrixinversion. Um die Mischungsmatrix zu bestimmen, vergleicht man in simulierten Ereignissen, die die vollständige Detektorsimulation und die Analyseketten durchlaufen haben, die durch die b -Identifizierungsmethode gegebene Jet-Identifikation mit der tatsächlichen Jet-Identität (s. KAP. 6.3.3). Die statistischen Fehler der Anteile p_i^j , welche kleiner als 1% sind und ihre Korrelationen sind vollständig fortgepflanzt und in den Fehlerbalken nachfolgender Abbildungen eingeschlossen. Dies hat nur einen kleinen Effekt auf den gesamten Fehler.

6.4.2 Die Akzeptanzkorrektur

Um die bisher erhaltenen Datenverteilungen mit den Verteilungen anderer Experimente oder theoretischen Vorhersagen bzw. Berechnungen vergleichen zu können, müssen sie auf Effekte durch den Detektor korrigiert werden, d.h. sie werden auf das sogenannte generierte Niveau transformiert. Bei den Detektoreffekten handelt es sich um die endliche Auflösung (Teilchenbahnrekonstruktion, Energiemessung), sekundäre Wechselwirkungen und die eingeschränkte Akzeptanz (4π -Überdeckung, Probleme der Subdetektoren). Die Ereignisakzeptanz ist in der Regel kleiner als 100% und kann zur Bevorzugung von bestimmten Ereignistopologien führen. Diese Effekte können zu Verschmierungen sowie systematischen Verschiebungen der Meßgrößen führen. Zusätzlich können Spur- und Ereignisschnitte weitere Effekte hervorrufen. Mit den *Monte Carlo*-Vorhersagen, in denen die Detektoreffekte berücksichtigt worden sind, können diese Einflüsse korrigiert werden.

R^{gen} bezeichnet den gesamten generierten Zustand einer Verteilung vor Detektorsimulation und R^{MC+det} enthält den Zustand einer Verteilung nach Detektorsimulation, welcher auch die Selektionskriterien der Daten erfüllt. Man erhält eine lineare Korrekturfunktion C , wobei jeweils ein Faktor für jedes Intervall (Bin) i die Verteilung R^{MC+det} an R^{gen} anpaßt. Hierzu bildet man den Quotienten

$$C_i^{acc} = \frac{R^{gen}}{R^{MC+det}} ,$$

wobei R^{gen} den gesamten generierten Zustand vor Detektorsimulation und R^{MC+det} den Zustand nach Detektorsimulation enthält, welcher auch die Selektionskriterien der Daten erfüllt. Alle Teilchen und Anti-Teilchen werden auf Generatorniveau als stabil angesehen, wenn deren Lebensdauer mehr als 10^{-9} Sekunden beträgt. Alle Effekte, die durch den Detektor hervorgerufen worden sind, sind somit in dieser Korrektur enthalten. Durch

Multiplikation einer gemessenen Datenverteilung D_i^{gem} mit der Korrekturfunktion erhält man die akzeptanzkorrigierte Datenverteilung:

$$R_i^{Korr} = C_i^{acc} \cdot R_i^{gem} .$$

Diese multiplikative Korrektur kann Übergänge zwischen verschiedenen Kanälen von R^{gen} nach R^{MC+det} nicht beschreiben, z.B. bei Verteilungen, welche an unterschiedlichen Stellen abbrechen. Dann muß auf eine Matrixkorrektur mit Hilfe von Faltungsmethoden [80] ausgewichen werden, welche in dieser Arbeit jedoch nicht angewendet worden ist.

Die gesamte Korrektur der Daten setzt sich also aus zwei Schritten zusammen. Nach der Akzeptanzkorrektur im ersten Schritt wird im zweiten Schritt die Reinheitskorrektur durchgeführt, um bei entsprechender Zusammensetzung der Matrizen *udsc*-Quark-Jets aus der jeweiligen Normalen Mischungsmenge zu entfalten.

Bei den asymmetrischen Ereignissen werden die Jets gemäß der Jet-Skala sortiert und man erhält entsprechende Normale Mischungsmengen.

Dann werden die generierten Verteilungen gemäß der Reinheitsmatrix so gemischt, daß man eine den Daten entsprechende Normale Mischung erhält. Mit der so gemischten generierten Verteilung wird dann die Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Anschließend wird wieder die Reinheitsentfaltung durchgeführt.

Kapitel 7

Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen in Gluon- und Quark-Jets

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Verhältnisse der Produktionsraten und die Fragmentationsfunktionen von elektrisch geladenen Pionen ($\pi^{(\pm)}$), Kaonen ($K^{(\pm)}$) und Protonen ($p\bar{p}$) in Quark- und Gluon-Jets gemessen werden. Außerdem werden Resonanzen untersucht, die in einige dieser Teilchen zerfallen. Dazu ist es natürlich notwendig, Teilchen in den hadronischen Zerfällen des Z -Bosons zu identifizieren. Mit heutigen Teilchendetektoren kann man zwar mit einer sehr hohen Präzision den Impuls eines Teilchens messen; der Genauigkeit der Messung seiner Energie sind hingegen Grenzen gesetzt. Man nutzt daher zur Teilchenidentifikation Prozesse, bei denen nachweisbare Sekundärstrahlung erzeugt wird, deren Eigenschaften von der Masse des Primärteilchens abhängen.

DELPHI stellt zu diesem Zweck ein System von Nachweisdetektoren zur Verfügung, das eine reine und effiziente Unterscheidung geladener Teilchentypen ermöglicht. Bei niedereenergetischen Teilchen benutzt man dabei die Messung der spezifischen Ionisation des Gases in der TPC . Für die Identifikation von Teilchen mit höheren Impulsen sind in DELPHI Detektoren zum Nachweis der Cherenkov-Strahlung installiert, die von geladenen Teilchen, deren Geschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts ist, abgestrahlt wird. Diese ringabbildenden Cherenkov-Zähler (*Ring Imaging Cherenkov counters*, RICH) bestehen im Vorwärts- wie im Zentralbereich von DELPHI aus zwei Radiatoren, deren Gas- bzw. Flüssigkeitsfüllung eine unterschiedliche optische Dichte aufweisen. Zusammen mit der Messung der spezifischen Ionisation in der TPC können geladene Pionen, Kaonen und Protonen somit im gesamten Impulsbereich von $0.3 - 45.6 \text{ GeV}/c$ nachgewiesen werden.

7.1 Teilchenidentifikation mit der *TPC*

Durchtritt ein Teilchen eine Materieschicht der Dicke dx , gibt es durch Ionisation einen Teil dE seiner Energie E ab. Dieser Energieverlust ist abhängig von der Teilchengeschwindigkeit, der Teilchenmasse und der Materie, die das Teilchen abbremst. Dieser Zusammenhang wurde von Bethe, Bloch u.a. [81] untersucht. Der Energieverlust dE pro zurückgelegter Strecke dx beträgt:

$$\frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \frac{Z}{A \cdot \beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (7.1)$$

mit:

- c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- v : Teilchengeschwindigkeit
- $\beta = v/c$
- $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$
- m_e : Ruhemasse des Elektrons
- I, Z, A : Ionisationsenergie, Ordnungs- und Massenzahl der Atome der durchquerten Materie
- T_{max} : maximaler Energieübertrag
 $\simeq 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ für $\frac{2\gamma m_e}{m} \ll 1$ (m : Teilchenmasse)
- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$
 (r_e : klassischer Elektronenradius, N_A : Avogadro-Konstante)
- $z = q/e$: Teilchenladung (in Einheiten der Elementarladung)
- δ : Korrekturfaktor des Dichte-Effektes

ABB. 7.1 zeigt den Verlauf von GL. 7.1 als Funktion des Verhältnisses $\eta = p/m$ von Teilchenimpuls und -masse, wobei die Materialparameter (I, Z, A, T_{max}) denen der *TPC* in DELPHI entsprechen. Dabei ist (wie in der gesamten Analyse) der spezifische Energieverlust auf den eines minimal ionisierenden Teilchens (*MIPS*) normiert. Dies ist ein Teilchen mit $\eta = p/m \sim 3.5$, für das die spezifische Ionisation im Gas der *TPC* minimal ist (vgl. ABB. 7.1).

Für kleine Impulse fällt der spezifische Energieverlust ungefähr quadratisch mit steigendem Impuls, steigt ab $p \sim 3 \cdot m$ logarithmisch an und geht aufgrund von Polarisationsseffekten für sehr große Impulse asymptotisch gegen das sogenannte *Fermi-Plateau*. Dabei ist die Höhe des *Fermi-Plateaus* von der Dichte des Mediums abhängig. Betrachtet man nun den spezifischen Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses, so ergeben sich für Teilchen verschiedener Masse gegeneinander entlang der Abszisse verschobene Erwartungswertkurven für die spezifische Ionisation.

Die Messung des spezifischen Energieverlustes erfolgt mit den Signaldrähten in der Endkappe der TPC. Beim Durchgang durch das Gas der TPC erzeugt ein minimal ionisierendes Teilchen ca. 70 Elektronen pro cm Wegstrecke, die an den Signaldrähten in der Endkappe der TPC gesammelt werden. Beim Durchgang durch die TPC kreuzt eine Teilchenspur maximal 192 Signaldrähte, so daß pro Teilchen bis zu 192 Einzelmessungen der spezifischen Ionisation möglich sind. Die Höhe dieser Ladungsdeposition auf den Signaldrähten ist direkt proportional zum Energieverlust des Teilchens. Eine Störung dieser Proportionalität stellen dabei δ – Elektronen (energiereiche Elektronen) dar, die Sekundärionisationen verursachen. Dies führt zu einer unsymmetrischen Verteilung, der sog. Landauverteilung. Der mittlere Energieverlust eines Teilchens ergibt sich als Mittelwert dieser Verteilung. Bei seiner Berechnung wurden lediglich die 80% der kleinsten Meßwerte zugrunde gelegt. Dadurch wird der Einfluß von δ -Elektronen auf die Messung vermindert (Landauschwanz). Außerdem werden die Messungen verworfen, die mehreren Spuren zugeordnet werden können. Für die Berechnung des mittleren Energieverlustes eines Teilchens können nach diesen Selektionen die Informationen von durchschnittlich 100 Drähten benutzt werden.

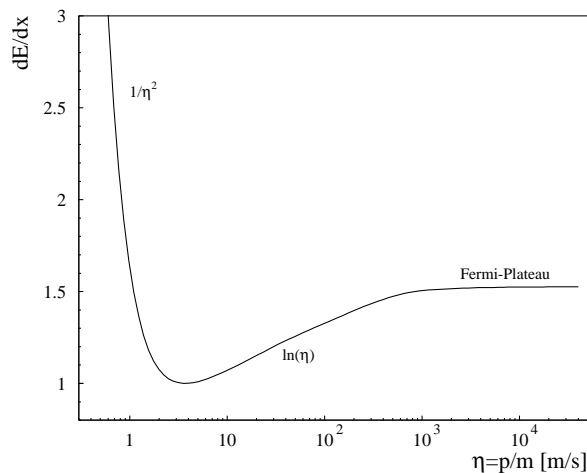


ABB. 7.1 : **Spezifischer Energieverlust dE/dx als Funktion von $\eta = p/m$**

Die Abbildung zeigt den Funktionsverlauf von GL. 7.1 für Materialparameter der DELPHI-TPC. Die Werte von dE/dx sind auf den Energieverlust minimal ionisierender Teilchen (MIPS) normiert und damit einheitenfrei.

ABB. 7.2 zeigt die Messung der spezifischen Ionisation, die mit Hilfe der TPC von DELPHI im Jahre 1994 erfolgte. Die wie erwartet unterschiedlichen Abhängigkeiten der spezifischen Ionisation vom Teilchenimpuls für Pionen, Kaonen, Protonen und Elektronen sind deutlich zu erkennen. Die in ABB. 7.2 ebenfalls eingezeichneten Deuteronen entstehen durch Sekundärwechselwirkungen von Primärteilchen mit der Detektormaterie und sind daher für diese Analyse uninteressant. Eine gemeinsame Messung der spezifischen Ionisation und des Teilchenimpulses ermöglicht somit eine Identifikation des Teilchens. Die Qualität der Teilchenidentifikation hängt deutlich von Teilchenimpuls und -art ab. Für Teilchen mit Impulsen oberhalb von $\sim 1.5 GeV/c$ ist eine eindeutige Identifikation kaum möglich.

Zur Identifikation eines Teilchens berechnet man bei Kenntnis seines Impulses für jede Teilchenhypothese i (Elektron, Pion,

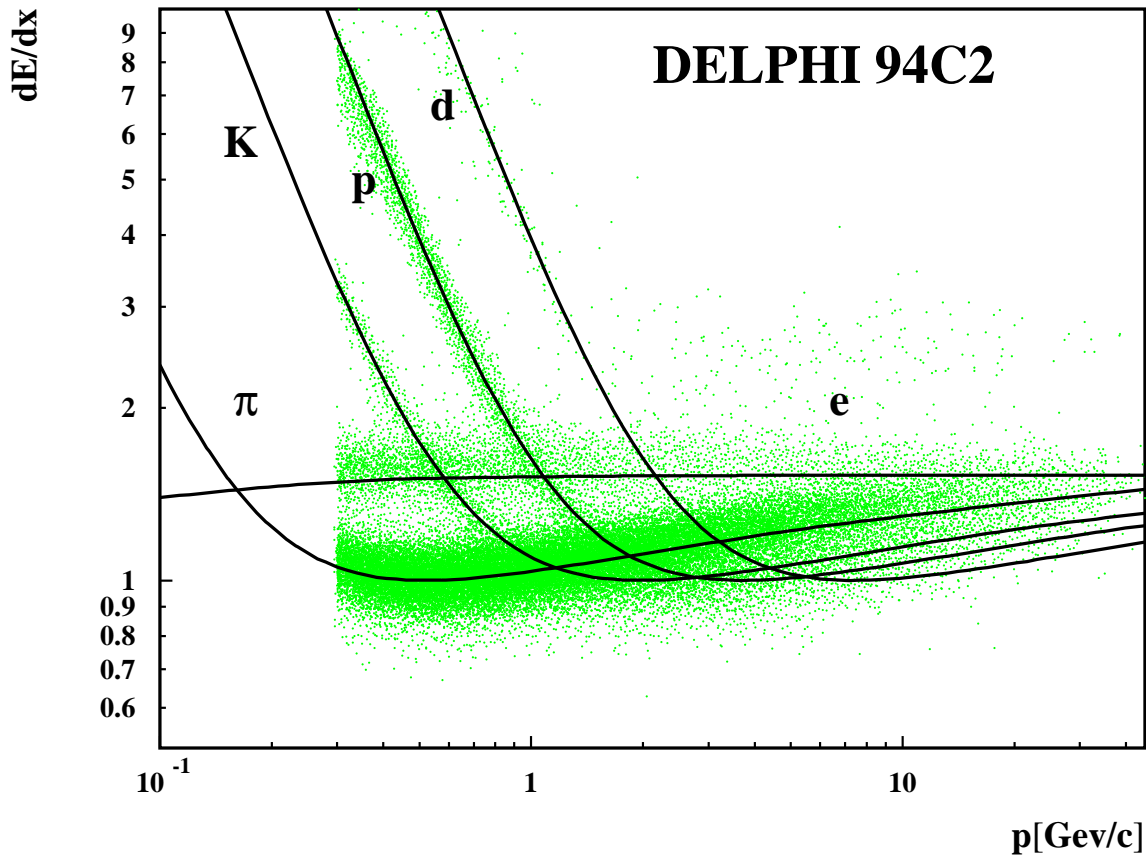


ABB. 7.2 : *Messung der spezifischen Ionisation mit der TPC*

Dargestellt ist die mittlere spezifische Ionisation $\langle dE/dx \rangle$ als Funktion des Impulses für Pionen (π), Kaonen (K), Protonen (p), Deuteronen (d) und Elektronen (e) mit einem Impuls $p > 0.3 \text{ GeV}/c$ [82].

Kaon und Proton) die Größe

$$pull_i = \frac{\langle dE/dx \rangle - dE/dx_i^{erwartet}}{\sigma \langle dE/dx \rangle} , \quad (7.2)$$

wobei $\sigma \langle dE/dx \rangle$ der Fehler der experimentellen Messung von $\langle dE/dx \rangle$ ist. Die Hypothese mit dem absolut kleinsten Wert von $pull_i$ ist die wahrscheinliche. Durch eine geschickte Normierung dieser Größen können Wahrscheinlichkeiten für jede Massenhypothese berechnet werden, die zur Teilchenidentifikation benutzt werden. Diese Wahrscheinlichkeiten werden in dem Programmpaket *DEDXID* [83] zur Verfügung gestellt.

7.2 Teilchenidentifikation mit dem *RICH*

Während beim Durchgang eines Teilchens durch das Gas einer *TPC* virtuelle Photonen erzeugt werden, die zur Ionisation des Gases führen, ist der Radiator eines Cherenkov-Zählers mit einem Medium gefüllt, in dem geladene Teilchen reelle Photonen erzeugen. Dieser Effekt wurde erstmals 1938 von dem russischen Physiker P. Cherenkov erforscht [84]. I. Thamm und I. Frank lieferten später die theoretische Erklärung für die Herkunft der blauen Strahlung, die erzeugt wird, wenn sich ein geladenes Teilchen in einem Dielektrikum schneller als mit der Phasengeschwindigkeit des Lichts bewegt [85]. Die polarisierten Moleküle senden dann elektromagnetische Strahlung (Cherenkov-Licht) in einem Kegel aus, dessen Achse die Flugrichtung des Teilchens bildet. Der Öffnungswinkel θ_C dieses Kegels bestimmt sich abhängig vom Brechungsindex n des durchquerten Mediums und der Teilchengeschwindigkeit v zu

$$\cos \theta_C = 1/\beta n. \quad (7.3)$$

Dabei ist $\beta = v/c$ und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Durch Kenntnis des relativistischen Impulses $p = m\beta\gamma$ ergibt sich die Teilchenmasse m zu

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1}. \quad (7.4)$$

Aus dieser Gleichung ergeben sich zwei Randbedingungen. Zum einen erkennt man sofort, daß für $\cos \theta_C < 1/n$ der Term innerhalb der Quadratwurzel in GL. 7.4 negativ wird. Daraus ergibt sich, daß der Öffnungswinkel des Lichtkegels maximal $\cos \theta_C^{max} = 1/n$ betragen kann, so daß sich für große Teilchenimpulse θ_C asymptotisch diesem Grenzwert nähert. Da dieser Grenzwert für alle Teilchen derselbe ist, kann bei großen Impulsen keine Trennung der Teilchensorten mehr erreicht werden. Andererseits ergibt sich aus dem maximalen Wert der Quadratwurzel in GL. 7.4 eine Einschränkung des Impulsbereichs, in dem ein Teilchen der Masse m Licht emittiert. Bei Teilchenimpulsen

$$p < \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

wird kein Licht emittiert, so daß eine positive Identifikation von Teilchen der Masse m nicht möglich ist. Andererseits kann die Information, daß ein Teilchen bei einem gemessenen Wert seines Impulses p keine Cherenkov-Strahlung emittiert hat, dazu verwendet werden, einige Teilchenhypothesen zu falsifizieren. Man nennt diese Ausschlußart der Teilchenidentifikation *Veto-Identifikation*.

Die *RICH*-Detektoren von DELPHI sind so konstruiert, daß mit ihnen geladene Teilchen in einem Impulsbereich von 0.7 bis 45 GeV/c nachgewiesen werden können. ABB. 7.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau der *RICH*-Detektoren in DELPHI. Um über diesen großen

Impulsbereich sensitiv zu sein, ist Detektor so konstruiert, daß die Spuren den in radialer Richtung 1 cm tiefen Flüssigkeitsradiator und den 40 cm tiefen Gasradiator passieren. Zwischen den beiden Radiatoren befindet sich ein gemeinsamer Photodetektor, der aus 35 cm breiten und 155 cm langen Driftröhren besteht. In diesem Photodetektor befindet sich die Substanz TMAE^{‡7.1}, in der ultraviolette Cherenkov-Photonen ($\lambda \approx 100 - 300$ nm) Photoelektronen erzeugen. Der Photodetektor ist mit seiner Tiefe von 5 cm dabei so konzipiert, daß bei einer mittleren freien Weglänge der UV-Photonen im TMAE von 1.0-1.5 cm die im Flüssigkeits- und im Gasradiator erzeugten Photonen gut voneinander getrennt werden können. Die Photoelektronen driften dann in einem elektrischen Hochspannungsfeld zu den Endkappen der RICH-Detektoren, wo sie in Vieldraht-Proportionalkammern nachgewiesen werden. Dabei werden die Koordinaten in R und ϕ (im DELPHI-Koordinatensystem) direkt in den Anodendrähten und den Kathodenstreifen ausgelesen; die Messung der z -Koordinate der UV-Photonen erfolgt über die Messung der Driftzeit der Photoelektronen.

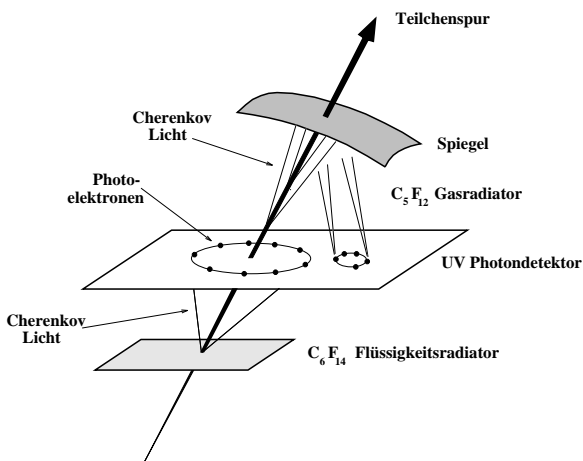


ABB. 7.3 : *Schematischer Aufbau der RICH-Detektoren in DELPHI*

benen Kegelmänteln emittierten Photonen auf einen Kreisring im Photodetektor fokussiert werden. Die sehr hohe Reflektivität der Spiegel im UV-Bereich ist für einen effizienten Nachweis der Photonen unerlässlich. Die geringere optische Dichte des Gases wird dabei durch die größere Tiefe des Gasradiators in radialer Richtung weitgehend ausgeglichen, so daß eine geladene Spur Cherenkov-Photonen emittiert, die durchschnittlich zu 8 Photoelektronen führen. Die Radien der dabei erzeugten Ringe betragen bis zu 6 cm.

Aufgrund der unterschiedlichen Position der einzelnen Bauteile zueinander ergeben sich Probleme bei der Bestimmung des mittleren Cherenkov-Winkels. Auch der Umstand, daß die Photonen häufig nicht ringförmig, sondern in Form von Ellipsen oder Parabeln

‡7.1 TMAE ($C_2[N(CH_3)_2]_4$) ist eine Substanz mit einem Ionisationspotential von ~ 5.5 eV und somit besonders gut zur Detektion der Cherenkov-Photonen geeignet.

Aufgrund der geringen Tiefe des Flüssigkeitsradiators werden alle entlang der Teilchenspür erzeugten Photonen in guter Näherung auf demselben Kegelmantel emittiert. Diese erzeugen als Kegelschnitt im Photodetektor Ellipsen. Der Radius dieser „Ringe“ wird dabei durch ein insensitives Volumen zwischen dem Flüssigkeitsradiator und dem Photodetektor auf bis zu 20 cm vergrößert; eine geladene Spur emittiert dabei Photonen, die typischerweise zu 12 Photoelektronen führen. Die im Gasradiator abgestrahlten Cherenkov-Photonen werden über sphärische Spiegel derart in den Photodetektor reflektiert, daß die während des Durchgangs des Teilchens durch den Radiator auf parallel verschie-

auf dem Photodetektor abgebildet werden, erschwert ebenfalls die Rekonstruktion des Cherenkov-Winkels. Eine weitere Problematik besteht in der Behandlung von Photonen aus Untergrundeignissen oder Rauschen und von Doppeldeutigkeiten, die sich aus überlagernden Ringen ergeben. Eine detaillierte Beschreibung der Rekonstruktion der Ringe in den *RICH*-Detektoren von DELPHI, der Bestimmung der Cherenkov-Winkel θ_C sowie der Kalibration der Cherenkov-Detektoren findet sich z.B. in [86, 87].

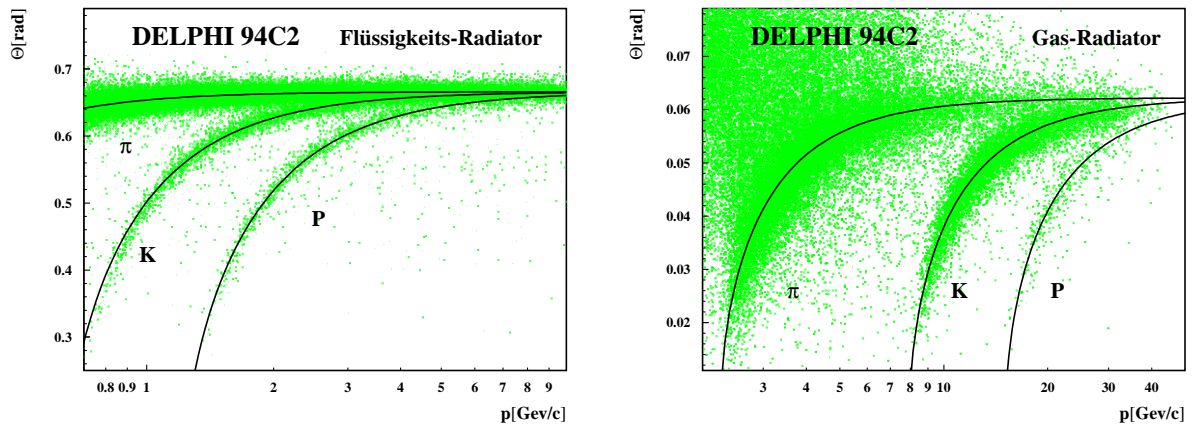


ABB. 7.4 : *Verteilung von θ_C im Flüssigkeits- (links) und Gasradiator (rechts)* Den mit DELPHI gemessenen Daten sind die Erwartungskurven für Pionen, Kaonen und Protonen überlagert [82].

	Flüssigkeit		Gas	
Pion	0.17	GeV/c	2.3	GeV/c
Kaon	0.7	GeV/c	8.2	GeV/c
Proton	1.2	GeV/c	16.0	GeV/c

TAB. 7.1 : *Minimaler Impuls für die Emission von Cherenkov-Licht*

Daß ungeachtet der höchst komplizierten Behandlung der Informationen der Cherenkov-Zähler eine sehr gute Identifikation von geladenen Hadronen und Elektronen möglich ist, zeigt die ABB. 7.4. Man erkennt sehr gut die verschiedenen minimalen Impulse, bei denen die verschiedenen Teilchenarten mit der Emission von Cherenkov-Photonen beginnen. Diese Impulse sind in Abhängigkeit der Teilchenart und des beteiligten Radiators in TAB. 7.1 aufgeführt. Ferner erkennt man gut die Sättigungsbereiche der beiden Radiatoren von $\theta_C^{max} \sim 670 \text{ mrad}$ im Flüssigkeitsradiator und $\theta_C^{max} \sim 70 \text{ mrad}$ im Gasradiator. Die gute Übereinstimmung der von DELPHI gemessenen Daten mit den theoretischen Erwartungen für die verschiedenen Teilchenhypothesen in beiden Radiatoren für den Datensatz 94C2 ist offensichtlich. Die geringe Streuung der Daten um die Erwartungskurven ermöglicht somit eine gute Separation der verschiedenen Teilchenhypothesen.

Aus dem Teilchenimpuls und dem Brechungsindex wird nun für die Teilchenhypothesen Elektron, Pion, Kaon und Proton der erwartete Cherenkov-Winkel berechnet. Dabei

werden nur die Photoelektronen, die sich in einem Bereich von $\pm 3\sigma$ um den erwarteten Ring befinden, bei der Bestimmung des mittleren θ_C berücksichtigt. Unter Berücksichtigung der gemessenen mittleren Winkel werden dann (analog zur Teilchenidentifikation mit der *TPC*) Wahrscheinlichkeiten für jede Teilchenhypothese berechnet, so daß Teilchen durch Schnitte auf diese Wahrscheinlichkeiten identifiziert werden können [88]. Das Programmpaket *NEWTAG* [89] erlaubt eine ähnlich gute Teilchenidentifikation, kann aber in Kombination mit der *TPC*-Information weniger gut verwendet werden, da es keine Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Teilchenhypothesen berechnet.

7.3 Die kombinierte Teilchenidentifikation mit *TPC* und *RICH*

Der kombinierte Einsatz von *TPC* und *RICH* erlaubt eine lückenlose Teilchenidentifikation im Impulsbereich von $0.3\text{-}45\text{ GeV}/c$. Teilchen mit Impulsen von weniger als 300 MeV werden in dieser Analyse nicht berücksichtigt, da die Impulsmessung von DELPHI unterhalb dieser Grenze weniger gut ist und die Wahrscheinlichkeit, daß derart niederenergetische Teilchen in allen wesentlichen Subdetektoren nachgewiesen werden können, reduziert ist. Außerdem besteht das Problem, daß niederenergetische Teilchen aufgrund von Vielfachstreuung entstehen. In TAB. 7.2 ist dargestellt, welche Teilchennachweisdetektoren zur Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit ihres Impulses benutzt werden können. Man erkennt gut die Redundanz in der Teilchenidentifikation, die sich aus dem Einsatz der drei Teilchennachweisdetektoren ergibt. So erlaubt es z.B. die Messung der spezifischen Ionisation in der *TPC*, Protonen im Impulsbereich von $0.7\text{-}0.9\text{ GeV}/c$ zu identifizieren. Eine redundante Information liefert in diesem Impulsbereich der Flüssigkeits-*RICH*, mit dem Kaonen und Pionen positiv identifiziert werden können.

Um eine optimale Kombination der Teilchenidentifikationsmöglichkeiten von *RICH* und *TPC* zu erhalten, ist das Programm *COMBINED TAG* [90] entwickelt worden, das im Analysepaket DELANA [26] implementiert ist. Der *COMBINED TAG* kombiniert die für die Identifikation mit der *TPC* und dem *RICH* berechneten Wahrscheinlichkeiten durch Multiplikation und Renormalisierung. Durch geschickte Schnitte in diese kombinierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen werden vom *COMBINED TAG* drei verschiedene Identifikationsklassen vordefiniert, die mit *loose*, *standard* und *tight* bezeichnet werden. Diese weichen, mittleren und harten Schnitte in die Identifikationswahrscheinlichkeiten pro Teilchensorte erlauben Teilchenidentifikationen mit unterschiedlicher Reinheit R und Effizienz ε :

$$\varepsilon_i^j = \frac{\text{Anzahl der als } j \text{ id. Teilchen der Sorte } i}{\text{Anzahl aller Teilchen der Sorte } i}$$

	Impulsbereich [GeV/c]						
	0.3 - 0.7	0.7 - 0.9	0.9 - 1.3	1.3 - 2.7	2.7 - 9.0	9.0 - 16.0	16.0 - 45.0
π	TPC	LRICH S			GRICH S		
K	TPC	LRICH S			GRICH V +	GRICH S	
p	TPC		TPC +	LRICH S	GRICH V +	GRICH V	GRICH S
			LRICH V		LRICH S		

TAB. 7.2 : ***Einsatzbereiche der Detektoren zur Teilchenidentifikation***
TPC Identifikation anhand der Energieverlustmessung
LRICH S (V) Signal-(Veto) Identifikation mit Flüssigkeits-RICH
GRICH S (V) Signal-(Veto) Identifikation mit Gas-RICH

$$R_i^j = \frac{\text{Anzahl der als } j \text{ id. Teilchen der Sorte } i}{\text{Anzahl Teilchen id. als Sorte } j}.$$

ABB. 7.5 zeigt die Effizienzen der kombinierten Teilchenidentifikation für Pionen, Kaonen und Protonen als Funktion des Teilchenimpulses. Im oberen Teil von ABB. 7.5 sind die Erwartungswertkurven dargestellt. Man erkennt, daß die Effizienzen dort Einbrüche erleiden, wo die Erwartungswertkurven für die verschiedenen Teilchenarten in den im jeweiligen Impulsbereich zuständigen Detektor in den Sättigungsbereich gehen. Kurz oberhalb der Schwellenimpulse der jeweiligen Teilchen in einem der *RICH*-Radiatoren steigt die Nachweiseffizienz für das jeweilige Teilchen massiv an. Zur besseren Orientierung sind in ABB. 7.5 die Schwellenimpulse als vertikale Linien eingezeichnet. In der Teilchenidentifikation bei DELPHI gibt es zwei problematische Bereiche. Zum einen können Protonen bei Impulsen von $p \sim 1 \text{ GeV}/c$ nicht mehr effizient nachgewiesen werden, da sich in der *TPC* die Erwartungswertkurven für Pionen und Protonen bereits zu weit einander angenähert haben und eine positive Identifikation von Protonen im *RICH* noch nicht möglich ist. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Nachweiseffizienz für Kaonen unterhalb des Schwellenimpulses für positive Kaon-Identifikation im Gasradiator ($p \sim 8 \text{ GeV}/c$).

7.3.1 Selektion von Teilchen und Ereignissen für die Teilchenidentifikation

In dieser Analyse werden lediglich die Informationen des *RICH*-Detektors im Zentralbereich von DELPHI verwendet. Der *RICH*-Detektor ist im Vorwärtsbereich weniger gut

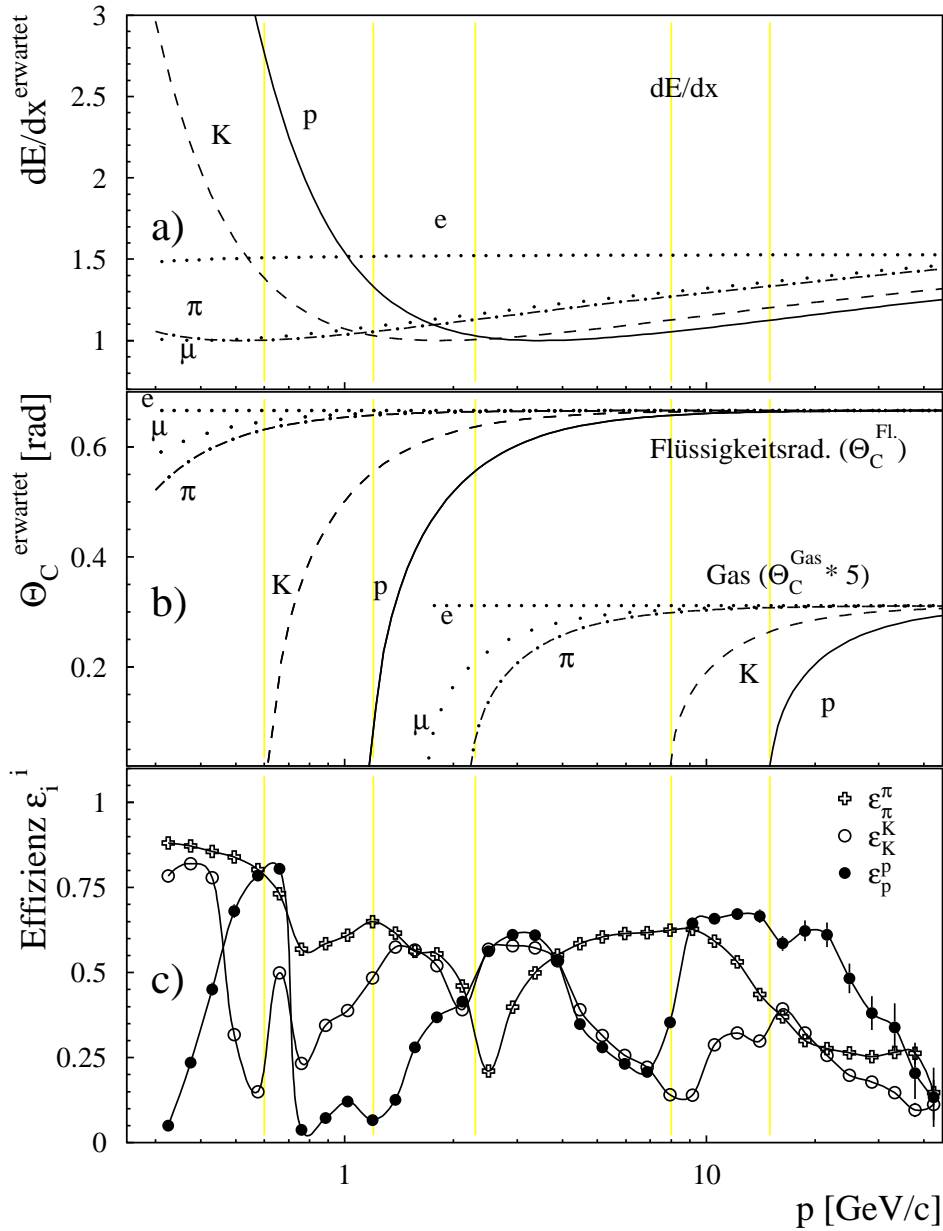


ABB. 7.5 : **Erwartungswertkurven und Effizienzen der Teilchenidentifikation**

a) zeigt die Erwartungswertkurven für die spezifische Ionisation für Pionen (π), Kaonen (K), Protonen (p), Myonen (μ) und Elektronen (e) als Funktion des Impulses.

b) zeigt die Erwartungswertkurven für die Cherenkov-Winkel θ_C im Flüssigkeits- und Gasradiator für die gleichen Teilchenhypothesen. θ_C^{Gas} wurde dabei der Darstellung halber mit einem Faktor von 5 multipliziert. Die Erwartungswertkurven beginnen für den Flüssigkeitsradiator bei $p = 0.3 \text{ GeV}/c$ und für den Gasradiator bei $1.7 \text{ GeV}/c$.

In c) sind die resultierenden Effizienzen der Standard-Identifikation für Pionen, Kaonen und Protonen im Zentralbereich von DELPHI dargestellt. Die Daten beziehen sich auf alle Jets in Y -Ereignissen in den Jahren 1994/95. In allen Teilabbildungen sind vertikale Linien bei den Schwellenimpulsen von π , K und p in den beiden Radiatoren eingezeichnet.

kalibriert und die Übereinstimmung der DELPHI-Messung mit der Simulation schlechter als im Zentralbereich. Daher wird eine Teilchenidentifikation nur für Teilchen mit einem Polarwinkel von $\theta > 41^\circ$ vorgenommen. Zur Rekonstruktion der Jets werden jedoch alle Teilchen benutzt, die nach der Selektion in KAP. 6 benutzt werden sollen.

Die von DELPHI aufgezeichneten Daten der Jahre 1992 und 1993 wurden für die Analyse identifizierter Teilchen nicht verwendet, da die Verfügbarkeit der *RICH*-Detektoren in diesem Zeitraum reduziert war. Außerdem ist die Kalibration und die Nachweiseffizienz in den Jahren 1994 und 1995 so viel besser^{‡7.2}, daß sich die Verwendung der Daten der Jahre 1992 und 1993 nicht lohnt. Des weiteren wurden alle Ereignisse verworfen, für die die Teilchennachweisdetektoren nicht voll (zu 99.99%) verfügbar waren^{‡7.3}.

7.3.2 Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation

Zur Überprüfung der Übereinstimmung der Selektionseffizienz und damit der Gültigkeit der Akzeptanzkorrektur der DELPHI-Messung und der Simulation wurden zwei Kriterien untersucht:

1. Übereinstimmung der Selektionseffizienzen von Pionen bzw. Protonen aus Λ^0 -Zerfällen
2. Übereinstimmung der Wahrscheinlichkeiten dafür, daß geladene Teilchen auf Daten und *Monte Carlo* überhaupt identifiziert wurden

Zur Überprüfung des ersten Kriteriums wurden die Zerfälle des Λ^0 -Baryons, die mit dem Programmpaket *MAMMOTH* [91] rekonstruiert wurden, untersucht. Sowohl für DELPHI-Daten als auch für die Simulation wurde angenommen, daß das schnellere der beiden Zerfallsteilchen das Proton sei. ABB. 7.6 zeigt die für diese Annahme gemessenen Effizienzen der Pion- und Proton-Identifikation. Man sieht eine gute Übereinstimmung zwischen der DELPHI-Messung und der Simulation. Die erhöhte Selektionseffizienz für Protonen, die als Pion identifiziert werden (ABB. 7.6c), erklärt sich dadurch, daß die Selektion für identifizierte Protonen viel härter sein muß als für Pionen, da sie in der natürlichen Mischung der Teilchensorten in hadronischen *Z*-Zerfällen viel seltener sind als Pionen. Die vergleichsweise weichen Schnitte auf die Pion-Selektion führen in diesem Fall einer 1:1-Mischung von Pionen und Protonen zu relativ hohen Fehlidentifikationsraten (im Vergleich zu ABB. 7.6b). Ein weiterer (allerdings residualer) Beitrag zu den Nebendiagonalelementen der Effizienzmatrix (ABB. 7.6b,c) ergibt sich daraus, daß entgegen obiger Annahme durchaus auch Pionen die schnelleren Teilchen im $\Lambda^0 \rightarrow \pi p$ -Zerfall sein können, die dann zu recht auch als Pion nachgewiesen werden [86].

‡7.2 insbesondere durch die deutlich genauere Impulsmessung mit den zusätzlichen Detektorlagen im Vertexdetektor

‡7.3 In der Detektorsimulation sind alle Detektoren stets mit 100% Verfügbarkeit simuliert.

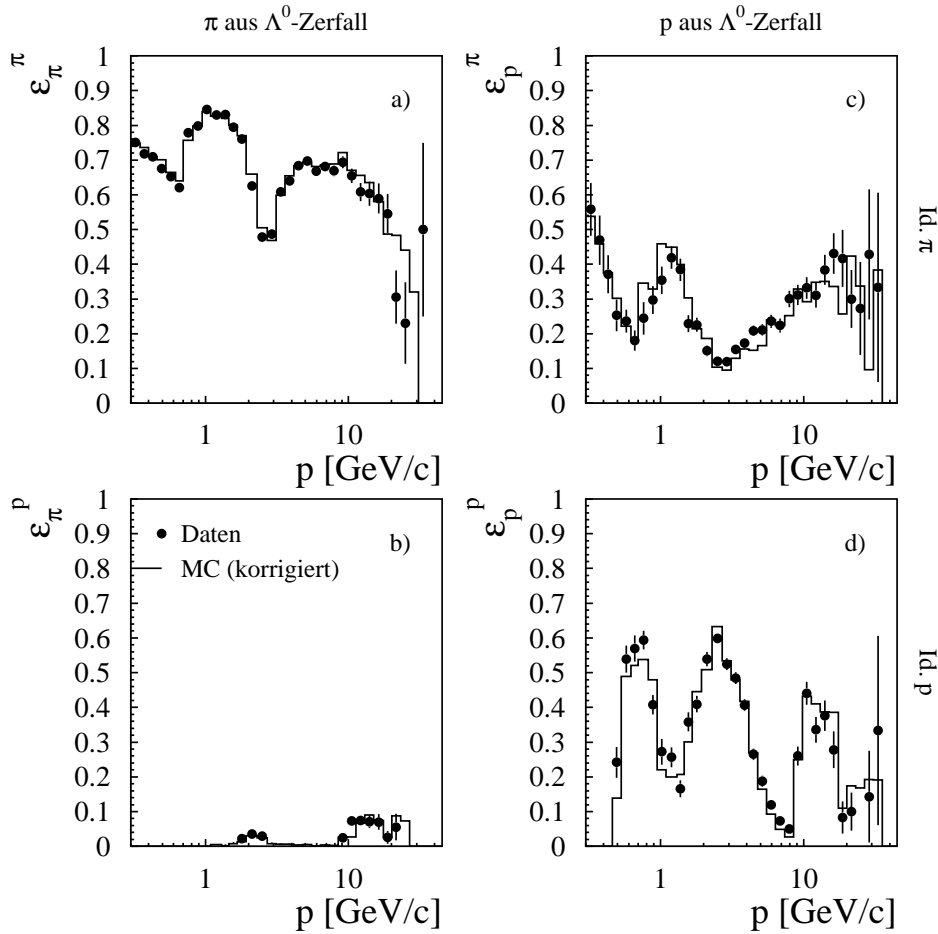


ABB. 7.6 : **Nachweiseffizienzen für π und p aus Λ^0 -Zerfällen**

Die Λ^0 -Baryonen werden mit MAMMOTH [91] rekonstruiert. Als p wird das schnellere Teilchen der Λ^0 -Zerfallsprodukte angenommen. Die Daten wurden mit der DELANA-Prozessierung 94B3 gewonnen [92].

Das zweite Kriterium für die Zuverlässigkeit der Akzeptanzkorrektur ist die für die DELPHI-Messung und die Simulation ansatzweise gleiche *globale* Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen (π , K oder p) mit der kombinierten Identifikation. Sollte nämlich z.B. die Anpassung der Simulation eine zu optimistische Vorhersage für die Nachweiseffizienzen liefern, würde die Akzeptanzkorrektur entsprechend zu klein ausfallen.

ABB. 7.7 zeigt das Verhältnis von identifizierten Pionen, Kaonen oder Protonen ($\pi + K + p$) zu allen geladenen Teilchen. Dieses Verhältnis ist in ABB. 7.7a-c für Teilchen in Jets der Normalen Mischungsmenge, in b -Jets und Gluon-Jets separat dargestellt. Man sieht eine deutlich Diskrepanz zwischen der Messung mit DELPHI und der Simulation im Impulsbereich von 0.7 - 2.7 GeV/c. In den ABB. 7.7d-f, die das Verhältnis dieser Größe von Messung und Simulation für die drei Basis-Jet-Klassen zeigen, kann man eine $\sim 15\%$

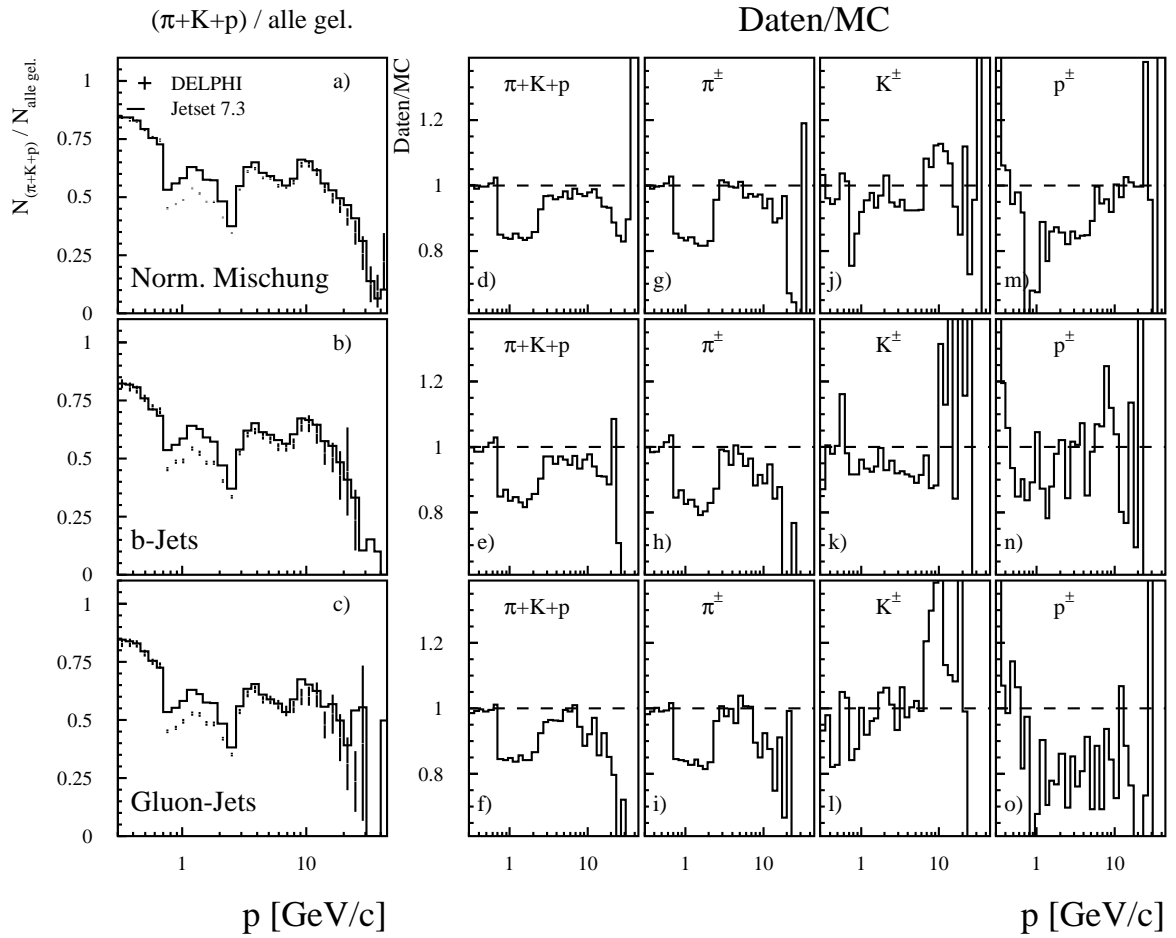


ABB. 7.7 : *Daten/MC-Übereinstimmung der Nachweisraten für id. Hadronen ($\pi + K + p$)*

a)-c) zeigt die Nachweisrate für $\pi + K + p$ in den drei Basis-Jet-Klassen

d)-f) zeigt das Daten/MC-Verhältnis der Nachweisraten für alle untersuchten Hadronen ($\pi + K + p$)

g)-o) zeigt das entsprechende Verhältnis für die drei Teilchensorten in den drei Basis-Jet-Klassen.

In diese Verteilungen gehen alle Teilchen in den beiden niederenergetische Jets in Y -Ereignissen ein.

niedrigere Effizienz für die DELPHI-Messung im Vergleich zur Simulation ablesen. Auch im Impulsbereich von $2.7-12 \text{ GeV}/c$ zeigt sich eine niedrigere Nachweisrate in den Daten, die allerdings nur im Bereich von $\sim 5\%$ liegt.

Allgemein ist es aufgrund der sehr hohen Produktionsrate von Pionen in hadronischen Z -Zerfällen sehr schwierig, die Eigenschaften anderer geladener Teilchen von den Eigenschaften der Pionen zu trennen. Der Vergleich von ABB. 7.7d und ABB. 7.7g zeigt allerdings, daß die Nachweiseffizienz im Signalbereich des Gasradiator, gemittelt über alle identifizierbaren Hadronen, in den Daten zu niedrig ist. Für die identifizierten Pionen alleine besteht jedoch eine recht gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Eine offensichtlich vorzunehmende Korrektur der Nachweisraten für alle Hadronen in der Simulation wird zwar (natürlich) durch die Pion-Verteilung dominiert, ist aber durchaus auf die Beiträge der schweren Hadronen (K, p) sensitiv. Die Unterschiede in den Verteilungen für alle Hadronen (ABB. 7.7d) und für Pionen (ABB. 7.7g) zeigen sich z.B. auch im Minimum des Verhältnisses bei $\sim 2 \text{ GeV}/c$. Die Abweichungen zwischen Messung und Simulation, die bei großen Impulsen ($p > 20 \text{ GeV}/c$) zu beobachten sind, sind aufgrund der großen statistischen Fehler der Verteilungen in diesem Bereich nicht signifikant.

Der Grund für diese Diskrepanzen ist in ABB. 7.8 zu erkennen. Im *COMBINED TAG* werden diverse Flaggen gesetzt, die eine Aussage darüber machen, ob prinzipiell eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden kann. Zum einen werden Flaggen f_{TPC} , f_{FR} und f_{GR} gesetzt, die eine Aussage darüber treffen, ob mit der dE/dx -Messung oder der Messung der Cherenkov-Winkel im Flüssigkeits- bzw. Gasradiator prinzipiell eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden kann. Eine weitere Flagge $f_{Komb.}$ soll indizieren, ob mit einer sinnvollen Kombination der drei Einzelmessungen^{#7.4} eine Teilchenidentifikation prinzipiell möglich ist. ABB. 7.8a zeigt die Impulsverteilung aller geladener Teilchen im Akzeptanzbereich des *RICH*-Detektors im Zentralbereich von DELPHI (*BRICH*). ABB. 7.8c zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation, die im gesamten Impulsbereich weniger als 5% Abweichung aufweist. ABB. 7.8d zeigt die Impulsverteilung derjenigen Teilchen, für die $f_{Komb.}$ gesetzt ist^{#7.5}. Normiert man diese auf die Anzahl aller geladener Teilchen, so erhält man die in ABB. 7.8e dargestellten Verteilungen für DELPHI und Simulation. Das Verhältnis von Daten und Simulation (ABB. 7.8f) zeigt auch hier eine gute Übereinstimmung. Mit einem Schnitt auf diese (binäre) Qualitätsflagge wurden die in ABB. 7.7 gezeigten Verteilungen produziert, die eine schlechte Übereinstimmung der Nachweisraten von Messung und Simulation ergibt.

Die ABB. 7.8g-o zeigen die den ABB. 7.8d-f äquivalenten Verteilungen, wobei hier für jedes Teilchen zusätzlich zu $f_{Komb.}$ die Qualitätsflaggen f_{TPC} (ABB. 7.8g-i), f_{FR} (ABB. 7.8j-l) und f_{GR} (ABB. 7.8m-o) gefordert wurden. Für die Verteilungen von Teilchen mit f_{TPC} zeigt sich bis zu Impulsen von $p \lesssim 15 \text{ GeV}/c$ eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Man sieht eine schöne Korrelation zwischen der Rate der Teilchen, für die mit der *TPC* eine Teilchenidentifikationsinformation gewonnen werden kann und dem Abstand der Erwartungswertkurven des dE/dx (gefaltet mit der absoluten Rate der Pionen).

#7.4 dies kann auch eine Messung mit nur einem Teilchenidentifikations-Detektor bedeuten

#7.5 Wenn $f_{Komb.}$ **nicht** gesetzt ist, sind f_{TPC} , f_{FR} und f_{GR} als *wahr* definiert.

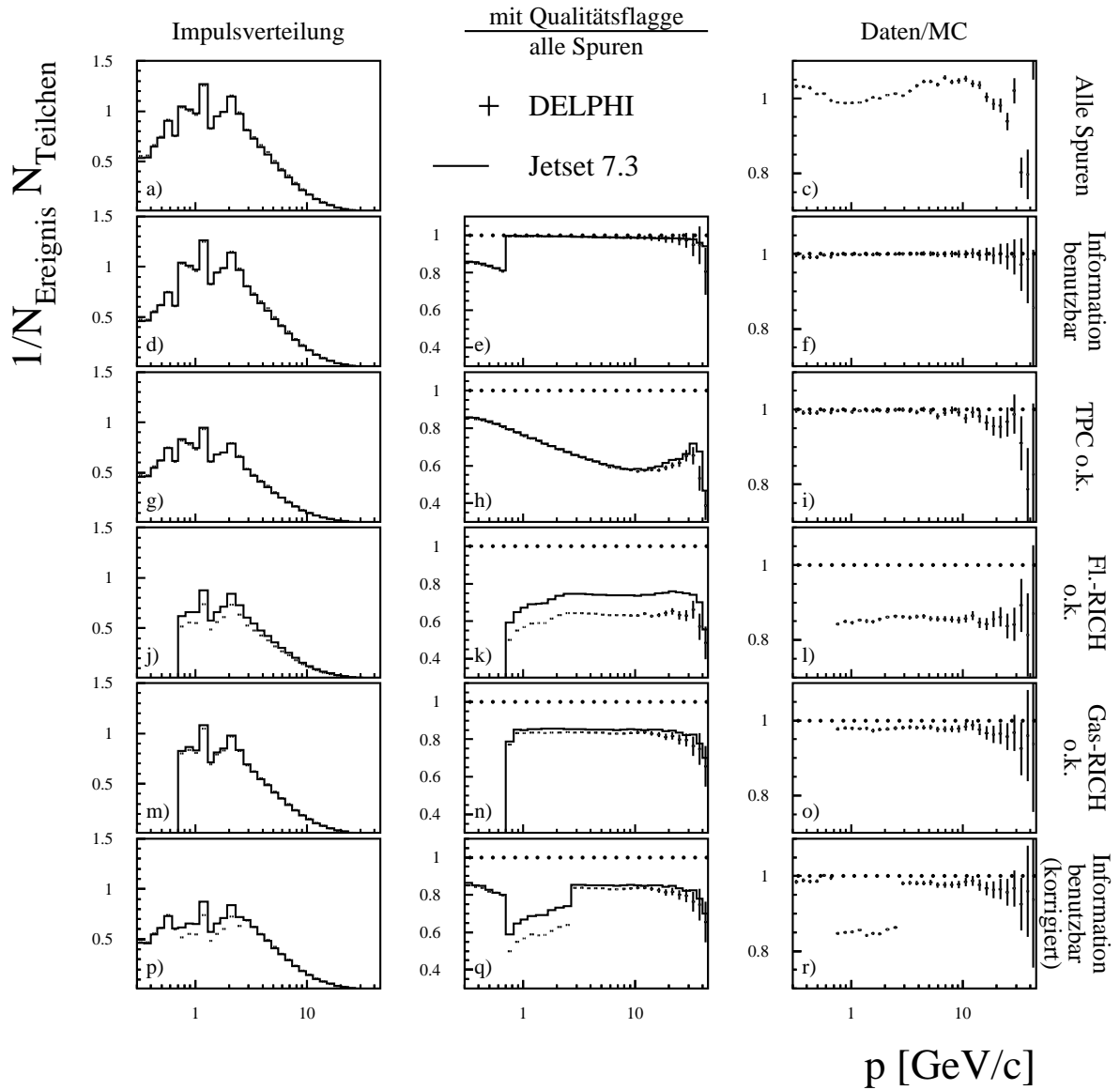


ABB. 7.8 : *Qualitätsflaggen für die Teilchenidentifikation*

Beschreibung s. Text. In diese Verteilungen gehen alle Teilchen in allen drei Jets in Y -Ereignissen ein.

Die ABB. 7.8j-k zeigen eine schlechte Übereinstimmung der Raten von Teilchen mit der f_{FR} -Flagge zwischen Daten und Simulation. In ABB. 7.8k ist zu erkennen, daß f_{FR} in der Simulation für $\sim 15\%$ mehr Teilchen gesetzt ist als in der DELPHI-Messung. Dies entspricht ziemlich genau der in ABB. 7.7 gezeigten überschüssigen Nachweisrate für alle geladenen Teilchen nach der Detektorsimulation.

In den ABB. 7.8m-o läßt sich ein ähnliches Verhalten auch für die Teilchen mit gesetzter f_{GR} -Flagge beobachten. Der relative Unterschied zwischen Messung und Simulation beträgt nur ca. 2%. Da diese Abweichung aber über den gesamten Impulsbereich besteht, sollte sie ebenfalls korrigiert werden.

Ein Vergleich der Verteilungen der Flaggen f_{TPC} , f_{FR} und f_{GR} mit den Unterschieden in den globalen Nachweisraten (s. ABB. 7.7) legt es nahe, eine neue Qualitätsflagge $f'_{Komb.}$ zu definieren:

$$f'_{Komb.} = f_{Komb.} \wedge \begin{cases} f_{TPC} & \text{für } p \leq 0.7 \text{ GeV}/c \\ f_{LR} & \text{für } 0.7 \text{ GeV}/c < p \leq 2.7 \text{ GeV}/c \\ f_{GR} & \text{für } 2.7 \text{ GeV}/c < p \end{cases} .$$

Mit diesem Schnitt wird im wesentlichen $f_{Komb.}$ mit der Qualitätsflagge desjenigen Detektors überschrieben, der in den o.a. Impulsintervallen primär zur Teilchenidentifikation beiträgt. Dies widerspricht natürlich dem Konzept einer kombinierten Teilchenidentifikation ein wenig, wird andererseits durch die schlechte Übereinstimmung von Simulation und Messung in ABB. 7.7 notwendig. Zu beachten ist an dieser Stelle aber, daß für beide Radiatoren des *BRICH* die Flaggen f_{FR} und f_{GR} auch für Teilchen mit kleinen Impulsen gesetzt sind, wo in den jeweiligen Radiatoren kein Cherenkov-Licht emittiert wird. Diese Qualitätsflagge liefern eher eine Aussage über den Detektorstatus im Bereich der Teilchentrajektorie als über die Qualität einer möglichen Teilchenidentifikation.

Nach einem Schnitt auf $f'_{Komb.}$ ergeben sich die in ABB. 7.8p,q dargestellten Impulsverteilungen und Raten, die natürlich für Messung und Simulation nicht übereinstimmen. ABB. 7.8r zeigt nun die Korrekturverteilung, mit der die Impulsverteilungen der auf Detektor-Niveau gemessenen Spektren identifizierter Teilchen in der *Monte Carlo*-Simulation multipliziert werden müssen, um die gleiche globale Nachweiseffizienz für identifizierbare Hadronen zu erreichen wie für Daten^{#7.6}.

Diese Korrekturfaktoren wurden in dieser Analyse mit allen geladenen Teilchen in allen drei Jets in Y-Ereignissen gewonnen^{#7.7}. Diese Auswahl reduziert zum einen die statistischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren, zum anderen wird durch dieses Verfahren sichergestellt, daß die Teilchenidentifikation nicht systematisch durch die Auswahl einzelner Jet-Klassen beeinflusst wird. Die Beschränkung auf die jeweils untersuchte Topologie stellt des weiteren sicher, daß die Korrekturfaktoren mit einem möglichst geringen systematischen Fehler gemessen werden können, da sich die Jet-Topologie in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen von der in Zwei-Jet-Ereignissen signifikant unterscheidet

#7.6 ABB. 7.6 beinhaltet analoge Korrekturen. Da die Daten, die in die Verteilungen in dieser Abbildung eingehen, mit der *DELANA*-Prozessierung 94B3 produziert wurden, gestalten sich die Korrekturen dort im Detail anders [86].

#7.7 Bei einer Veränderung der Topologie-Anforderungen sind diese Korrekturfaktoren natürlich analog für diese Ereignistopologie zu berechnen.

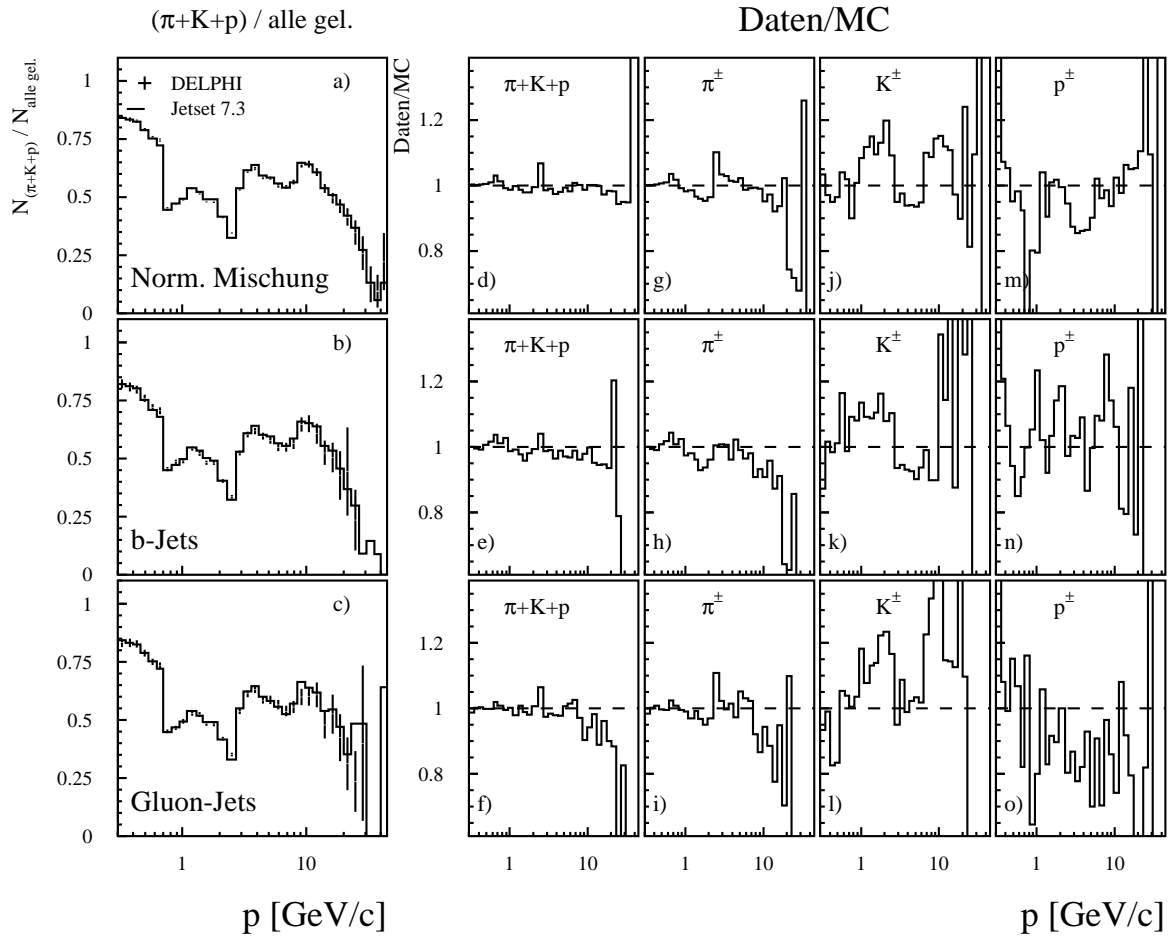


ABB. 7.9 : *Daten/MC-Übereinstimmung der Nachweisraten nach der Selektion mit der modifizierten Flagge f'_{Komb} .*
Beschreibung s. ABB. 7.7

(z.B. in der Breite der Jets und der Teilchendichte, wodurch sich der räumliche Abstand der Teilchenspuren und damit die Möglichkeit einer Teilchenidentifikation verändert). Zu beachten ist ferner, daß dieses Korrekturverfahren keine Abfragen auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten spezieller Teilchen beinhaltet, sondern ausschließlich den Detektorstatus in Abhängigkeit der Topologie des Ereignis berücksichtigt. Diese Korrekturen müssen für jede zu messende Observable (Impuls, Rapidität etc.) separat durchgeführt werden.

ABB. 7.9 zeigt die zu ABB. 7.7 analogen Verteilungen, nachdem die Teilchen mit der modifizierten Flagge f'_{Komb} selektiert wurden. Es zeigt sich eine stark verbesserte Übereinstimmung zwischen der DELPHI-Messung und der Simulation. Die verbleibenden kleinen Differenzen in dem Verhältnis $((\pi + K + p)/(\text{alle geladenen Teilchen}))$ in identifizierten *b*-Jets (ABB. 7.7e) beruht auf den in der Simulation von der Messung mit DELPHI ab-

weichenden Produktionsraten. Das Gleiche gilt für die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation in den Raten identifizierter Hadronen (ABB. 7.7g-o).

7.3.3 Effizienzen und Reinheiten der Teilchenidentifikation

Die sich nach diesen Korrekturen ergebenden Effizienzen sind in ABB. 7.10 graphisch dargestellt. Zeilenweise aufgetragen sind die Antworten der kombinierten Teilchenidentifikation auf generierte Pionen, Kaonen, Protonen und geladene Teilchen, die **nicht** zu diesen Teilchenspezies gehören. Dies sind im Besonderen Elektronen, Myonen und Teilchen, die durch Konversionen von Primärteilchen im Detektor (*sekundäre Wechselwirkungen*) entstehen.

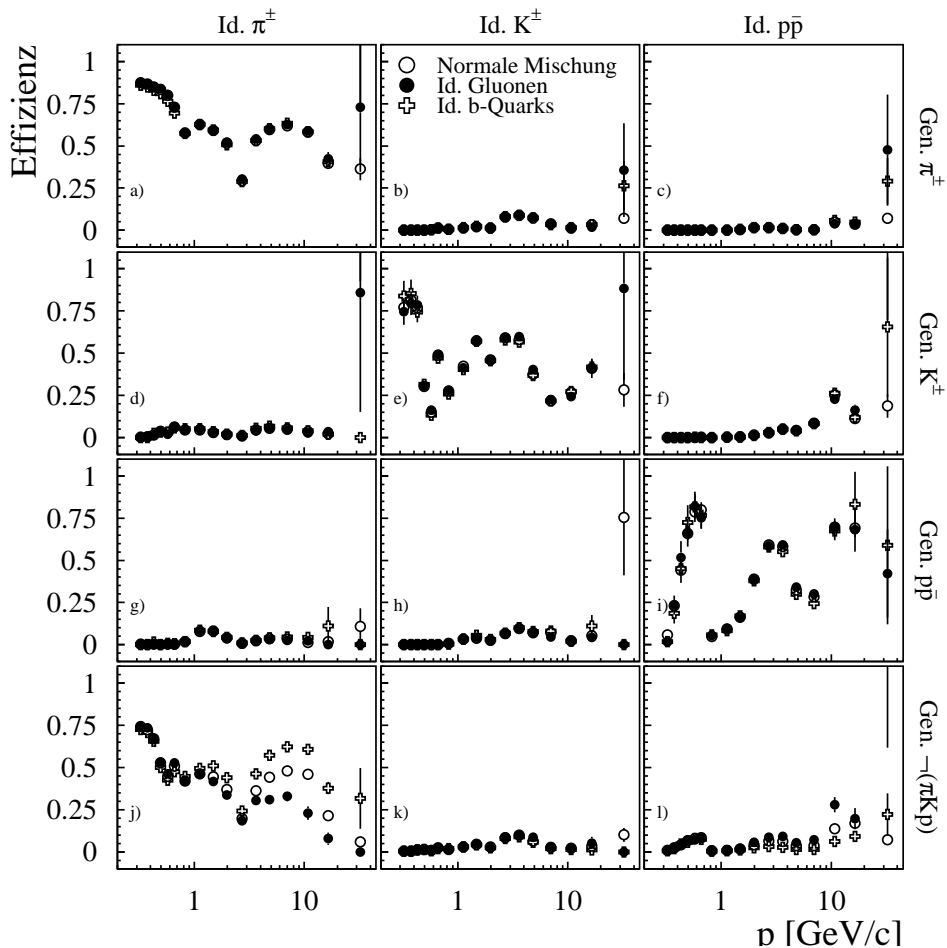


ABB. 7.10 : *Effizienz der Teilchenidentifikation*

Hier bezeichnet „Gen.“ das generierte Flavour und „Id.“ das identifizierte Flavour des jeweiligen Teilchens.

Die resultierenden Effizienzen für Jets der Normalen Mischungsmenge (\circ), identifizierte b -Jets (\oplus) und für identifizierte Gluon-Jets (\bullet) sind in ABB. 7.10 gleichzeitig dargestellt. Man erkennt hohe Selektionseffizienzen in den Diagonalelementen der Effizienzmatrix (ABB. 7.10a,e,i) und sehr kleine Wahrscheinlichkeiten auf den Nebendiagonalelementen. Geladene Teilchen, die nicht Pionen, Kaonen oder Protonen sind, werden, wenn überhaupt, i.allg. als Pionen identifiziert.

ABB. 7.11 zeigt die resultierenden Reinheiten der Teilchenidentifikation. Auch hier sind im wesentlichen die Hauptdiagonalelemente der Reinheitsmatrix gefüllt (ABB. 7.11a,i,q). Der größte Untergrund bei der Pion-Rekonstruktion stammt von Elektronen und Myonen, ist jedoch in aller Regel vernachlässigbar. Eine Ausnahme bilden hochenergetische Teilchen in b -Jets, die mit einer Identifikationsrate von bis zu 20% Elektronen oder Myonen aus semileptonischen B -Hadron-Zerfällen sind. Der wesentlich Untergrund bei der Kaon-Selektion besteht aus Pionen. Unter Berücksichtigung des sehr ungünstigen Mischungsverhältnisses zwischen Kaonen und Pionen in hadronischen Z -Zerfällen ist die erreichte Reinheit der Kaon-Identifikation von durchschnittlich $\sim 70\%$ sehr gut.

Die Kontamination von identifizierten Protonen ist hingegen im wesentlichen auf Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen der Primärteilchen mit der Detektormaterie zurückzuführen. Ein Vergleich von ABB. 7.11q und ABB. 7.11t zeigt, daß für kleine Teilchenimpulse die Rate der sekundär erzeugten Teilchen groß wird im Vergleich zur Rate der primär erzeugten Protonen. Die Reinheit der Proton-Identifikation tendiert mit abnehmendem Impuls sogar gegen Null. Da sekundär erzeugte Teilchen zum größten Teil in der Tat Protonen (oder Deuteronen) sind, ist dieses Verhalten allerdings kein Anzeichen für eine schlechte Proton-Identifikation bei DELPHI, sondern vielmehr eine Konsequenz der in sekundären Wechselwirkungen produzierten Teilchenart. Eine ähnliche Kontamination von identifizierten Pionen und Kaonen kann ebenfalls beobachtet werden (ABB. 7.11f,m), ist aber wesentlich kleiner.

Auf den Beitrag sekundär erzeugter Protonen muß korrigiert werden, da diese Teilchen natürlich nicht aus der QCD-Kaskade stammen. Die naheliegende Lösung dieses Problems, nämlich die Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen mit Hilfe des Programmpakets *MAMMOTH* [91] zu rekonstruieren und durch die erzeugenden Primärteilchen zu ersetzen, scheitert an der unzureichenden Rekonstruktionseffizienz des Verfahrens. In der Tat zeigt ABB. 7.11 die Reinheiten, die sich nach der Rekonstruktion von Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen mit diesem Programm ergeben.

Eine wenig differenzierte, alternative Methode zur Reduktion des Untergrundes durch sekundär erzeugte Protonen besteht darin, im Impulsbereich von $p < 2.7 \text{ GeV}/c$ die Teilchenidentifikation auf negativ geladene Teilchen zu beschränken, da die in sekundären Wechselwirkungen erzeugten Protonen in aller Regel elektrisch positiv geladen sind. ABB. 7.12 zeigt die zu ABB. 7.11 analogen Verteilungen^{#7.8}, in denen die erfolgreiche Re-

#7.8 wobei die Leptonen und die Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen nicht mehr getrennt behandelt werden

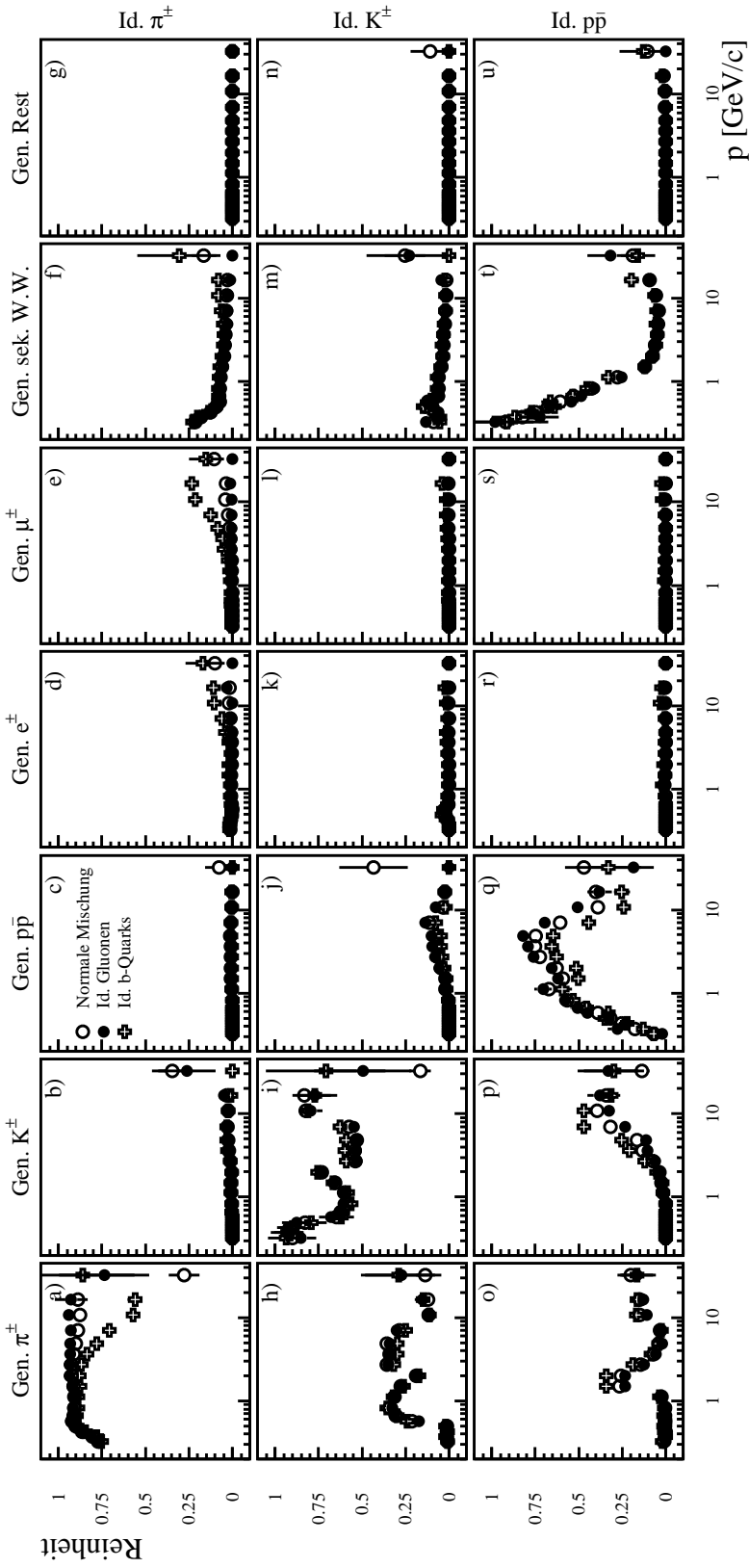


ABB. 7.11 : **Reinheit der Teilchenidentifikation**
 Hier bezeichnet „Gen.“ das generierte Flavour und „Id.“ das identifizierte Flavour des jeweiligen Teilchens.

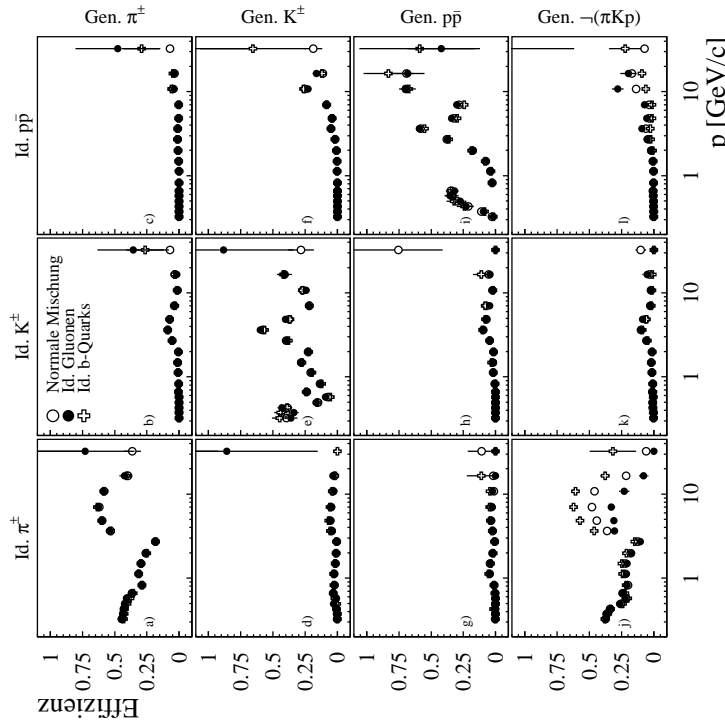


ABB. 7.12 : **Reinheit der Teilchenidentifikation nach Korrektur auf sekundäre Wechselwirkung**

Hier bezeichnet „Gen.“ das generierte Flavour und „Id.“ das identifizierete Flavour des jeweiligen Teilchens.

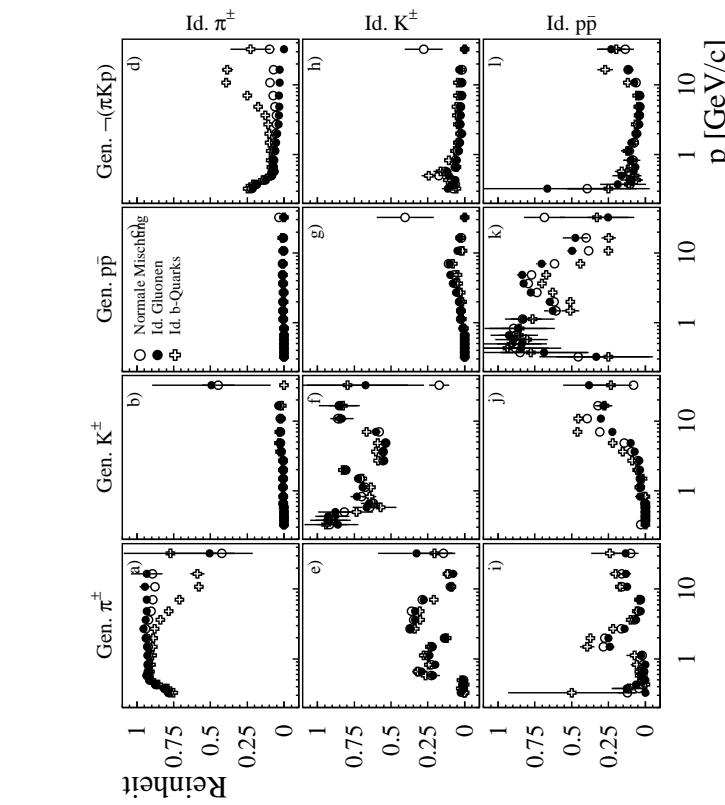


ABB. 7.13 : **Effizienz der Teilchenidentifikation nach Korrektur auf sekundäre Wechselwirkung**

Hier bezeichnet „Gen.“ das generierte Flavour und „Id.“ das identifizierete Flavour des jeweiligen Teilchens.

duktion des Untergrundes der Proton-Selektion durch Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen durch Vergleich der Teilabbildungen 7.12k und 7.12l klar zu erkennen ist.

Ferner zeigt sich, daß durch dieses Verfahren der entsprechende Untergrund für Pionen und Kaonen nicht reduziert wird. Nach der Bereinigung der Reinheitsverteilungen kann man neben der oben beschriebenen Kontamination der Pion-Verteilung in b -Jets durch leichte Leptonen auch Unterschiede in der Reinheit der Proton-Selektion für diese Jet-Klasse beobachten. Die geringere Reinheit der Proton-Identifikation (ABB. 7.12k) in b -Jets erklärt sich durch die höhere Teilchenmultiplizität^{‡7.9} im allgemeinen und von Kaonen (s. ABB. 7.12j) im besonderen. Die in b -Jets aufgrund ihrer erhöhten Multiplizität erhöhte Wahrscheinlichkeit, Kaonen als Protonen zu identifizieren, trägt wesentlich zu der geringeren Reinheit der Proton-Selektion in b -Jets bei.

Korrektur der Spektren identifizierter Teilchen

Optimalerweise sollte eine Korrektur identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets auf sortenreine Teilchen in reinen Quark- und Gluon-Jets in den folgenden Schritten durchgeführt werden:

K1 Korrektur der gemessenen Spektren im akzeptierten *Monte Carlo* (s. KAP. 7.3.2)

K2 Korrektur auf Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen mit dem Programm *MAMMOTH* (s. KAP. 7.3.3)

K3 Korrektur auf Ineffizienzen der Teilchenidentifikation

Aus den gemessenen Teilchenspektren I_π, I_K und I_p identifizierter Teilchen kann man die Spektren sortenreiner Hadronen S_π, S_K und S_p durch die Lösung des Gleichungssystems:

$$\begin{pmatrix} I_\pi \\ I_K \\ I_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\pi^\pi & \varepsilon_K^\pi & \varepsilon_p^\pi \\ \varepsilon_\pi^K & \varepsilon_K^K & \varepsilon_p^K \\ \varepsilon_\pi^p & \varepsilon_K^p & \varepsilon_p^p \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_\pi \\ S_K \\ S_p \end{pmatrix} \quad (7.5)$$

erhalten. Dabei bezeichnen die Werte in der Effizienzmatrix ε_i^j das Verhältnis der Anzahl der Teilchen der Sorte i , die als Teilchen der Sorte j identifiziert werden und der Anzahl der Teilchen, die in Wahrheit tatsächlich von der Art i sind. Somit bezeichnen die Werte ε_i^i die Effizienzen, daß Teilchen korrekt identifiziert wurden; die Werte ε_i^j mit $i \neq j$ sind proportional zum Untergrund für die Teilchenklasse j .

K4 Korrektur auf mangelnde Detektorakzeptanz und anschließender Korrektur auf sortenreine Quark- und Gluon-Jets (s. KAP. 6.4)

‡7.9 vorwiegend von Pionen, s. die leicht erhöhte Reinheit für b -Jets in ABB. 7.12i

Leider zeigt sich, daß die verfügbare *Monte Carlo*-Statistik nicht ausreicht, um die gemessenen Teilchenspektren vor der Akzeptanzkorrektur durch direktes Lösen von GL. 7.5 zu entfalten (s. K3). Die bei diesem Verfahren ermittelten Fehler und Streuungen sind zu groß, um eine zuverlässige Messung der Spektren identifizierter Teilchen durchführen zu können.

Ähnliches gilt für die Korrektur auf Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen (s. K2). Die als einzige funktionierende Methode, diese Teilchen durch einen Schnitt auf ihre Ladung zu selektieren, hat den Verlust der halben Datenstatistik bei kleinen Teilchenimpulsen zur Folge, so daß auch diese Korrektur zu großen Schwankungen führt. ABB. 7.13 zeigt die Selektionseffizienzen nach der Selektion negativ geladener Teilchen, die auf den Diagonalelementen ε_i^i bei kleinen Impulsen deutlich unter 50% liegen. Die Nachweiseffizienzen für Kaonen und Protonen sind bei Impulsen von $p \sim 1 \text{ GeV}/c$ verschwindend klein.

Es ist detailliert untersucht worden, daß alle gemessenen Teilchenspektren im Rahmen ihrer statistischen Fehler mit den Verteilungen übereinstimmen, die man erhält, wenn man die Entfaltung und die Korrektur auf Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen (K2,K3) nach der Durchführung von K1 durch eine multiplikative Akzeptanzkorrektur ersetzt wird. Es ist verifiziert worden, daß die maximale systematisch bedingte relative Abweichung, die sich aus den verschiedenartig kombinierten Korrekturen ergibt, weniger als 1% beträgt.

Kapitel 8

Skalen von Quark- und Gluon-Jets

Während bei der Betrachtung eines gesamten Ereignisses die Schwerpunktsenergie als die für den betrachteten Prozeß relevante Skala gegeben ist, ist die Skala für einzelne Jets innerhalb eines Ereignisses nicht derart eindeutig bestimmt. Das Interesse hierbei besteht ja darin, die Dynamik von Gluon- und Quark-Jets zu vergleichen. Deshalb muß man sich die Frage stellen, welches die relevante Skala für die Jet-Entwicklung ist. In Multijet-Ereignissen ist die Skala nicht die Jet-Energie E_{Jet} (s. GL. 6.1 und ABB. 8.1 und 8.2), wie im Grenzfall eines $q\bar{q}$ -Ereignisses in der e^+e^- -Vernichtung, sondern für Quark- und Gluon-Jets ergibt sich auch eine Abhängigkeit vom Winkel zu den anderen, insbesondere zum nächsten Jet. Die Frage der relevanten Skalen tauchte im Verlauf der in dieser Arbeit

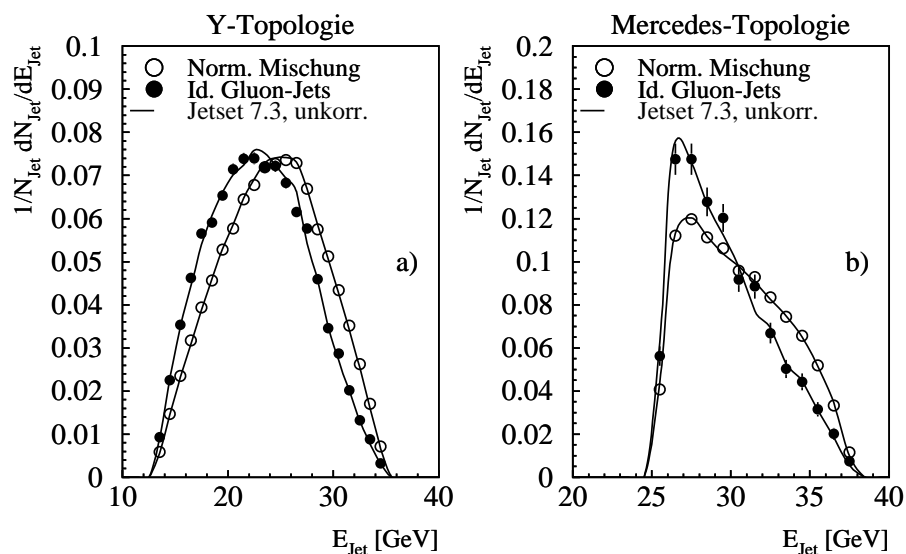


ABB. 8.1 : *Berechnete Jet-Energie für Gluon- und Quark-Jets in Y- und Mercedes-Ereignissen*

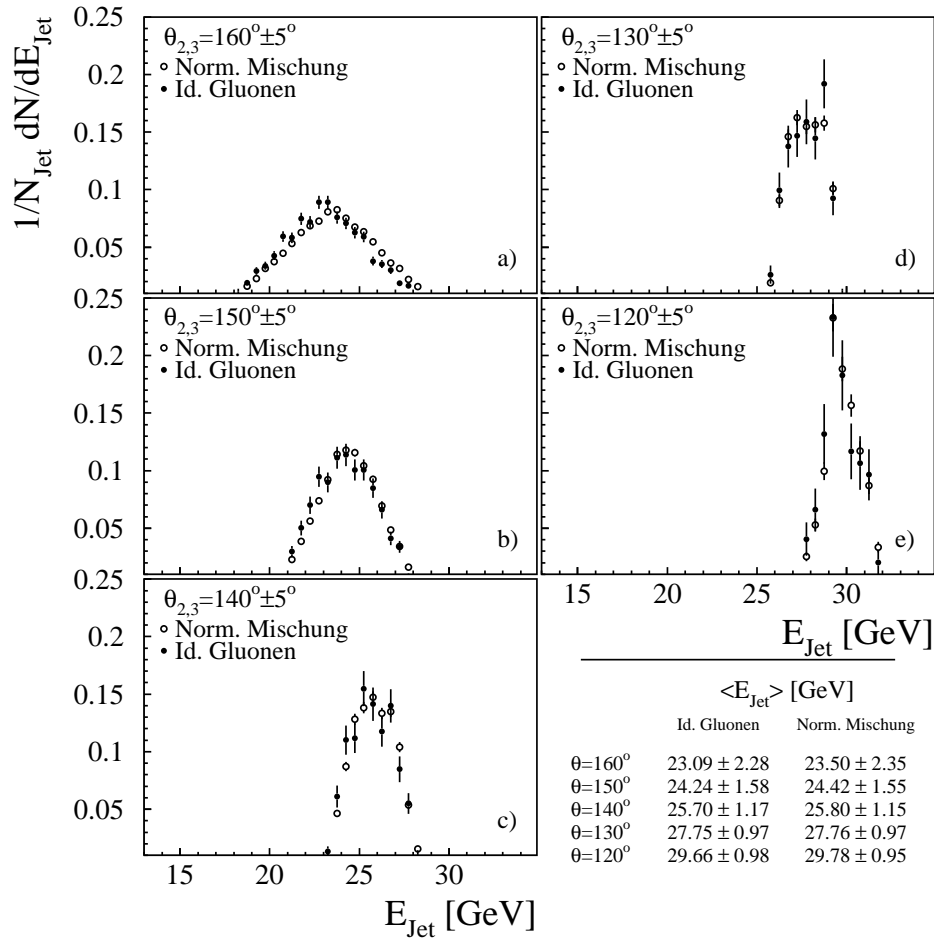


ABB. 8.2 : *Berechnete Jet-Energie für Gluon- und Normale Mischungs-Jets in verschiedenen symmetrischen Y-artigen Topologien*

beschriebenen Analysen auf. Da dieses Thema in der Literatur außer in letzter Zeit kaum diskutiert wurde, wurden in dieser Arbeit auch unterschiedliche, von Theoretikern oder anderen Experimenten eingeführte Ansätze auf ihre Brauchbarkeit untersucht.

Die Ereignistopologie ist besonders wichtig, da die weiche Abstrahlung von einzelnen hochenergetischen Partonen wegen der Quanten-Natur der QCD interferiert. Als eine Konsequenz ist die Abstrahlung von den einzelnen harten Partonen auf Öffnungswinkel limitiert, die durch die Winkel zwischen den harten Partonen gegeben sind. Dieses Phänomen wird als „*Angular Ordering*“ bezeichnet (s. [37] und KAP. 4.3). Dies kann als eine Reduktion des für die weiche Abstrahlung zur Verfügung stehenden Phasenraumes angesehen werden und demzufolge in einer entsprechenden Definition der Skalen absorbiert werden. Deshalb wird die für diese Arbeit relevante Skala ein Produkt aus der Jet-Energie (oder -Impuls) und dem Winkel des harten Partons sein, d.h. die Skala wird

transversalimpulsartig sein. In KAP. 9.5.3 wird das Verhalten der Skalen am Beispiel der mittleren Jet-Breiten in Quark- und Gluon-Jets untersucht.

Studien der Hadron-Produktion in Prozessen mit einer nicht-trivialen Topologie [93] haben gezeigt, daß die Charakteristik der Parton-Kaskade hauptsächlich von der Skala

$$\kappa = 2 \cdot E_{Jet} \sin \frac{\theta}{2} \sim E_{Jet} \theta \quad (8.1)$$

abhängt [93], wobei E_{Jet} die berechnete Jet-Energie (s. GL. 6.1) und θ der Winkel bezüglich des nächsten Jets im Raum ist. Für große Winkel ($\theta \rightarrow \pi$) entspricht diese Skala der Schwerpunktsenergie E_{CM} . κ selber ist proportional zu der durch den DURHAM-Algorithmus definierten Jet-Auflösungsvariablen \sqrt{y} (s. KAP. 4.4). Aus Gründen der Vereinfachung wird statt dieser Definition einer Skala in der vorliegenden Arbeit die sogenannte „Hardness“-Skala

$$\kappa_H = E_{Jet} \sin \frac{\theta_{min}}{2} \simeq \sqrt{s \cdot y} \quad (8.2)$$

verwendet, da sie mehr der Skala eines einzelnen Jets entspricht, als z.B. die Jet-Energie, die oft als eine intuitive Skala gewählt wird [3, 95]. Hierbei bezeichnet θ_{min} den kleineren der beiden an einem Jet anliegenden Winkel. Diese Definition läßt die relative Änderung der Skala unberührt. Der Faktor zwischen GL. 8.1 und GL. 8.2 ist reine Konvention. κ_H entspricht sozusagen der Strahlenergie E_{Strahl} in der e^+e^- -Vernichtung und κ der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = E_{CM} = 2 \cdot E_{Strahl}$.

Für Gluonen gehen wegen der Farbverbindung zwei Winkel ein. Eine Rechnung für die Teilchenmultiplizität von Drei-Jet-Ereignissen [62] (s. auch KAP. 4.6.3) sagt für Gluon-Jets eine Skala p_1^T zu

$$p_1^T = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{2 \frac{(p_q \cdot p_g)(p_{\bar{q}} \cdot p_g)}{p_q \cdot p_{\bar{q}}}} = \frac{1}{2} \tilde{p}_1^T \quad (8.3)$$

voraus.

Im Dipol-Modell der Gluon-Abstrahlung gehen die Eigenschaften des Gluon-Jets in einem Drei-Jet-Ereignis aus einer inkohärenten Superposition der Abstrahlung der Dipole hervor, die sich zwischen Quark und Gluon sowie zwischen Anti-Quark und Gluon aufspannen. In einem vollständig symmetrischen Ereignis (z.B. ein Ereignis mit Mercedes-Topologie) strahlt das Gluon zweimal so viel wie das Quark oder Anti-Quark, d.h. $C_A/C_F = 2$ im Dipol-Modell. Für Größen, die logarithmisch von der Skala abhängen, wie dies gewöhnlich in der QCD der Fall ist, sollte die Gluon-Skala dann als das geometrische Mittel zweier separater Dipol-Skalen bestimmt werden [96]:

$$\kappa_D = \sqrt{\kappa_{qg} \cdot \kappa_{\bar{q}g}}$$

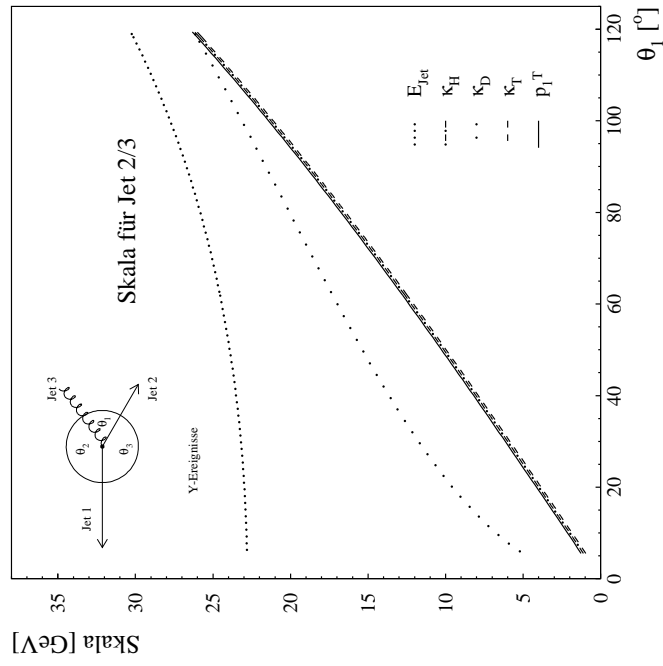
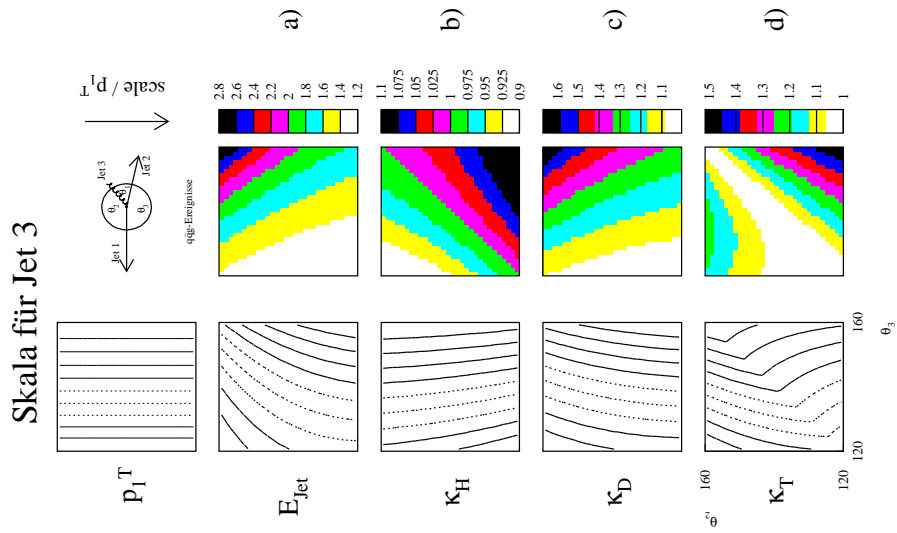


ABB. 8.3 : Vergleich verschiedenartiger Jet-ABB. 8.4 : Vergleich verschiedenartiger Jet-
 Skalen für verschiedene symmetrische Skalen für allgemeine asymmetrische
 Y-artige Ereignistopologien Ereignistopologien

Hierbei sind die Skalen κ_{qg} und $\kappa_{\bar{q}g}$ über GL. 8.2 durch die Gluon-Jet-Energie und die Winkel θ_1, θ_2 des Gluons bzgl. der zwei Quark-Jets gegeben.

Eine weitere mögliche Skala ist der Transversalimpuls bzgl. der Flugrichtung des initialen Quarks. Unter der Annahme, daß der führende Jet entlang der Bewegungsrichtung des initialen $q\bar{q}$ -Paares vor Abstrahlung des Gluons ausgerichtet ist, ergibt sich für die zwei niederenergetischen Jets [97]:

$$\kappa_T = E_{Jet} \cdot \sin \theta_{max},$$

wobei θ_{max} der größere der zwei an einem Jet anliegenden Winkel ist.

Der Transversalimpuls selber als beschreibende Variable für Jets aus Drei-Jet-Ereignissen weist jedoch eine Schwierigkeit auf. Da aufgrund der Impulserhaltung die beiden niederenergetischen Jets den gleichen Transversalimpuls besitzen müssen, würde daraus folgen, daß sich die beiden niederenergetischen Jets in einem sehr asymmetrischen Ereignis gleich verhalten, auch wenn $E_2 \gg E_3$ ist. Dies ist in der Realität wahrscheinlich nicht der Fall.

In symmetrischen Ereignissen fallen die Skalen κ_H, p_1^T und κ_T allerdings zusammen (s. ABB. 8.3). Einen Vergleich dieser Skalen für asymmetrische Ereignisse zeigt ABB. 8.4. Die relativen Unterschiede zwischen diesen Skalen stellen sich für die in dieser Arbeit akzeptierten Ereignisse zu kleiner als 10% heraus.

Um Skalenabhängigkeiten zu untersuchen, muß nun die dem physikalischen Prozeß zugrunde liegende Skala spezifiziert werden. Zur Auswahl einer zur Beschreibung von Quark- und Gluon-Jets geeigneten Skala wird die Multiplizität der Jets aus allen Topologien mit der Multiplizität der Jets aus fünf ausgewählten symmetrischen Topologien verglichen. Wenn die Eigenschaften der Jets allein durch den entsprechenden Skalenwert ohne Berücksichtigung des topologischen Umfeldes des gesamten Ereignisses beschrieben werden, so ist zu erwarten, daß die Jet-Multiplizitäten in symmetrischen Ereignissen sich wie die Jet-Multiplizitäten in Ereignissen mit beliebiger Topologie verhalten (s. ABB. 8.5). Dies ist sicher nicht der Fall, wenn die Jet-Energie als relevante Skala angesehen wird.

In bisherigen vergleichenden Untersuchungen von Quark- und Gluon-Jets, so zum Beispiel in [5], wird argumentiert, daß Quark- und Gluon-Jets in symmetrischen Ereignissen aufgrund des gleichen topologischen Umfeldes direkt miteinander vergleichbar seien. Durch die Verwendung unterschiedlicher Skalen für Quark- und Gluon-Jets ist diese direkte Vergleichbarkeit eigentlich nicht mehr immer gegeben.

Die Verwendung z.B. der Skala κ_H oder p_1^T hat gegenüber der Jet-Energie als Skala einen weiteren, wenngleich lediglich technischen Vorteil. ABB. 8.6 zeigt im obersten Diagramm die Verteilung der Jet-Energie für die beiden niederenergetischen Jets aus den fünf symmetrischen Ereignistopologien. Die Verteilungen sind breit und unscharf. Es gibt einen großen Überlapp zwischen den Verteilungen der einzelnen Topologien. Hierdurch ist es nur bedingt sinnvoll, den Jets aus einer bestimmten Ereignistopologie einen bestimmten Energiewert oder ein Energieintervall zuzuweisen. Die entsprechenden Verteilungen von κ_H

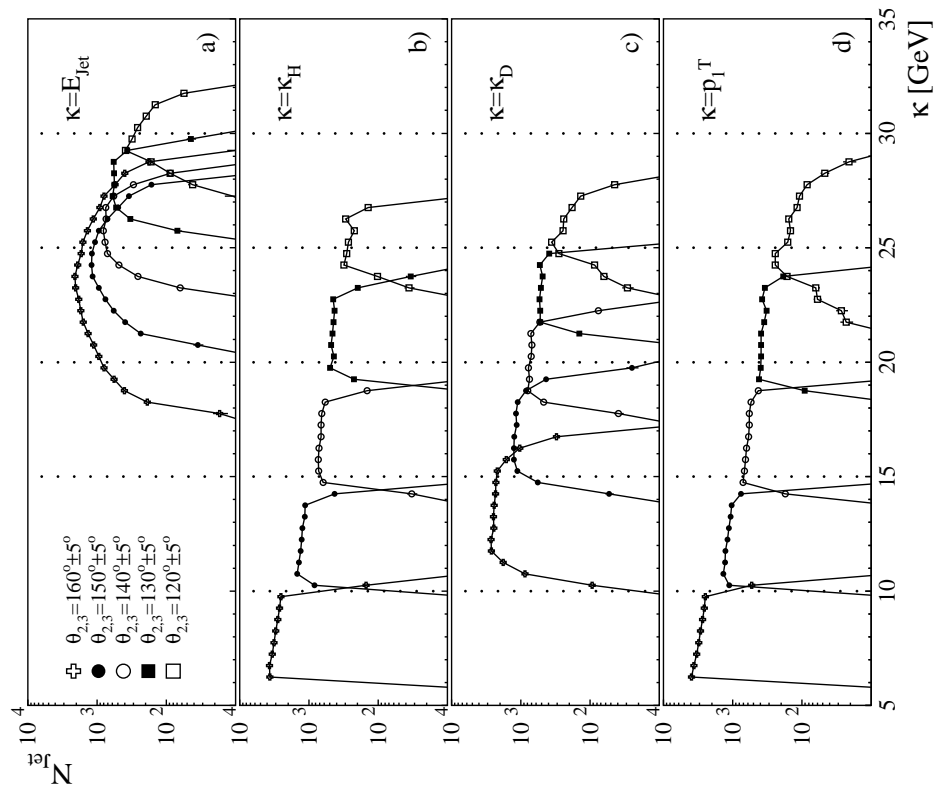


ABB. 8.5 : Die Multiplizität von Quark- und Gluon-Jets aus allen Ereignissen im Vergleich mit der Jet-Multiplizität aus symmetrischen Ereignissen für verschiedene Jet-Skalen

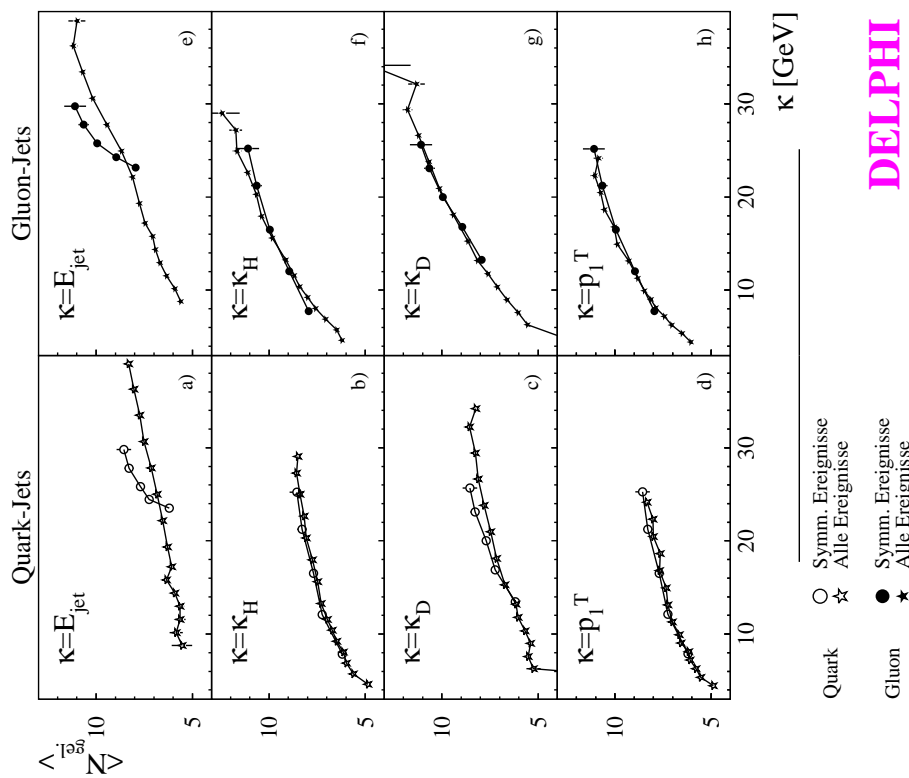


ABB. 8.6 : Verteilung verschiedenartiger Jet-Skalen für fünf symmetrische Ereignistopologien

DELPHI

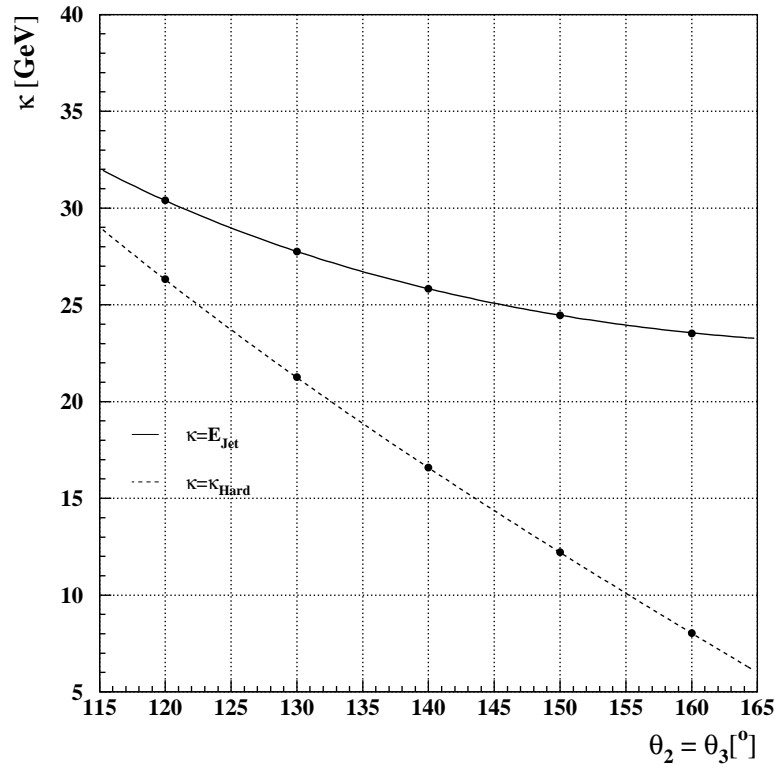


ABB. 8.7 : *Entwicklung der Energie E_{Jet} und der „Hardness“-Skala κ_H mit dem Winkel zum energiereichsten Jet*

hingegen, die in dem Diagramm darunter abgebildet sind, sind schmal und scharf voneinander getrennt, es gibt nahezu keinen Überlapp zwischen den Verteilungen verschiedener Topologien. Im Falle von symmetrischen Ereignissen und masselosen Jets geht die Skala κ_H mit steigendem Winkel $\theta_2 (= \theta_3)$ schnell gegen 0, während die Jet-Energie annähernd konstant bleibt (s. ABB. 8.7). Dies macht κ_H weniger sensitiv auf kleine Abweichungen von der exakten symmetrischen Topologie als die Jet-Energie selber. Außerdem soll hier betont werden, daß die relative Änderung der Skalen im Falle von κ_H , verglichen mit E_{Jet} größer ist.

ABB. 8.8 zeigt die Quark-Fragmentationsfunktion für festes x_E als eine Funktion der Skala κ_H und entsprechend ABB. 8.9 die Gluon-Fragmentationsfunktion für festes x_E als eine Funktion der Skala p_1^T . Die Ergebnisse, die man aus allen Ereignissen erhält und die von symmetrischen Ereignissen stimmen gut überein. Die gute Übereinstimmung der symmetrischen Quark- und Gluon-Jets mit denen aus allen Verteilungen zeigt, daß κ_H bzw. p_1^T relevante Skalen für dynamische Studien von Jet-Eigenschaften sind. Dies ist bei der berechneten Jet-Energie als zugrunde liegende Skala (s. ABB. 8.10 und 8.11) nicht der Fall. Das erwartete Potenz-Verhalten von $D(x_E, \kappa) = a \cdot \kappa^b$ (siehe dazu auch KAP. 9.5.1) ist durch ein lineares Verhalten in einer log-log Abbildung angepaßt.

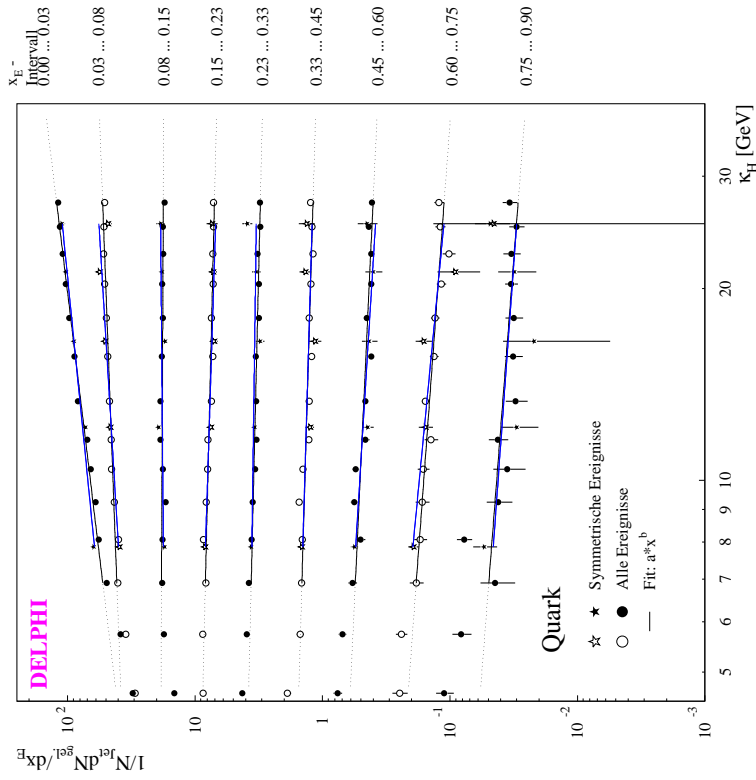


ABB. 8.8 : Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion von κ_H
 Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer Potenz-Anpassung.

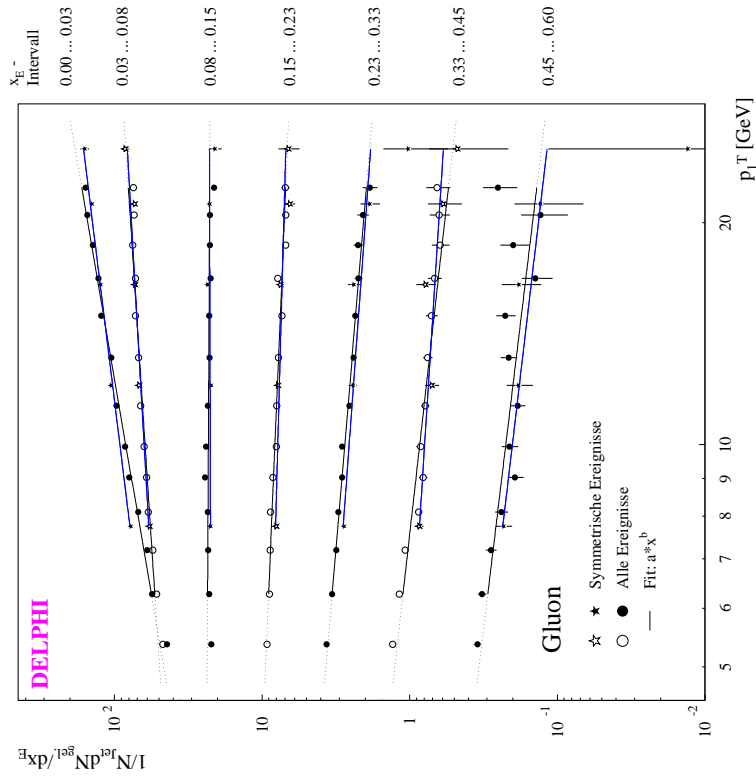


ABB. 8.9 : Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktion von p_T^T
 Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer Potenz-Anpassung.

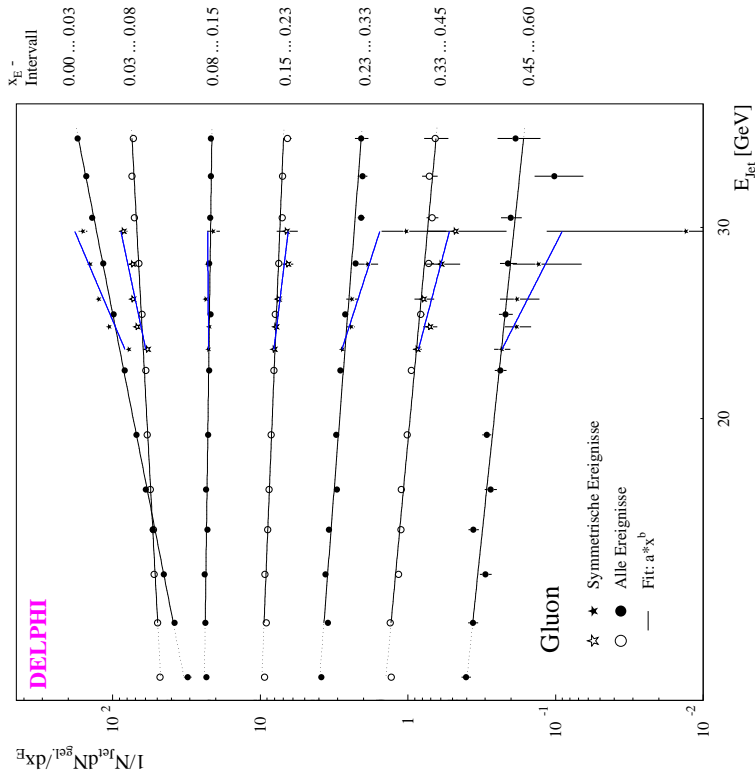


ABB. 8.11 : Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktion von E_{Jet} . Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer Potenz-Anpassung.

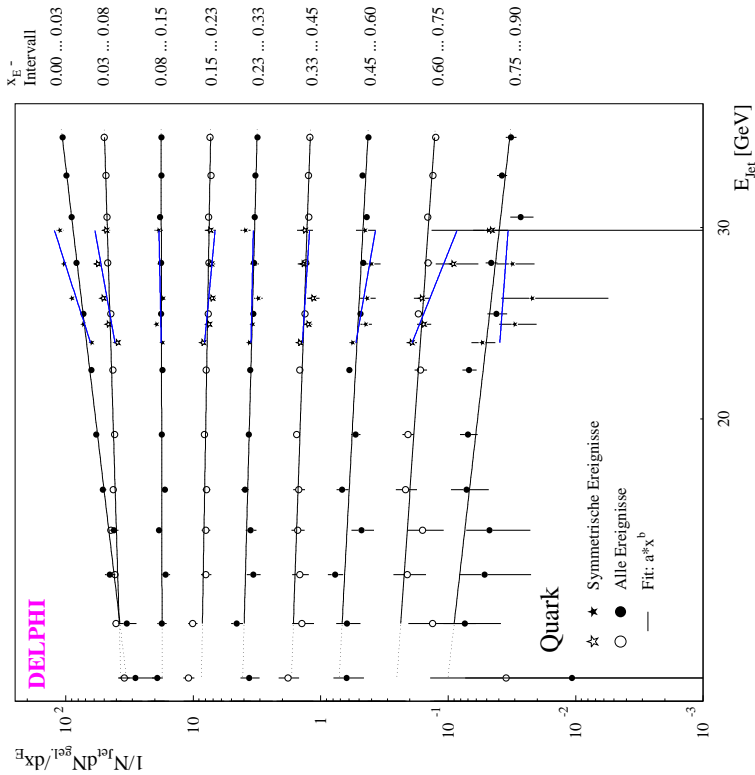


ABB. 8.10 : Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion von E_{Jet} . Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer Potenz-Anpassung.

Kapitel 9

Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine umfassende Studie der Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets durchgeführt. Die dabei erzielten Beobachtungen werden in diesem Kapitel vorgestellt und diskutiert.

Zu Beginn diskutiert KAP. 9.1 topologische Unterschiede von Gluon- und Quark-Jets, gefolgt von einer Studie der Kohärenz-Effekte in KAP. 9.2. Unterschiede in der Multiplizität und der Fragmentation von identifizierten Teilchen sowie die Messung von Resonanzen werden in KAP. 9.3 behandelt. Hierdurch kann man direkt Rückschlüsse auf die Produktion von Hadronen, insbesondere der Baryonen, in Gluon- und Quark-Jets ziehen und das Verhältnis der Produktionsraten bestimmen.

Die Messung der Aufspaltungskerne von Quarks und Gluonen (KAP. 9.4) gibt einen Einblick in die Entwicklung von Jets in der QCD-Kaskade. In der Messung dieser Eigenschaften ist man bereits neben perturbativen Eigenschaften auf Fragmentationseffekte sensitiv.

Die Messung der Fragmentationsfunktionen von Quarks und Gluonen verbindet die perturbative und die nicht-perturbative QCD. In KAP. 9.5 werden die Fragmentationsfunktionen von Quarks und Gluonen in geladene Teilchen abhängig von der zugrunde liegenden Jet-Skala gemessen. Hieraus läßt sich die Skalenverletzung in Gluon- und Quark-Jets bestimmen, und daraus wird das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F abgeleitet. Die Untersuchung von Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets birgt viele experimentelle Unsicherheiten. Deshalb wird in KAP. 9.6 eine perturbativen QCD-Vorhersage mit der Multiplizität von Drei-Jet-Ereignissen verglichen (s. dazu insbesondere auch [2]).

9.1 Topologische Unterschiede von Gluon- und Quark-Jets

In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen Topologien von Quark- und Gluon-Jets am Beispiel ausgewählter Observablen diskutiert. Dabei wird insbesondere auf den Einfluß der topologischen Besonderheiten von Quark- und Gluon-Jets auf die folgenden Analysen eingegangen. Durch den Vergleich der Messungen in Y- und Mercedes-Ereignissen (zur Definition s. KAP. 6.2) wird untersucht, ob das Ergebnis der jeweiligen Messung von der Energie bzw. der Kinematik des Drei-Jet-Ereignisses abhängt. Im Gegensatz zu [2], wo der k_{\perp} -Algorithmus mit einem vordefinierten y_{cut} von 0.15 zur Selektion von Drei-Jet-Ereignissen verwendet wurde, werden hier in dieser Arbeit alle hadronischen Ereignisse mit Hilfe des CAMBRIDGE-Algorithmus ohne einen expliziten Schnitt auf y_{cut} (s. hierzu auch [98]) zu Drei-Jet-Ereignissen geclustert. Hieraus werden dann über Winkelschnitte die symmetrischen Y- und Mercedes-Ereignisse selektiert. Insbesondere die Mercedes-Topologie erweist sich als ausgezeichnete Topologie, um Gluon- und Quark-Jets miteinander zu vergleichen [98].

Desweiteren sollen die Möglichkeiten und Grenzen einer Beschreibung der Eigenschaften von Quark- und Gluon-Jets durch Generatormodelle überprüft werden. Dazu werden die in KAP. 5.3 vorgestellten *Monte Carlo*-Generatoren JETSET 7.4, ARIADNE 4.08 und HERWIG 5.8C verwendet.

Verschiedene Klassen von Observablen werden im folgenden betrachtet:

- ▶ Verteilungen, die die räumliche Struktur von Quark- und Gluon-Jets beschreiben (Azimutalwinkel-, Spurwinkelverteilungen),
- ▶ Verteilungen, die die innere Sub-Struktur der Jets selber charakterisieren (Teilchendichte, Energiedeposition, differentielle Energiedeposition) und
- ▶ Verteilungen, die den Impuls, sowie den transversalen und longitudinalen Impuls beschreiben (Transversalimpulse innerhalb und außerhalb der Ereignisebene, Jet-Breite, Rapidität, Fragmentationsfunktion).

9.1.1 Räumliche Verteilung von Teilchen in symmetrischen Ereignissen

ABB. 9.1a und ABB. 9.1c zeigen die Verteilung der Teilchen in der Ereignisebene nach Jets getrennt. Die Länge der Linien in diesen Abbildungen ist dabei proportional zur Anzahl der Teilchen, die unter einem Azimutalwinkel ϕ relativ zur Achse des höchstenergetischen Jets beobachtet werden. Da es sich bei den Ereignissen um Ereignisse mit identifizierten

b -Quark-Jets handelt, wurde die Orientierung so gewählt, daß der dritte Jet immer dem Gluon-Jet entspricht ^{‡9.1}. Die ABB. 9.1a,c zeigen dabei die Überlagerung aller Y- und Mercedes-Ereignisse, die damit natürlich wieder repräsentativ für die räumlich Verteilung von Teilchen in einzelnen symmetrischen Ereignissen sind.

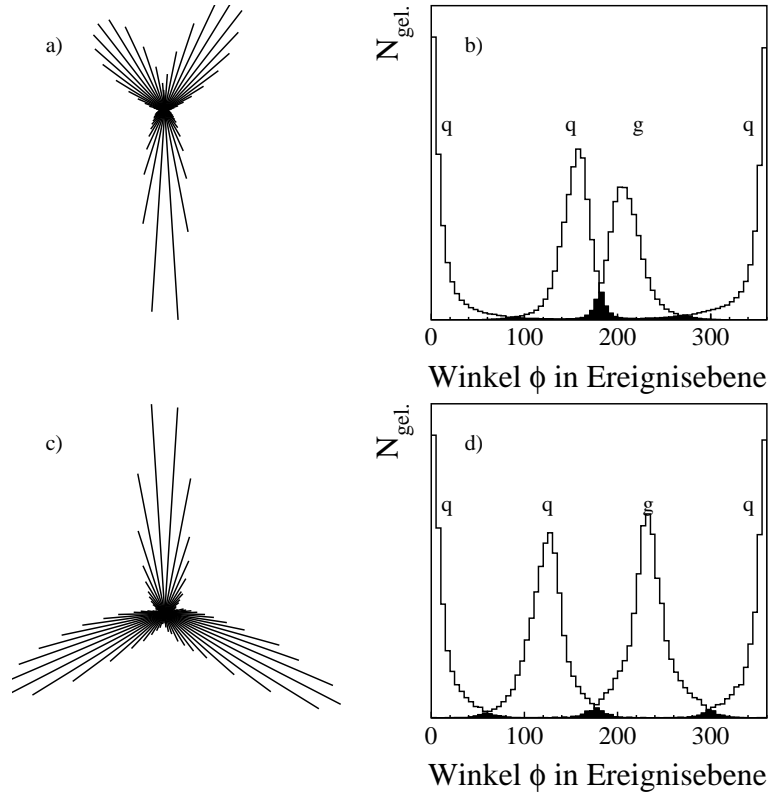


ABB. 9.1 : *Räumliche Verteilung von Teilchen in der Ereignisebene*
 Dargestellt sind mit DELPHI vermessene Y- (a,b) und Mercedes-Ereignisse (c,d).

ABB. 9.1b und ABB. 9.1d zeigen die Teilchendichte in der Ereignisebene als Funktion des Azimutalwinkels ϕ , der auch hier relativ zur Achse des höchstenergetischen Jets angegeben ist. Der Umlaufsinn in der Ereignisebene ist so gewählt, daß mit steigendem Azimutalwinkel zunächst die Teilchen in Jet zwei und danach in Jet drei gezählt werden.

Der ausgefüllte Teil der Verteilung entspricht dem Anteil von Teilchen, die vom CAMBRIDGE-Algorithmus dem Jet zugeordnet werden, zu dem sie einen größeren Abstand haben (nach der Projektion in die Ereignisebene) als zu einem der anderen Jets. Dieser Effekt spielt nur in dem Bereich zwischen den beiden niederenergetischen Jets in Y-Ereignissen eine Rolle. Aufaddiert über alle Überlapp-Bereiche liegen in Y-Ereignissen

‡9.1 Die Orientierung der Ereignisse wurde so gewählt, daß man bereits in der Verteilung der Teilchenspuren in der Ereignisebene die Bezeichnung dieser beiden Topologien (Y, Mercedes) wiedererkennt.

4.1% aller geladenen Teilchen in diesen Bereichen, in Mercedes-Ereignissen sogar nur 2.6%. Daraus kann man ableiten, daß der CAMBRIDGE-Algorithmus zumindest in Ereignissen mit hinreichend großen räumlichen Abständen zwischen den Jets die Teilchen **den** Jets zuordnet, zu denen sie den kleinsten räumlichen Abstand aufweisen, was der intrinsischen Zuordnung der Teilchen zu den Jets entspricht. Desweiteren darf man nicht vergessen, daß Teilchen mit geringem Impuls aufgrund von Kohärenz-Effekten (s. KAP. 9.2) prinzipiell nicht einem einzelnen Jet zuzuordnen sind. Man darf daher erwarten, daß sich für diese symmetrischen Ereignistopologien in aller Regel aus der Zuordnung der Teilchen zu den Jets nur kleine systematische Unsicherheiten in den meisten meßbaren Observablen ergeben. Der von der OPAL-Kollaboration bevorzugt verwendete CONE-Algorithmus [99], bei dem der räumliche Abstand von Teilchen zu den (provisorischen) Jet-Achsen den Rekombinationsvorgang bestimmt, liefert damit zumindest für diese Ereignistopologien keine Ergebnisse, die signifikant von denen abweichen, die man mit dem CAMBRIDGE-Algorithmus erzielt.

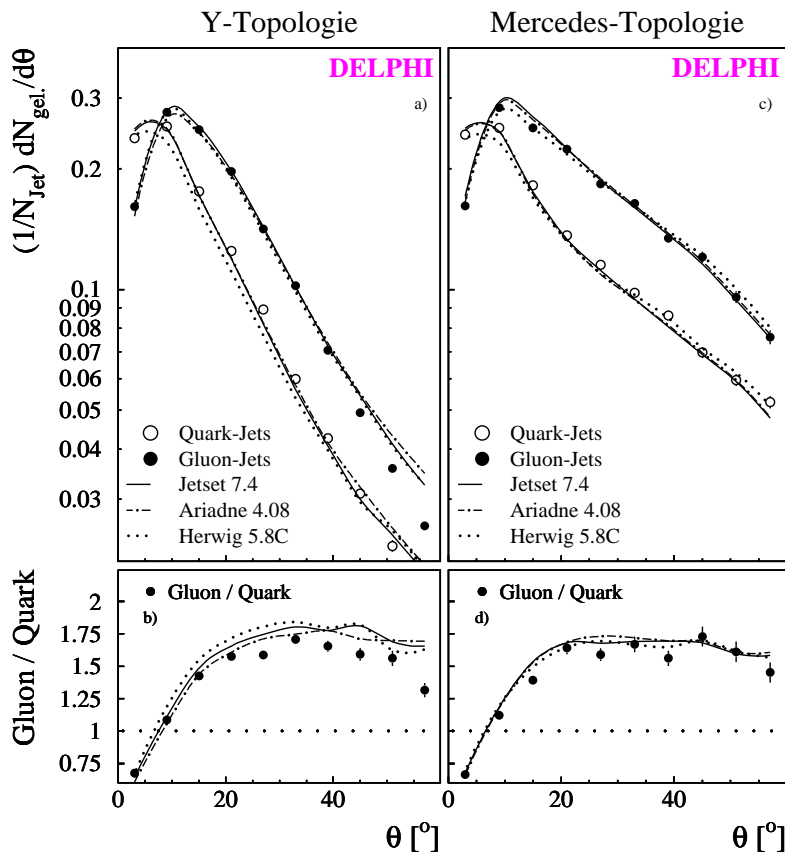


ABB. 9.2 : *Spurwinkelverteilung relativ zur Quark- bzw. Gluon-Jet-Achse*
 a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. ➡ ANH. A

Innerhalb der Menge aller Drei-Jet-Ereignisse ist der Jet mit der kleinsten Energie mit ca. 60% Wahrscheinlichkeit der Gluon-Jet. Unterschiede zwischen Quark- und Gluon-Jets werden vorausgesagt, da Quarks und Gluonen unterschiedliche Farbladungen (QCD) besitzen. Allgemein wird erwartet, daß Gluon-Jets eine größere Multiplizität besitzen als Quark-Jets **gleicher** Skala. Das bedeutet, daß das Teilchenenergiespektrum des Gluon-Jets „weicher“ ist. Dies wiederum impliziert, daß die Winkel θ der Teilchen relativ zur Jet-Achse in Gluon-Jets größer sind als in Quark-Jets gleicher Energie (s. dazu ABB. 9.2), da, wie sich zeigt (s. KAP. 9.1.4), die mittlere transversale Energie pro Teilchen ungefähr gleich ist.

Alle drei Generatoren unterschätzen bei der Y-Topologie leicht die Winkel der Teilchen zur Quark-Jet-Achse und überschätzen die Winkel der Teilchen zur Gluon-Jet-Achse. Daraus resultiert ein überhöhtes Verhältnis Gluon/Quark. Sowohl bei der Y-Topologie als auch bei der Mercedes-Topologie hat man ein annähernd konstantes Verhältnis Gluon/Quark von ~ 1.65 für $\theta > 20^\circ$. Aufgrund der Größe des zur Verfügung stehenden Phasenraumes, ist der mittlere Winkel θ für Mercedes-Ereignisse ca. 5° größer als für Y-Ereignisse (s. ABB. 9.2).

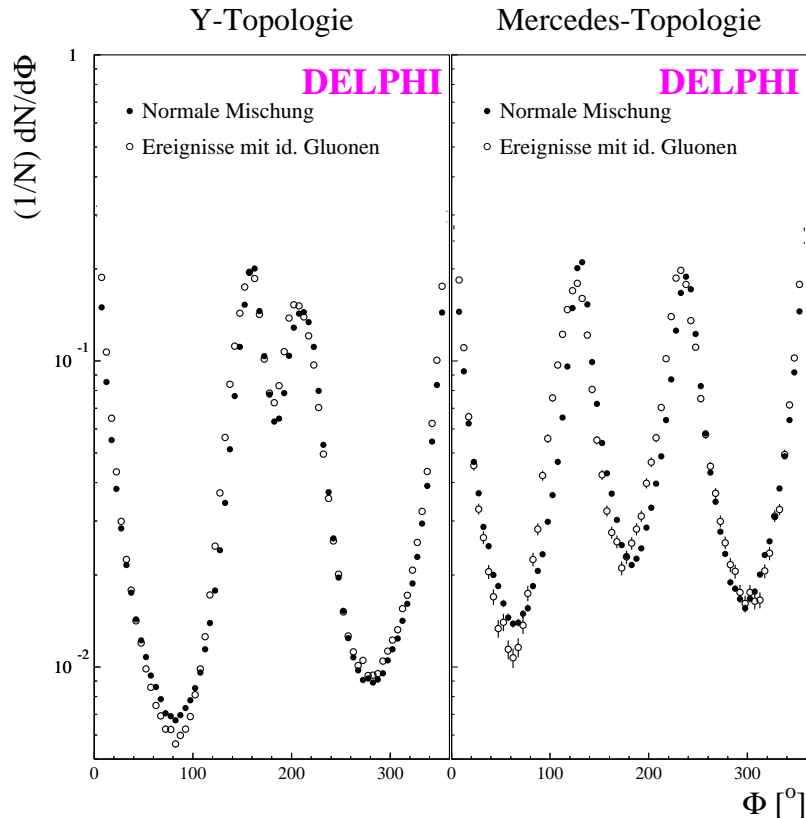


ABB. 9.3 : *Die orientierte Winkelverteilung der in die Ereignisebene projizierten Impulse geladener Teilchen*

Eine tabellarische Darstellung findet sich in ANH. A.

Der „orientierte Winkel“ Φ zwischen den projizierten Impulsen und der Achse des energiereichsten Jets in der Ereignisebene ist in ABB. 9.3 dargestellt. Hierbei bedeutet „orientiert“, daß in der Ereignismenge mit identifizierten Gluonen der Gluon-Jet immer als dritter Jet betrachtet wird, d. h. die Winkelreihenfolge geht ausgehend bei 0° vom energiereichsten Jet über den zweiten Quark-Jet^{#9.2} bei 120° bzw. 150° zum Gluon-Jet bei 240° bzw. 210° für Mercedes- bzw. Y-Ereignisse bis zurück zum energiereichsten Jet bei 360° . Man mißt also den Teilchenfluß in der Ereignisebene. Der sogenannte Stringeffekt (zur detaillierten Analyse s. KAP. 9.2) ist nun als eine Entvölkerung von Teilchen zwischen dem energiereichsten Quark-Jet und dem zweiten Quark-Jet in der Menge von Ereignissen mit identifizierten Gluon-Jets zu sehen, verglichen mit den entsprechenden Regionen bei den Ereignissen aus der Normalen Mischungsmenge.

9.1.2 Teilchendichte in Gluon- und Quark-Jets

In ABB. 9.4 ist die Multiplizität geladener Teilchen in einem Konus mit Öffnungswinkel θ relativ zur Jet-Achse dargestellt. Dabei sind die Multiplizitäten bis zur oberen Grenze des jeweiligen Histogramm-Intervalls aufintegriert. Man erkennt deutlich, daß die Multiplizität geladener Teilchen in der Nähe der Jet-Achse in Gluon-Jets (●) niedriger ist als in Quark-Jets (○). In Y-Ereignissen ist die integrierte Multiplizität in Quark- und Gluon-Jets innerhalb eines Konus von $\sim 20^\circ$ gleich groß. In größeren Abständen von der Jet-Achse nimmt die Multiplizität in Gluon-Jets stark zu. Daraus ergibt sich das Verhältnis der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets in Y-Ereignissen zu

$$\langle N_g \rangle / \langle N_{q=du\bar{c}} \rangle = 1.233 \pm 0.007_{stat.} \pm 0.015_{sys.} .$$

Dieses Ergebnis erhält man für Daten, die DELPHI in den Jahren 1994/95 genommen hat (vgl. dazu auch KAP. 9.3.1.1, wo das entsprechende Verhältnis unter Verwendung des DURHAM-Algorithmus bestimmt wurde). Die Mischung der Quark-Jets ergibt sich dabei aus den Kopplungen von *du \bar{c}* -Quarks an das Z-Boson (vgl. KAP. 6), so daß sich diese Werte nicht exakt mit den in [3] publizierten vergleichen lassen^{#9.3}.

Die *Monte Carlo*-Generatoren sind qualitativ in der Lage, die Verteilungen der Teilchen in Quark- und Gluon-Jets gleichzeitig zu beschreiben. JETSET und ARIADNE beschreiben die Quark-Jet-Multiplizitäten ziemlich gut, auch wenn man hier eine minimale Verschiebung der gut beschriebenen Gesamtmultiplizität zu kleineren Winkeln relativ zur Quark-Jet-Achse beobachtet. HERWIG sagt bei kleinen Öffnungswinkeln die Quark-Jet-Multiplizität richtig, bei großen Öffnungswinkeln aber deutlich zu klein vorher. Dafür stimmt die HERWIG-Vorhersage für die Multiplizität in Gluon-Jets besser mit der DELPHI-Messung

#9.2 Aus Gründen der Vereinfachung wird im folgenden nicht explizit zwischen Quark und Anti-Quark unterschieden.

#9.3 Im Vergleich zu dieser Publikation (aus dem Jahre 1996) ist der totale Fehler inzwischen um 50% reduziert.

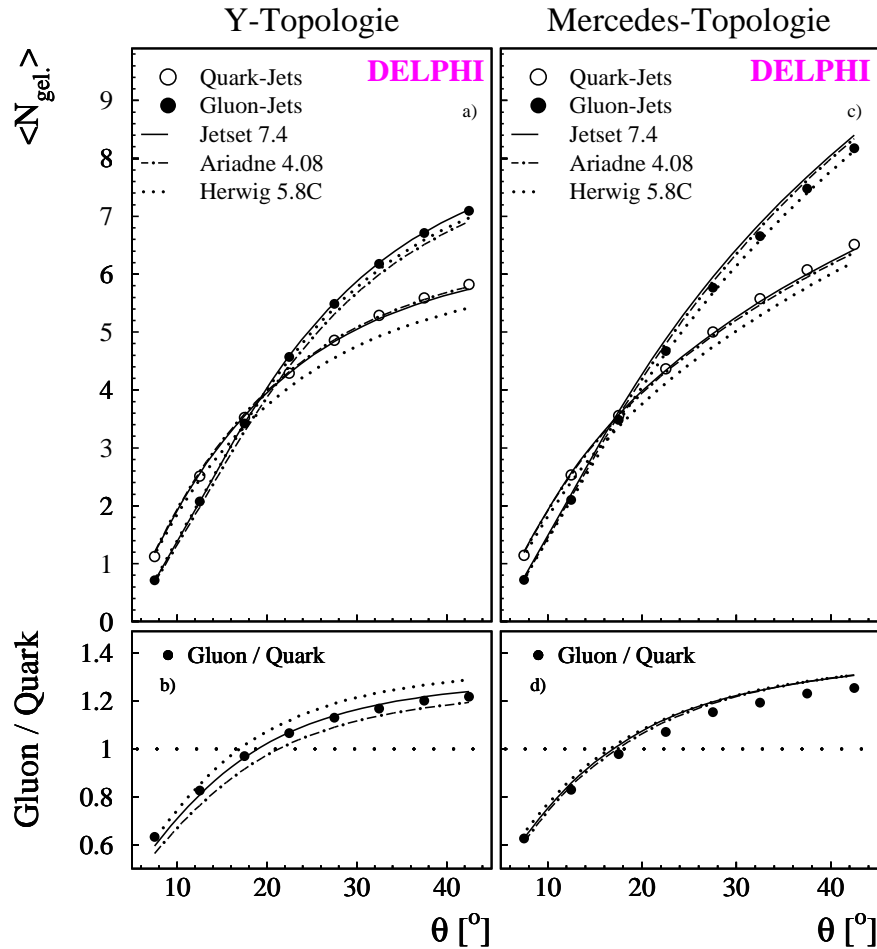


ABB. 9.4 : **Multiplicität geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets**
 Multiplicität geladener Teilchen in einem Konus mit Öffnungswinkel θ relativ zur Jet-Achse.
 Die Multiplicität $\langle N_{\text{gel.}} \rangle$ ist bis zur oberen Grenze jedes Bins aufintegriert.
 a) zeigt die Verteilungen für Quarks (\circ) und Gluonen (\bullet) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen
 in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die
 jeweiligen Ereignistopologien. \blacktriangleleft ANH. A

überein. Nach der ebenfalls richtigen Vorhersage der Teilchenmultiplicität bei kleinen
 Öffnungswinkeln sagen JETSET und ARIADNE eine relativ zur DELPHI-Messung zu ho-
 che Multiplicität in Gluon-Jets bei Mercedes-Ereignissen und ARIADNE hingegen eine zu
 kleine Multiplicität in Gluon-Jets bei Y-Ereignissen voraus.

Das Verhältnis der Konus-Multiplicitäten in Gluon- und Quark-Jets ist in ABB. 9.4b und d
 dargestellt. Das Verhältnis entwickelt sich von $\langle N_g \rangle / \langle N_q \rangle \simeq 0.6$ bis $\langle N_g \rangle / \langle N_q \rangle \simeq 1.2$
 für Y-Ereignisse. Die Entwicklung dieses Verhältnisses abhängig vom Öffnungswinkel θ
 verläuft in Y- und Mercedes-Ereignisse annähernd gleich. Auch nach der Integration der
 Konus-Multiplicitäten bis zu großen Öffnungswinkeln von $\sim 45^\circ$ ist noch nicht das volle

Multiplizitätsverhältnis von 1.233 im Falle von Y-Ereignissen erreicht. Die oben diskutierten Abweichungen der *Monte Carlo*-Vorhersagen von der Messung schlagen sich auch in diesem Verhältnis nieder. Während die Vorhersage von JETSET die Messung bei kleinen Öffnungswinkeln der ausgewählten Koni gut beschreibt und bei großen Öffnungswinkeln nur leicht überschätzt, ist die Vorhersage von ARIADNE bei allen Öffnungswinkeln etwas zu niedrig. Aufgrund der ziemlich schlechten Beschreibung der Konus-Multiplizitäten in Quark-Jets liegt das von HERWIG vorhergesagte Verhältnis der Konus-Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets signifikant zu hoch.

In Mercedes-Ereignissen ergibt sich eine ähnliche Entwicklung der Konus-Multiplizitäten wie in Y-Ereignissen (ABB. 9.4c). Aufgrund der höheren Jet-Energie werden in Jets in Mercedes-Ereignissen deutlich mehr geladene Teilchen beobachtet als in Y-Ereignissen. Bei Öffnungswinkeln bis 10° wird im Mittel in Mercedes- wie in Y-Ereignissen etwa ein geladenes Teilchen gemessen. Aufgrund des größeren verfügbaren Phasenraumes nimmt in Mercedes-Ereignissen die gemessene Multiplizität mit zunehmendem Öffnungswinkel stärker zu als in Y-Ereignissen. Man beobachtet gleiche Multiplizitäten in Quark- und Gluon-Jets bereits bei Öffnungswinkeln von $\theta \simeq 16^\circ$.

Die Zunahme der Multiplizität fällt in Gluon-Jets stärker aus als in Quark-Jets; dementsprechend ist das Verhältnis der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets größer als in Y-Ereignissen. Im Limes großer Öffnungswinkel ergibt sich ein Multiplizitätsverhältnis von

$$\langle N_g \rangle / \langle N_{q=dusc} \rangle = 1.349 \pm 0.016_{stat.} \pm 0.024_{sys.} .$$

Anders als im Falle der Y-Ereignisse liefern die Generatoren JETSET und ARIADNE konsistente Vorhersagen über die Verteilung geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets in Mercedes-Ereignissen. Beide Generatoren liefern für die Quark-Multiplizitäten etwas zu niedrige und für die Gluon-Multiplizitäten etwas zu hohe Vorhersagen. Daraus ergibt sich eine leichte Überschätzung des Verhältnisses von Gluon- und Quark-Multiplizitäten für alle Öffnungswinkel. HERWIG sagt wie im Falle der Y-Ereignisse die Quark-Multiplizität deutlich zu niedrig vorher. Da dies hier auch für die Gluon-Jets gilt, fallen die Vorhersagen aller drei Generatoren für das Multiplizitätsverhältnis identisch aus.

9.1.3 Energiedeposition in Gluon- und Quark-Jets

ABB. 9.5 zeigt die mittlere Energiedeposition $\langle E_{gel.} / \sum E_{gel.} \rangle$ in Quark- und Gluon-Jets für Y- und Mercedes-Ereignisse. Dabei wird die in einem Konus mit Öffnungswinkel θ deponierte Energie geladener Teilchen auf die totale geladene Energie des jeweiligen Jets normiert. Wie die erhöhte Teilchendichte in kleinen Koni für Quark-Jets vermuten läßt (s. KAP. 9.1.2), ist auch die Energiedeposition in kleinen Koni in Quark-Jets höher als in Gluon-Jets. Trotz der höheren Teilchenmultiplizität in großem Abstand zur Jet-Achse in Gluon-Jets bleibt die auf die Jet-Energie normierte Energiedeposition in Gluon-Jets für alle Öffnungswinkel deutlich kleiner als die in Quark-Jets. Dieses Verhalten ist zu

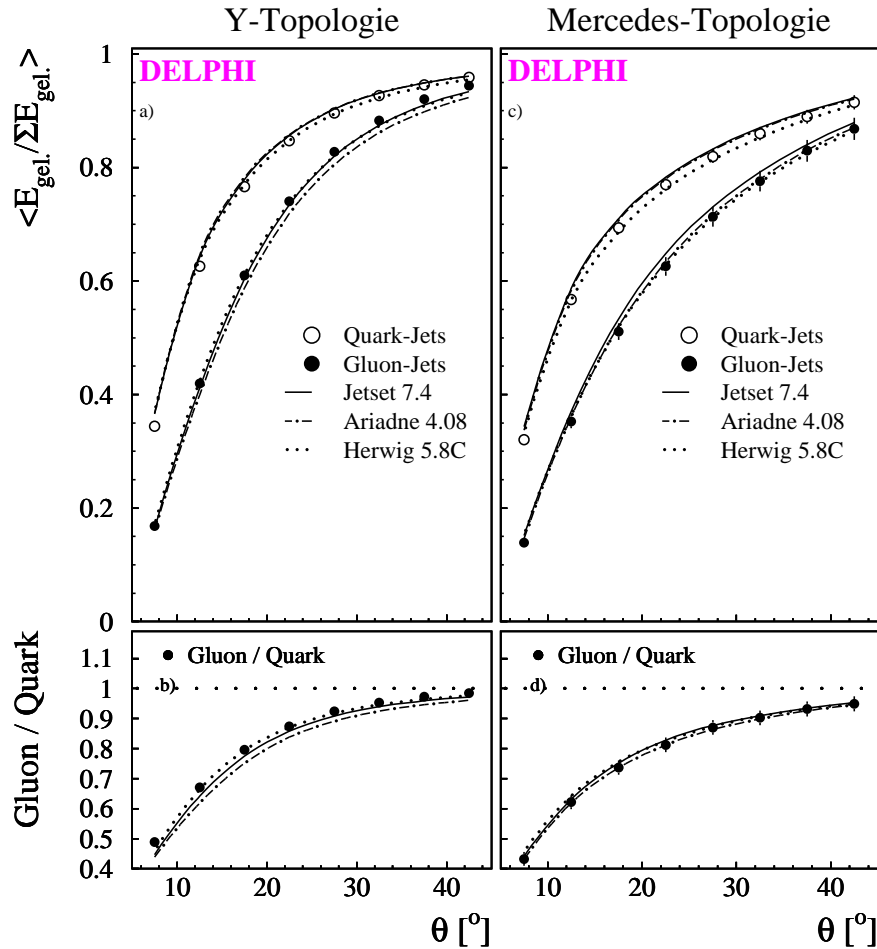


ABB. 9.5 : **Energiedeposition geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets**
 Energie geladener Teilchen in einem Konus mit Öffnungswinkel θ relativ zur Jet-Achse. Die Energie $E_{\text{gel.}}$ ist bis zur oberen Grenze jedes Bins aufintegriert und danach pro Ereignis auf die Summe der geladenen Energie im jeweiligen Jet normiert. Die Abbildung zeigt die mittlere Energiedeposition pro Jet.

a) zeigt die Verteilungen für Quarks (\circ) und Gluonen (\bullet) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. \leftarrow ANH. A

erwarten, da die Energiedichte in Jets eine monotone Funktion des Abstandes zur Jet-Achse ist und somit die hohe Deposition geladener Energie in Quark-Jets ($\sim 35\%$ bei 5°) erst im Grenzwert sehr großer Öffnungswinkel in Gluon-Jets ausgeglichen werden kann.

Im Gegensatz zu der Messung der Konus-Multiplizitäten (KAP. 9.1.2) liefern alle drei Monte Carlo-Generatoren für diese Messung ein einheitliches Bild. Die Energiedeposition in Quark-Jets wird bei kleinen Öffnungswinkeln von allen Generatoren gleichermaßen

überschätzt^{‡9.4}. In etwa dem gleichen Maße wird die Energiedeposition in Gluon-Jets bei Mercedes-Ereignissen bei kleinen Öffnungswinkeln etwas zu hoch vorhergesagt. JETSET und HERWIG beschreiben die Messung in Y-Ereignissen sehr gut. ARIADNE beschreibt Gluon-Jets in Mercedes-Ereignissen sehr gut. Aufgrund der zu hohen Vorhersage für Quark- und Gluon-Jets beschreiben JETSET und HERWIG das Verhältnis der Energiedepositionen in Gluon- und Quark-Jets sehr gut. Da im ARIADNE-Modell nur die Energiedeposition in Quark-Jets überschätzt wird, fällt für dieses Modell die Vorhersage des Verhältnisses marginal niedriger aus als für JETSET und HERWIG, von denen die Messung im Verhältnis sehr gut prognostiziert wird.

In Mercedes-Ereignissen ist wegen des größeren verfügbaren Phasenraumes die Energiedeposition in Koni gleicher Größe niedriger als in Y-Ereignissen; die in einem Koni mit 45° Öffnungswinkel deponierte Energie sinkt z.B. für Quark-Jets von 98% in Y-Ereignissen auf 94% in Mercedes-Ereignissen. Die Entwicklung des Verhältnisses der Energiedeposition in Gluon- und Quark-Jets entwickelt sich jedoch in Y- und Mercedes-Ereignissen identisch. Im Falle von Mercedes-Ereignissen überschätzen alle drei Generatormodelle die Energiedeposition bei kleinen Öffnungswinkeln in beiden Jet-Arten ein wenig. Das Verhältnis von Gluon- und Quark-Jets hingegen wird, wie auch für Y-Ereignisse, von allen Generatoren exzellent beschrieben.

Differentielle Energiedeposition

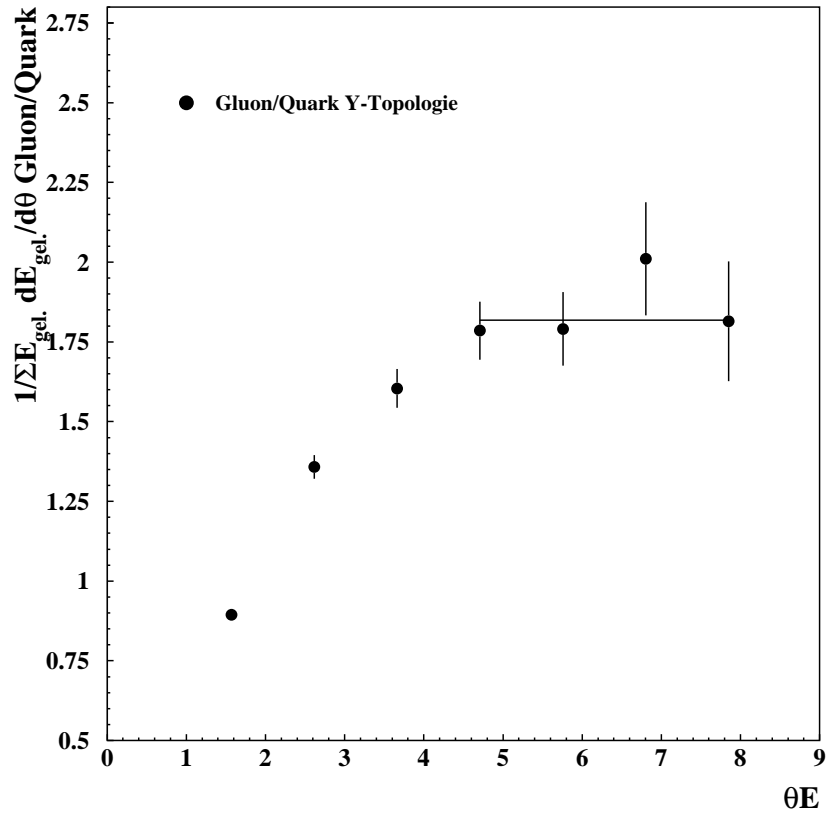
Um ein Maß für die differentielle Jet-Breite bzw. Energiedeposition zu bekommen, ist in ABB. 9.6 die Differenzierung der Verteilung aus ABB. 9.5 im Falle von Y-Ereignissen nach θ vorgenommen worden. Das Ergebnis wird in Abhängigkeit der Skala $E\theta$ gezeigt, wobei E die berechnete Jet-Energie von 24 GeV (fest) und θ der jeweilige Öffnungswinkel des Kegels ist (variabel). Im Rahmen der Fehler kann man für das Verhältnis der differentiellen Energiedeposition ab $E\theta = 5\text{ GeV}$ eine Konstante anpassen und man erhält einen Wert von $1.82 \pm 0.06_{stat.}$.

Diese Verteilung ist besonders interessant, weil hier nun die Entwicklung des Jets bei gleicher äußerer Jet-Skala in Abhängigkeit des Öffnungswinkels des Jets untersucht werden kann.

9.1.4 Verteilung der Transversalimpulse in Gluon- und Quark-Jets

ABB. 9.7 und ABB. 9.8 zeigen die Verteilungen der Transversalimpulse pro Teilchen innerhalb, p_T^{in} , und außerhalb, p_T^{out} der Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets. Generell

‡9.4 Die gute Übereinstimmung der Generatoren mit der DELPHI-Messung bei großen Öffnungswinkeln ergibt sich zwangsläufig aus der Normierung auf die totale geladene Jet-Energie.


 ABB. 9.6 : *Differentielle Energiedeposition für Y-Ereignisse*

erkennt man eine eher schlechte Übereinstimmung zwischen den Daten und den *Monte Carlo*-Generatoren. JETSET unterschätzt sowohl die transversalen Impulse innerhalb als auch außerhalb der Ereignisebene für Quark- und Gluon-Jets und liefert damit im Verhältnis Gluon/Quark eine konsistente Beschreibung der Daten. HERWIG unterschätzt die Verteilung in Gluon-Jets mehr als in Quark-Jets, so daß ein zu geringes Verhältnis vorhergesagt wird. ARIADNE zeigt ein umgekehrtes Verhalten. Diese Diskrepanzen fallen bei Mercedes-Ereignissen geringer aus als bei Y-Ereignissen. Während bei Y-Ereignissen der transversale Impulsüberschuß in Gluon-Jets bei 1.8 GeV verschwindet, bleibt er bei Mercedes-Ereignissen in Gluon-Jets bis 3.4 GeV erhalten.

Für die Beschreibung der transversalen Impulse außerhalb der Ereignisebene gilt für die verschiedenen *Monte Carlo*-Generatoren i.w. das gleiche wie für die transversalen Impulse innerhalb der Ereignisebene. Jedoch erkennt man hier eine deutlich bessere Beschreibung des Verhältnisse Gluon/Quark von ARIADNE und HERWIG. Sowohl in Quark- als auch in Gluon-Jets wird die Verteilung analog wie bei JETSET gleichermaßen unterschätzt. Das Plateau-Gebiet im Verhältnis Gluon/Quark mit ein Höhe von 1.3 bei Y-Ereignissen erstreckt sich bis $p_T^{\text{out}} \simeq 1 \text{ GeV}$ und mit einer Höhe von 1.4 bei Mercedes-Ereignissen erstreckt sich bis $p_T^{\text{out}} \simeq 3 \text{ GeV}$. Bei großen Werten des Transversalimpulses liegt die

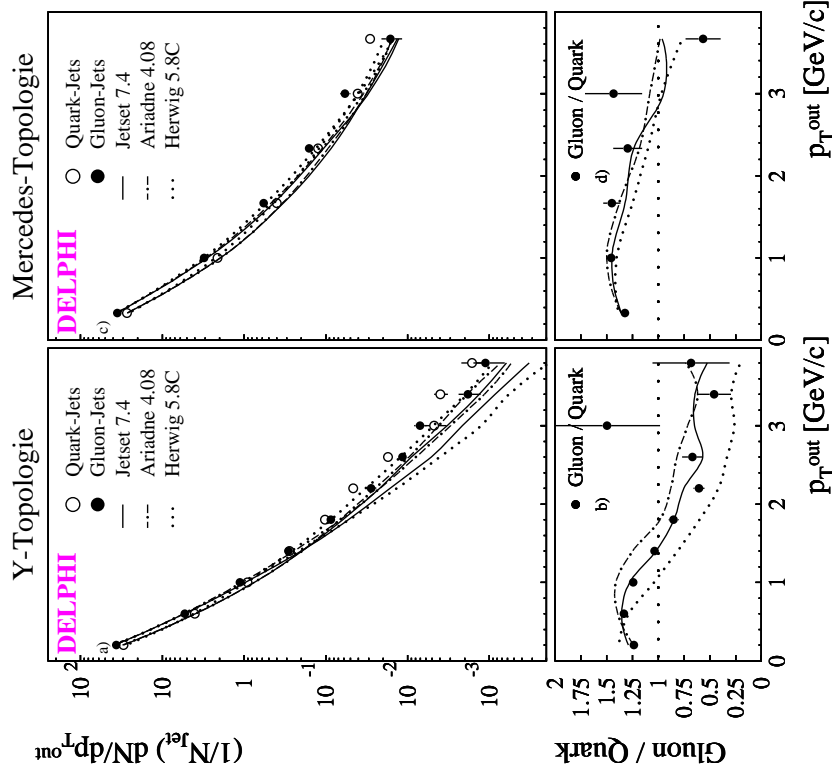


ABB. 9.7 : *Verteilung der Transversalimpulse gelandsener Teilchen innerhalb der Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets*
 a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. ✎ ANH. A

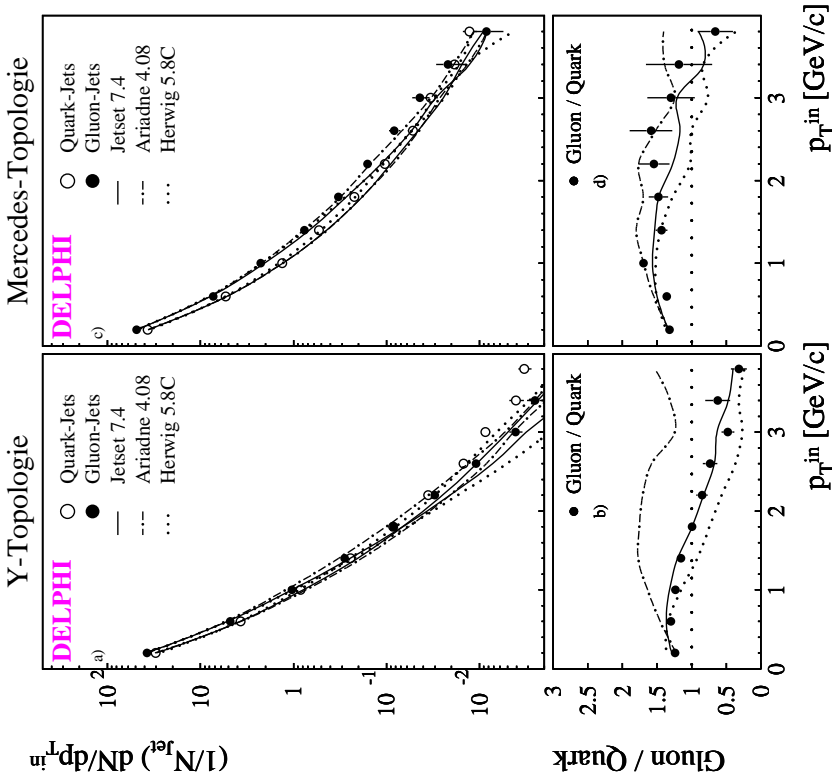


ABB. 9.8 : *Verteilung der Transversalimpulse gelandsener Teilchen senkrecht zur Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets*
 a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. ✎ ANH. A

Gluon-Verteilung deutlich unter der für Quarks. Dies ist sofort verständlich, da der Transversalimpuls proportional zum Impuls ist und Teilchen mit großem Impuls in Quark-Jets häufiger vorkommen.

Die Verteilung der Transversalimpulse relativ zu den Jet-Achsen innerhalb und außerhalb der Ereignisebene, aufsummiert über jeweils alle geladenen Spuren eines Jets, sind in den ABB. 9.9 und ABB. 9.10 dargestellt. Dabei sind die Transversalimpulskomponenten geladener Teilchen innerhalb bzw. senkrecht zur Ereignisebene einzeln aufsummiert. Man erkennt, daß in beiden Richtungen in Gluon-Jets ein um 29-43% größerer Anteil der verfügbaren Jet-Energie transversal zur Jet-Richtung abgestrahlt wird (s. TAB. 9.1). Der Transversalimpulsanteil ist in der p_T^{in} -Verteilung bei Y Ereignissen ca. 5% größer als in der p_T^{out} -Verteilung und in Mercedes-Ereignissen wiederum ca. 10% größer.

Unter Berücksichtigung der prinzipiellen Probleme, Transversalimpulsverteilungen in Generatormodellen zufriedenstellend in Übereinstimmung mit gemessenen Daten zu bringen [73, 100], werden beide Transversalimpulsverteilungen sowohl in Quark- als auch in Gluon-Jets ziemlich gut von allen Generatoren beschrieben. TAB. 9.1 zeigt die Mittelwerte und die Varianzen der p_T^{in} - und p_T^{out} -Verteilungen in Quark- und Gluon-Jets für Y- und Mercedes-Ereignisse. Sowohl die Mittelwerte als auch die Varianzen der Transversalimpulsverteilungen werden von allen Generatormodellen um bis zu 10% unterschätzt. Auffällig gut ist eigentlich nur die Beschreibung der p_T^{in} -Verteilungen für Gluon-Jets durch das ARIADNE-Modell und für Quark-Jets durch das HERWIG-Modell. Außerdem sagt HERWIG, im Gegensatz zum Mittelwert, die Varianzen der p_T^{in} - und p_T^{out} -Verteilungen für Quark- und Gluon-Jets in Mercedes-Ereignissen richtig vorher, die Abweichung für Jets in Y-Ereignissen beträgt aber auch für dieses Modell $\sim -5\%$. Es stellt sich heraus, daß insbesondere die Mittelwerte der p_T^{in} - und p_T^{out} -Verteilungen für Quark- und Gluon-Jets in Mercedes-Ereignissen um ca. 5% größer sind als bei Verwendung des DURHAM-Cluster-Algorithmus mit einem festen y_{cut} von 0.15 [2]. Dies ist dadurch zu erklären, daß durch den relativ kleinen festen Auflösungsparameter y_{cut} z.T. Ereignisse, die viel Transversalimpuls besitzen, bereits als Vier-Jet-Ereignisse akzeptiert werden und demzufolge nicht mehr in der Menge der Mercedes-Ereignisse enthalten sind.

Normiert man die Mittelwerte der aufaddierten Transversalimpulse auf die Anzahl geladener Teilchen im jeweiligen Jet ($\langle \sum p_T \rangle / \langle N_{gel.} \rangle$) (d.h. man dividiert das Verhältnis der p_T Werte aus TAB. 9.1 durch das entsprechende Multiplizitätsverhältnis aus KAP. 9.1.2), so ergibt sich für Y- und Mercedes-Ereignisse ein in Gluon-Jets um lediglich ca. 5% erhöhter Wert im Vergleich zu Quark-Jets (p_T^{out} bzw. p_T^{in}). Auch hier ist die Übereinstimmung aller Generatoren mit der DELPHI-Messung besser als 10%.

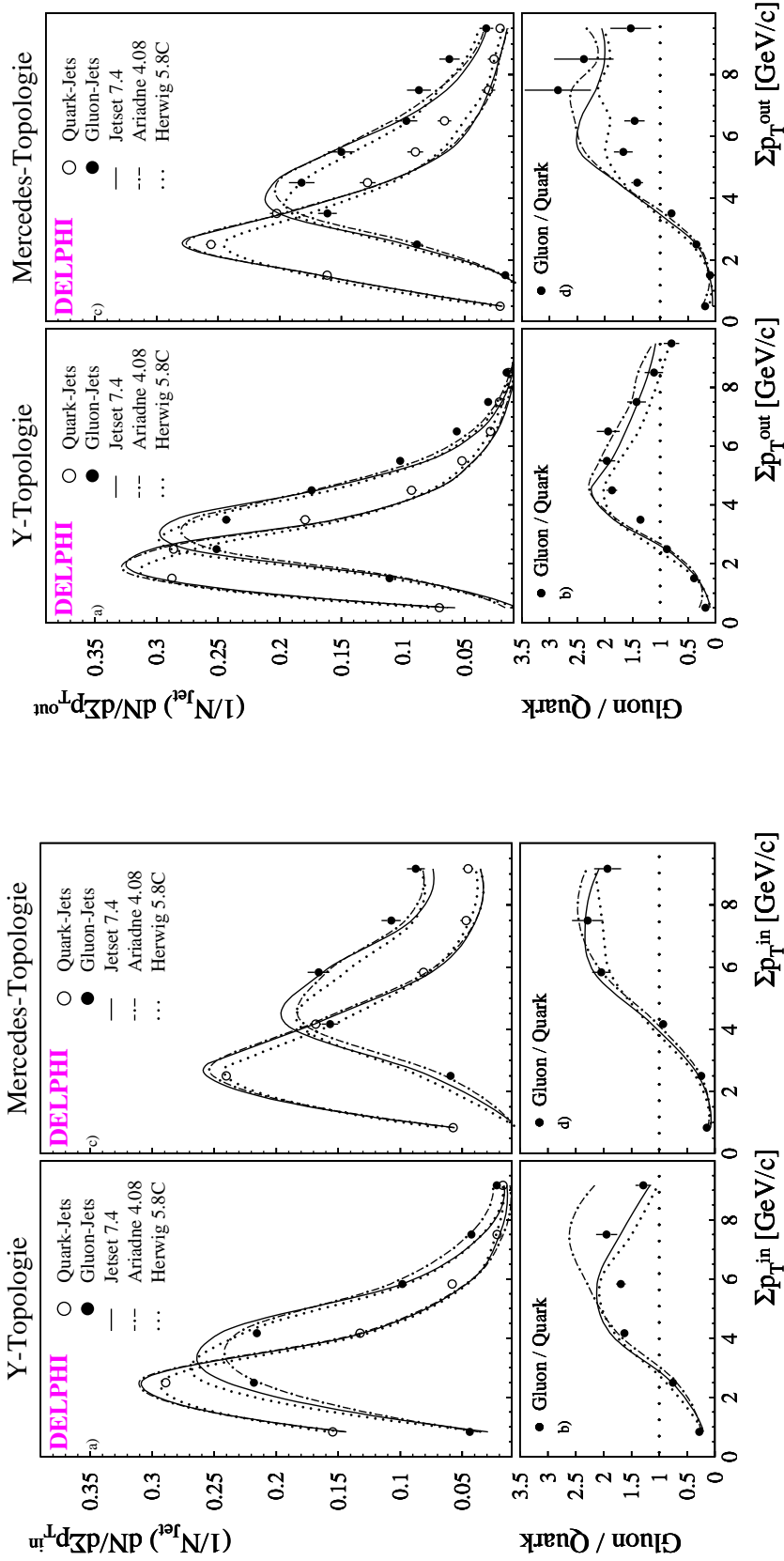


ABB. 9.9 : Verteilung der aufsummierten Transversalimpulse geladener Teilchen innerhalb der Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets

a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, b) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, c) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. ANH. A

ABB. 9.10 : Verteilung der aufsummierten Transversalimpulse geladener Teilchen senkrecht zur Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets

a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. ANH. A

Daten/ Modell	Y-Ereignisse				Mercedes-Ereignisse			
	Quark-Jets		Gluon-Jets		Quark-Jets		Gluon-Jets	
	$\langle \Sigma p_T^{in} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{in})$	$\langle \Sigma p_T^{in} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{in})$	$\langle \Sigma p_T^{in} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{in})$	$\langle \Sigma p_T^{in} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{in})$
	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]
DELPHI	3.07	1.94	4.02	1.93	4.05	2.23	5.78	2.10
	± 0.02	± 0.01	± 0.03	± 0.01	± 0.04	± 0.02	± 0.14	± 0.05
JETSET 7.4	2.99	1.84	3.96	1.75	3.88	2.11	5.50	2.04
ARIADNE 4.08	2.95	1.78	4.13	1.92	3.90	2.11	5.64	2.08
HERWIG 5.8C	2.99	1.92	3.90	1.78	3.91	2.22	5.52	2.14
	$\langle \Sigma p_T^{out} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{out})$	$\langle \Sigma p_T^{out} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{out})$	$\langle \Sigma p_T^{out} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{out})$	$\langle \Sigma p_T^{out} \rangle$	$\sigma(\Sigma p_T^{out})$
	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]	[GeV/c]
DELPHI	2.96	1.81	3.79	1.73	3.74	2.00	5.19	1.97
	± 0.02	± 0.01	± 0.03	± 0.01	± 0.03	± 0.02	± 0.12	± 0.05
JETSET 7.4	2.77	1.63	3.62	1.54	3.52	1.91	4.97	1.87
ARIADNE 4.08	2.79	1.66	3.69	1.64	3.52	1.89	5.06	1.91
HERWIG 5.8C	2.83	1.78	3.60	1.60	3.61	2.04	5.02	1.98

 TAB. 9.1 : *Mittelwerte und Varianzen der Transversalimpulsverteilungen*

9.1.5 Jet-Breiten

Aus den Messungen der Teilchendichten und der Transversalimpulse kann man bereits ableiten, daß der mittlere Öffnungskegel von Gluon-Jets größer ist als der von Quark-Jets. Die Messung der **Jet-Breite** β

$$\beta = \frac{\sum |\vec{p}_i \times \vec{r}_{Jet}|}{2 \sum |\vec{p}_i|}, \quad (9.1)$$

ist in ABB. 9.11 dargestellt. Die \vec{p}_i sind die Impulse der Teilchen, die zu einem Jet gehören und \vec{r}_{Jet} bezeichnet die entsprechende Jet-Richtung. Die in GL. 9.1 definierte β -Variable ist in Analogie zu der Ereignisform-Observablen B [101] konstruiert worden, um eine quantitative Messung der Winkel der Teilchen bzgl. der Jet-Achsen, d.h. die „Breite“ des Jets, zu geben. Im Gegensatz zu der Definition der Jet-Breite in [2] ist diese Definition infrarot sicher. Eine Untersuchung der Skalenabhängigkeit der mittleren Jet-Breite in Quark- und Gluon-Jets wird in KAP. 9.5.3 gegeben. Große Werte von β indizieren einen hohen relativen Anteil von Transversalimpuls im Jet. Da die Summe aller Teilchenimpulse in Quark- und Gluon-Jets ungefähr gleich ist, wird in ABB. 9.11 die Information aus den Abbildungen 9.9 und 9.10 zusammengefaßt. Man erkennt aus ABB. 9.11 die deutlich größere Breite von Gluon-Jets an dem zu großen Werten von β verschobenen Maximum

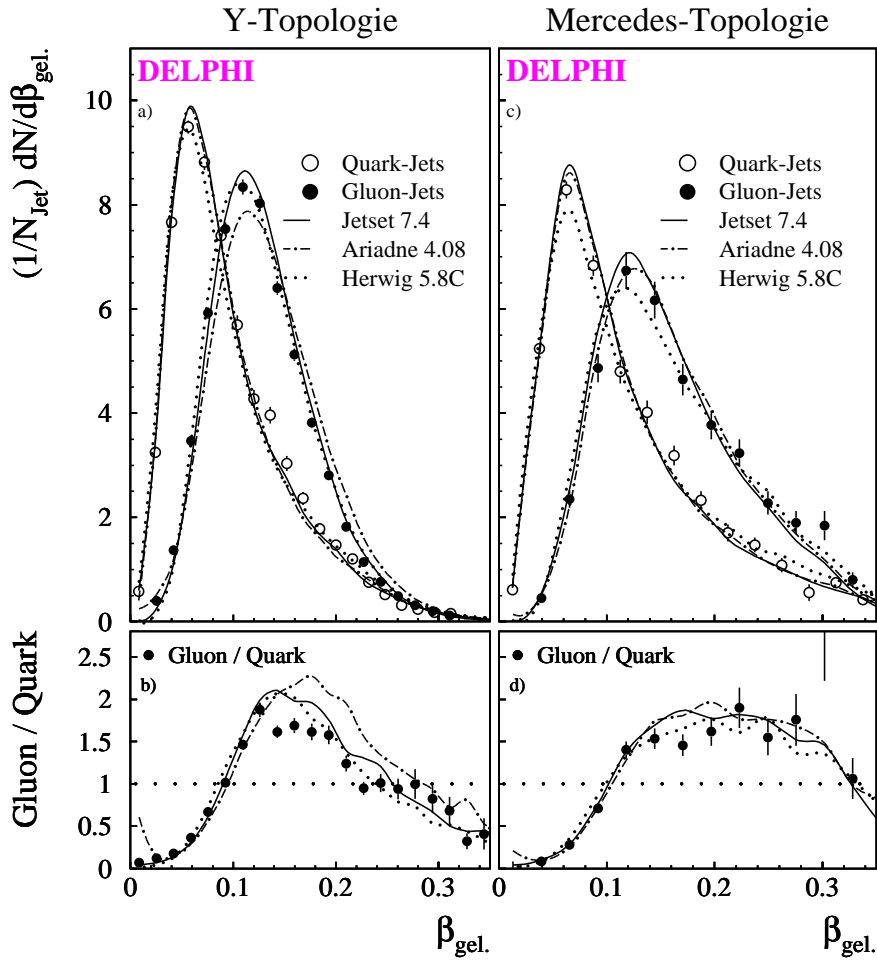


ABB. 9.11 : *Breite β von Quark- und Gluon-Jets*

a) zeigt die Verteilungen für geladene Teilchen in Quark- (\circ) und Gluon-Jets (\bullet) in Y-Ereignissen, c) die gleichen Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. \blackleftarrow ANH. A

der Gluon-Verteilung. Die Maxima in den Gluon-Verteilungen sind um einen Faktor zwei zu größeren Jet-Breiten verschoben. TAB. 9.2 zeigt sowohl die Mittelwerte als auch die Varianzen der Jet-Breiten in Quark- und Gluon-Jets.

Alle Generatormodelle prognostizieren auch für den Gesamt-Transversalimpuls in Quark-Jets geringfügig zu kleine Mittelwerte. Alle Modelle beschreiben die mit DELPHI gemessenen Jet-Breitenverteilungen relativ gut, wobei sich die Qualitäten der Anpassung für die drei Generatoren nicht deutlich voneinander unterscheiden. Jedoch erkennt man bei ARIADNE, wie schon bei der Beschreibung der Transversalimpulsverteilungen, Schwächen, die in einer leichten Überschätzung der Jet-Breiten bei Gluon-Jets in Y-Ereignissen resultieren.

Daten/ Modell	Y-Ereignisse				Mercedes-Ereignisse			
	Quark-Jets		Gluon-Jets		Quark-Jets		Gluon-Jets	
	$\langle\beta\rangle$	$\sigma(\beta)$	$\langle\beta\rangle$	$\sigma(\beta)$	$\langle\beta\rangle$	$\sigma(\beta)$	$\langle\beta\rangle$	$\sigma(\beta)$
DELPHI	0.098	0.058	0.129	0.052	0.121	0.076	0.170	0.073
	± 0.001	± 0.000	± 0.001	± 0.000	± 0.001	± 0.001	± 0.004	± 0.002
JETSET 7.4	0.096	0.058	0.131	0.051	0.118	0.075	0.160	0.067
ARIADNE 4.08	0.096	0.059	0.135	0.055	0.120	0.076	0.164	0.069
HERWIG 5.8C	0.098	0.062	0.130	0.051	0.125	0.082	0.165	0.073

 TAB. 9.2 : *Mittelwerte und Varianzen der Jet-Breitenverteilungen*

9.1.6 Teilchenrapiditäten in Gluon- und Quark-Jets

Nach der Analyse des transversalen Anteils der Fragmentation in KAP. 9.1.4 und 9.1.5 soll hier nun auf die Winkelabhängigkeit der Quark- und Gluon-Jet Fragmentation in Form der Rapidität eingegangen werden. Die Rapidität η ist als

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

definiert, wobei E die Energie und p_L den Impulsanteil eines Teilchens parallel zur Jet-Richtung bezeichnet. Aus dieser Definition ergibt sich, daß sich Teilchen mit großen Rapiditätswerten in der Nähe der Jet-Achse befinden, Teilchen mit kleinen Rapiditätswerten hingegen unter großen Winkeln zur Jet-Achse abgestrahlt werden. ABB. 9.12 zeigt die Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets für Y- und Mercedes-Ereignisse. Der starke Abfall der Verteilungen bei kleinen Rapiditäten kann auf den Einfluß des Jet-Algorithmus zurückgeführt werden. Wie man nach der Analyse der bisher in diesem Kapitel vorgestellten Observablen vermuten konnte, werden in Gluon-Jets deutlich mehr Teilchen unter großen Winkeln zur Jet-Achse emittiert und führen damit zu dem beobachteten Überschuß von Teilchen mit kleinen Rapiditätswerten in Gluon-Jets.

Aus dieser Einteilchenverteilung geht bereits eindeutig hervor, daß das Multiplizitätsverhältnis $\langle N_G \rangle / \langle N_Q \rangle$ in keiner Weise in der Größenordnung von C_A / C_F liegen kann. Während bei kleinen Rapiditäten immerhin noch $\sim 80\%$ mehr Teilchen in Gluon-Jets erzeugt werden, ist die Produktion geladener Teilchen mit hohen Rapiditäten in Gluon-Jets im Vergleich zu Quark-Jets um einen Faktor von ~ 4 unterdrückt. Da das Verhältnis der Gluon- und Quark-Rapiditätsverteilungen (ABB. 9.12b,d) niemals größer als $C_A / C_F = 2.25$ wird und sich die Teilchenmultiplizitäten aus dem Integral der Rapiditätsverteilungen ergeben, muß das Verhältnis der Gluon- und Quark-Jet-Multiplizitäten deutlich kleiner als C_A / C_F sein.

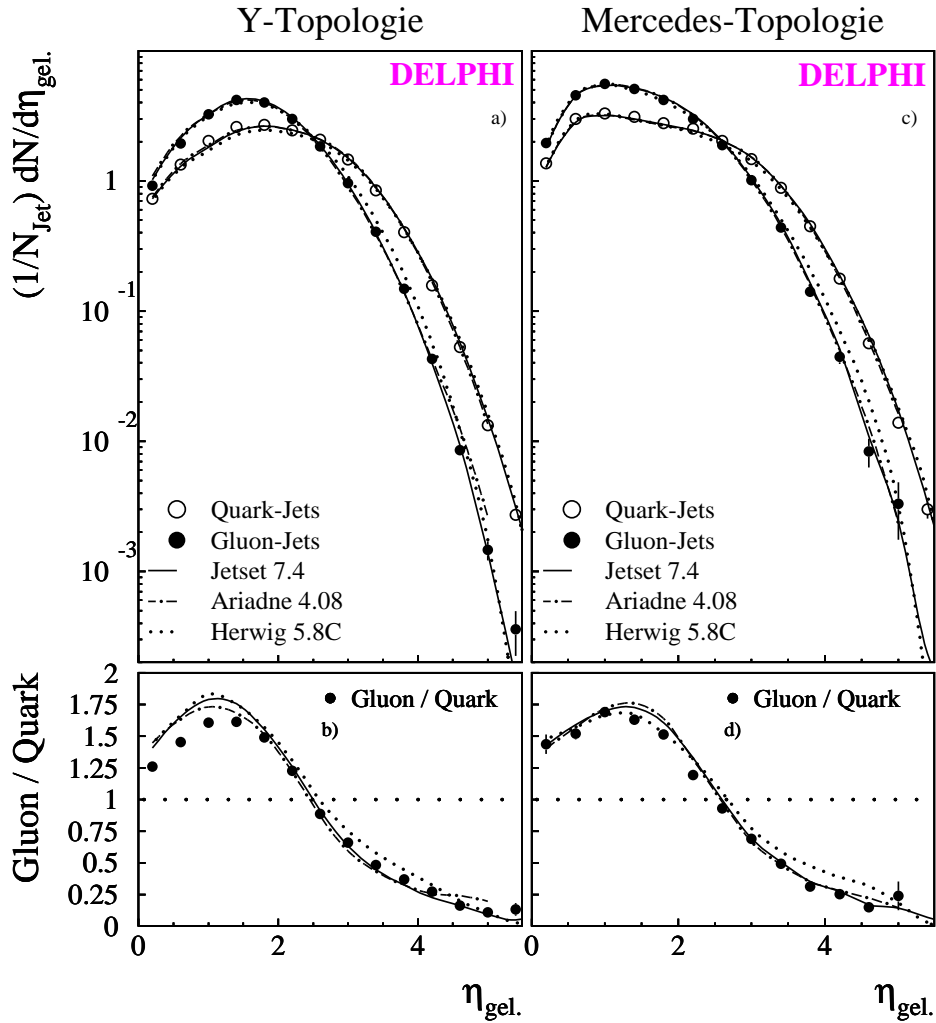


ABB. 9.12 : *Rapidity geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets*

Rapidityverteilung geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets. a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien.

← ANH. A

Die Prognosen der *Monte Carlo*-Generatoren stimmen recht gut mit der Messung durch DELPHI überein. Da in diese Einteilchenverteilung implizit die Multiplizität geladener Teilchen eingeht, ist der absolute Vergleich zwischen Messung und Generator weniger interessant. Auffällig ist dennoch, daß HERWIG im Mittel etwas zu harte Teilchen in Gluon-Jets generiert. Dies ist auch in Quark-Jets zu beobachten; hier wird dieser Effekt aber durch die etwas zu klein generierte Multiplizität in Quark-Jets für Teilchen mit großer Rapidity wieder kompensiert. Das ARIADNE-Modell sagt eine deutlich überhöhte Multiplizität von Teilchen mit sehr hoher Rapidity in Gluon-Jets voraus, was aufgrund der starken Unterdrückung von Teilchen nahe der Gluon-Jet-Achse aber kein prinzipielles

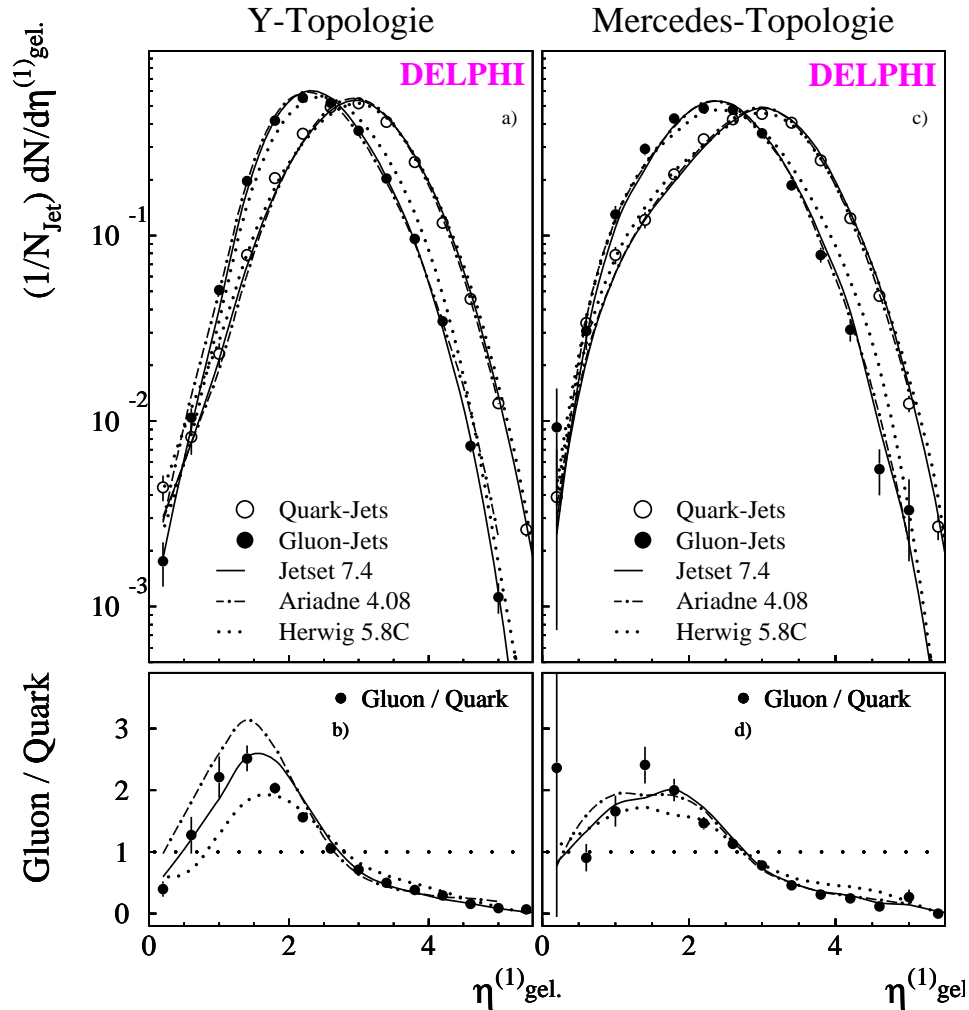


ABB. 9.13 : *Rapidity des führenden geladenen Teilchens in Quark- und Gluon-Jets*

Rapidityverteilung des führenden geladenen Teilchens in Quark- und Gluon-Jets. a) zeigt die Verteilungen für Quarks (○) und Gluonen (●) in Y-Ereignissen, c) die Verteilungen in Mercedes-Ereignissen, b) und d) die Verhältnisse von Gluon- und Quark-Jets für die jeweiligen Ereignistopologien. ➤ ANH. A

Problem darstellt. Die Mittelwerte und Varianzen aller Modelle stimmen sehr gut mit den mit DELPHI gemessenen Werten überein (s. TAB. 9.3).

ABB. 9.13 zeigt den Vergleich der Verteilung der Rapidity des energiereichsten Teilchens in Quark- und Gluon-Jets aus Y- und Mercedes-Ereignissen. Die Rapidity in Quark-Jets erreicht größere Werte als bei Gluon-Jets. Dies versteht man wiederum, weil das führende Teilchen in Quark-Jets das Quark als Valenzquark beinhalten kann, während im Falle der Gluonen Quarks zuerst durch eine Aufspaltung des Gluons erzeugt werden müssen

Daten/ Modell	Y-Ereignisse				Mercedes-Ereignisse			
	Quark-Jets		Gluon-Jets		Quark-Jets		Gluon-Jets	
	$\langle\eta\rangle$	$\sigma(\eta)$	$\langle\eta\rangle$	$\sigma(\eta)$	$\langle\eta\rangle$	$\sigma(\eta)$	$\langle\eta\rangle$	$\sigma(\eta)$
DELPHI	1.90	0.93	1.65	0.77	1.69	0.97	1.44	0.79
	± 0.01	± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.01	± 0.01	± 0.01	± 0.01
JETSET 7.4	1.94	0.94	1.63	0.78	1.72	0.98	1.47	0.80
ARIADNE 4.08	1.92	0.94	1.62	0.78	1.71	0.97	1.47	0.79
HERWIG 5.8C	1.94	0.95	1.67	0.81	1.69	0.97	1.47	0.82
	$\langle\eta^{(1)}\rangle$	$\sigma(\eta^{(1)})$	$\langle\eta^{(1)}\rangle$	$\sigma(\eta^{(1)})$	$\langle\eta^{(1)}\rangle$	$\sigma(\eta^{(1)})$	$\langle\eta^{(1)}\rangle$	$\sigma(\eta^{(1)})$
DELPHI	2.87	0.79	2.44	0.71	2.79	0.89	2.32	0.78
	± 0.02	± 0.00	± 0.02	± 0.00	± 0.03	± 0.01	± 0.05	± 0.02
JETSET 7.4	2.94	0.78	2.45	0.69	2.86	0.87	2.39	0.77
ARIADNE 4.08	2.93	0.76	2.42	0.72	2.83	0.86	2.37	0.78
HERWIG 5.8C	2.92	0.81	2.56	0.72	2.81	0.90	2.44	0.84

TAB. 9.3 : *Mittelwerte und Varianzen der Rapiditätsverteilungen*

(Energieerhaltung, für eine tiefergehende Diskussion siehe [102]). Die mittlere Rapidität des führenden Teilchens ist ca. $\Delta\eta \simeq 0.5$ größer in Quark-Jets als in Gluon-Jets. Bei kleinen Rapiditäten überschätzt ARIADNE die Verteilung in Gluon-Jets in Y-Ereignissen, während HERWIG sie unterschätzt. TAB. 9.3 zeigt die Mittelwerte und Varianzen sowohl der Rapidität als auch der Rapidität des führenden Teilchens in Quark- und Gluon-Jets für Y- und Mercedes-Ereignisse. Eine Untersuchung der Abhängigkeit der Rapidität von der Skala wird in KAP. 9.5.2 gegeben.

9.1.7 Die Fragmentationsfunktion

Nachdem in den vorherigen Abschnitten i.w. der transversale Anteil des Impulses untersucht wurde, wird jetzt der skalierte Impuls $x_E = E_{\text{Teilchen}}/E_{\text{Jet}}$ analysiert, der ein Maß für die Quark- und Gluon-Fragmentationsfunktion ist. E_{Jet} wird hierbei gemäß GL. 6.1 bestimmt.

ABB. 9.14 vergleicht die Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen für Y-Ereignisse. Quark-Jets fragmentieren sehr viel härter als Gluon-Jets. Die in Gluon-Jets gemessene extra Unterdrückung der Fragmentationsfunktion bei großem x_E (ungefähr eine Größenordnung) relativ zu den Quark-Jets ist wie bei den Rapiditätsverteilungen durch die Valenzeigenschaften der Quarks oder der größeren Skalenverletzung bei Gluonen zu erklären [102].

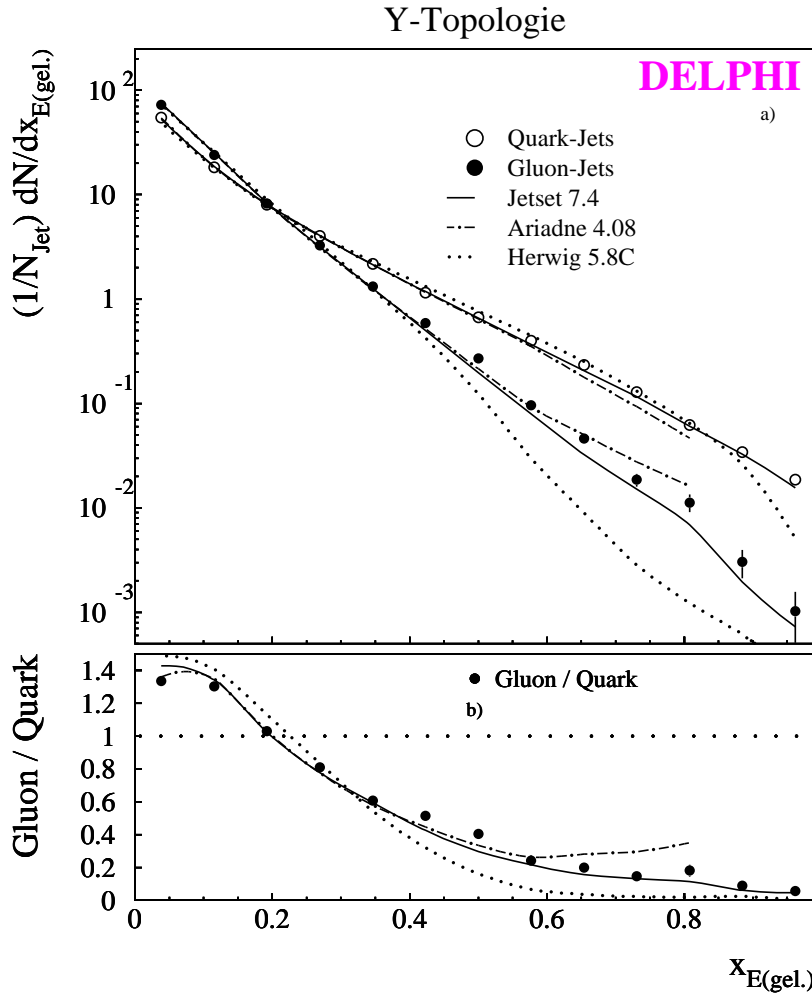


ABB. 9.14 : *Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktion von Y-Ereignissen*,
 $\theta_2, \theta_3 \in [150^\circ \pm 15^\circ]$

a) zeigt die Verteilungen für Quarks (\circ) und Gluonen (\bullet), b) das Verhältnis von Gluon- und Quark-Jets. Zum Vergleich sind Vorhersagen verschiedener Fragmentationsmodelle mit eingezeichnet. \blackleftarrow ANH. A

Im folgenden sollen die hier erhaltenen Ergebnisse mit denen aus einer inklusiven Messung der Gluon-Fragmentationsfunktion [103] verglichen werden.

Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines geladenen Hadrons h in dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow h + X$ über den s-Kanal Austausch eines virtuellen Photons oder Z ergibt sich gemäß der standard Tensor-Analyse [104, 105] zu:

$$\frac{d^2\sigma^h}{dx_p d\cos\theta} = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) \frac{d\sigma_T^h}{dx_p} + \frac{3}{4}\sin^2\theta \frac{d\sigma_L^h}{dx_p} + \frac{3}{4}\cos\theta \frac{d\sigma_A^h}{dx_p},$$

wobei $d\sigma_T^h/dx_p$, $d\sigma_L^h/dx_p$ und $d\sigma_A^h/dx_p$ die transversale, longitudinale und asymmetrische Komponente des differentiellen Wirkungsquerschnittes sind. Diese Komponenten kann man getrennt durch Wichtung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes mit den entsprechenden Gewichtsfunktionen $W_P(P = T, L, T + L, A)$ [105] messen:

$$\frac{d\sigma_P^{gel.}}{dx_p} = \int_{-v}^{+v} W_P(\cos\theta, v) \left[\frac{d^2\sigma^{gel.}}{dx_p d\cos\theta} \right] d\cos\theta$$

Hierbei kennzeichnet v den absoluten Wert des Cosinus des benutzten Winkelbereiches (hier zu $v = 0.8$ gewählt).

Nach [105] sind die transversalen, longitudinalen und asymmetrischen Fragmentationsfunktionen definiert als:

$$F_P(x_p) \equiv \frac{1}{\sigma_{tot.}} \frac{d\sigma_P^{gel.}}{dx_p},$$

mit $P = T, L, A$. $\sigma_{tot.}$ ist der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt. Im Limes des Parton-Modells ($\alpha_s \rightarrow 0$, LO) ist die longitudinale Fragmentationsfunktion $F_L(x_p)$ identisch Null (in Analogie zur longitudinalen Strukturfunktion in der tief-inelastischen Streuung) und die transversale Fragmentationsfunktion $F_T(x_p)$ entspricht der Quark-Fragmentationsfunktion. Gemäß der perturbativen QCD ist die longitudinale Komponente der Fragmentationsfunktion in nächst-führender Ordnung (NLO) gegeben durch [104, 106]:

$$F_L(x_p) = \frac{\alpha_s^{LO}(M_Z)}{2\pi} C_F \int_{x_p}^1 \frac{F_T(z)}{z} dz + \frac{2\alpha_s^{LO}(M_Z)}{\pi} C_F \int_{x_p}^1 \left(\frac{z}{x_p} - 1 \right) D_g(z) \frac{dz}{z} + \mathcal{O}(\alpha_s^2),$$

mit dem Farbfaktor $C_F = 4/3$. $D_g(z)$ ist die Funktion, die die Fragmentation der Gluonen in Hadronen beschreibt. Die Gluon-Fragmentationsfunktion kann dabei gemäß GL. 4.15 parametrisiert werden. Die Gluon-Fragmentationsfunktion $D_g(x_p)$ entspricht den Werten der Parameter, die man durch Anpassung der gemessenen F_L und F_T Werte [103] erhält. Ähnliche Anpassungen wurden von OPAL [107] und ALEPH [56] durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Anpassungen im Vergleich mit den in dieser Arbeit gemessenen Gluon-Fragmentationsfunktionen in Y- und Mercedes-Ereignissen sind in ABB. 9.15 gezeigt.

In dieser Formulierung von F_L wird unabhängige Fragmentierung von Quarks und Gluonen angenommen. Außerdem werden Kohärenz-Effekte vernachlässigt. Die zwei verschiedenen Arten von Messungen sind komplementär und stimmen im Bereich $x_p > 0.2$ überein. Bei kleinen x_p existieren systematische Unterschiede, die z.T. durch die Schwierigkeit der Zuordnung von „weichen“ Teilchen zu den einzelnen Jets erklärbar sind. Bei kleinen x_p (und damit bei kleinem p_T) wird die Abstrahlung von Teilchen wegen Kohärenzen unterdrückt. Das erklärt, warum die Y- und Mercedes-Verteilungen dort unter der Parametrisierung liegen. Die auf die Anpassung von F_L und F_T basierende Methode hat jedoch den Nachteil, daß das Ergebnis für die Gluon-Fragmentationsfunktion eine

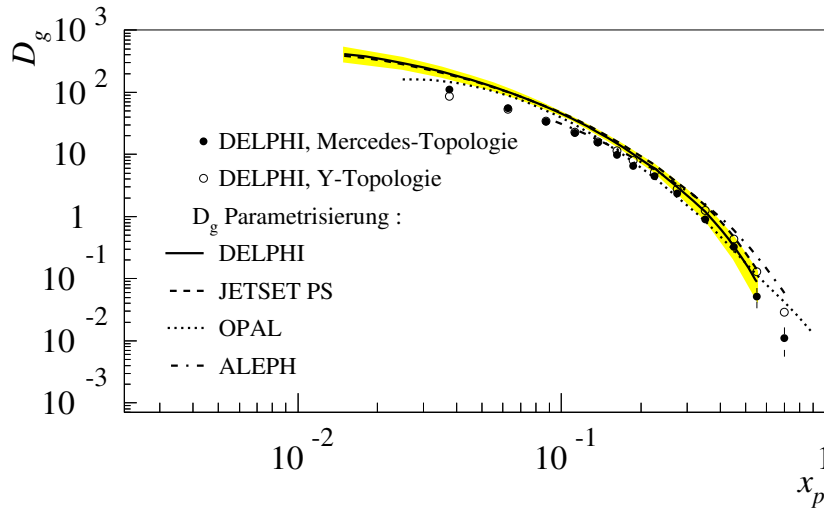


ABB. 9.15 : **Vergleich der direkt gemessenen Gluon-Fragmentationsfunktionen in Y- und Mercedes-Ereignissen mit inklusiven Ergebnissen**

Die direkt gemessenen Gluon-Fragmentationsfunktionen in Y- und Mercedes-Ereignissen (offene und geschlossene Kreise) werden verglichen mit den Gluon-Fragmentationsfunktionen $D_g(x_p)$, die man aus den inklusiven Messungen mit den DELPHI (durchgezogene Linie, das grau schraffierte Band bezeichnet die Unsicherheit in D_g), OPAL (gepunktete Linie) und ALEPH Daten (punktiert-gestrichelte Linie) erhält. Die gestrichelte Linie stellt die JETSET Vorhersage dar.

Mischung von Gluon-Fragmentationsfunktionen bei verschiedenen Skalen ist und es wegen der Skalenabhängigkeit der Fragmentationsfunktionen zu Unterschieden kommt, die zu einem etwas anderen Ergebnis führen. Eine detaillierte Untersuchung der Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktion und deren Skalenabhängigkeit bzw. Skalenverletzung wird in KAP. 9.5 vorgenommen.

Zusammenfassung

Aus den Betrachtungen dieses Kapitels ergeben sich als wesentlichste Resultate:

- ▶ Der CAMBRIDGE-Cluster-Algorithmus ordnet in symmetrischen Ereignissen die Teilchen im wesentlichen den Jets zu, zu denen sie den kleinsten räumlichen Abstand aufweisen. Die Fehlzurordnung von Teilchen zu Jets stellt für diese Ereignistopologien kein ernstes Problem dar.
- ▶ Die Multiplizität geladener Teilchen in Gluon-Jets ist größer als die in Quark-Jets, aber deutlich kleiner als von der einfachen QCD-Vorhersage prognostiziert.
- ▶ Geladene Teilchen werden in Quark-Jets bevorzugt in der Nähe der Jet-Achse abgestrahlt, im Mittel in Gluon-Jets jedoch bei deutlich größeren Winkeln.
- ▶ Der mittlere transversale Impuls der Teilchen zur Jet-Achse ist in Quark- und Gluon-Jets vergleichbar; durch die höhere Teilchenmultiplizität in Gluon-Jets ist der summierte Transversalimpuls in Gluon-Jets um 30-40% größer als in Quark-Jets. Die Gluon-Jets weisen im Mittel eine um einen Faktor 1.3-1.4 größere Jet-Breite auf als die Quark-Jets.
- ▶ In Gluon-Jets gibt es einen starken Überschuß von Teilchen mit kleinen Rapiditätswerten. Die mittlere Rapidität des führenden Teilchens ist in Quark-Jets ca. $\Delta\eta \simeq 0.5$ größer als in Gluon-Jets. Große Rapiditäten sind in Gluon-Jets gegenüber den Quark-Jets stark unterdrückt.
- ▶ Die Messung der Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen liefert einen direkteren Zugang als die inklusiven Analysen mit Hilfe des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes, bei der Gluon- und Quark-Verteilungen verschiedener Skalen gemischt werden.
- ▶ Alle untersuchten Verteilungen werden von den drei untersuchten Ereignis-Generatoren JETSET, ARIADNE und HERWIG im wesentlichen gut beschrieben. Daraus folgt, daß die in KAP. 6.4.2 beschriebenen Verfahren zur Akzeptanzkorrektur der mit DELPHI gemessenen Daten vertrauenswürdig sind.

9.2 Die Kohärenz-Effekte

Die detaillierten Eigenschaften des Partonschauer-Systems, wie z.B. der Fluß der Farbquantenzahlen, haben einen signifikanten Einfluß auf die Verteilung der Farb-Singulett Hadronen im Endzustand. Bei Studien der Winkelverteilung des Hadron-Flusses werden weniger Teilchen zwischen dem Quark-Jet und dem Anti-Quark-Jet gefunden, als zwischen den anderen zwei Interjet-Bereichen. Das erste (und bis heute beste) Beispiel der Interjet farbbezogenen Phänomene ist der String- [38] bzw. Drag-Effekt [39] in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ Reaktionen.

Die sogenannte Interjet-Kohärenz befaßt sich mit der Winkelstruktur des Teilchenflusses, wenn drei oder mehr harte Partonen involviert sind. Die Hadron-Verteilung hängt ab von der Geometrie und Farbtopologie des harten Parton-Skeletts. Die klare Beobachtung von Interjet-Interferenz Effekten liefert einen starken Hinweis auf die Gültigkeit des LPHD-Konzeptes. Detaillierte experimentelle Untersuchungen dieses farbbezogenen Effektes sind von besonderem Interesse für ein besseres Verständnis der Dynamik der Produktion von Hadronen in Mehr-Jet-Ereignissen.

Im folgenden sollen kurz die zugrunde liegenden Ideen der perturbativen QCD-Erklärungen zur Kohärenz in Erinnerung gerufen werden. Anschließend werden experimentelle Ergebnisse mit den QCD-Vorhersagen verglichen. Aufgrund der bei LEP-1 zur Verfügung stehenden Statistik, ist man erstmals in der Lage, quantitative Untersuchungen dieser Phänomene durchzuführen.

9.2.1 Der Interjet-Teilchenfluß

Man betrachte die Winkelverteilung des Teilchenflusses bei **großen** Winkeln zwischen den Jets in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ Reaktionen. Der allgemeinere Fall, der auch den Intrajet-Teilchenfluß beinhaltet wird anschließend im folgenden Abschnitt diskutiert.

Wenn alle Winkel θ_{ij} zwischen den Jets und die Jet-Energien E_i ($i = \{+ - 1\} = \{q\bar{q}g\}$) groß sind: $\theta_{+-} \sim \theta_{+1} \sim \theta_{-1} \sim 1$, $E_1 \sim E_+ \sim E_- \sim E \sim \sqrt{s}/3$, befindet man sich, topologisch gesehen, bei den Mercedes Ereignissen. Die Winkelverteilung eines sekundär erzeugten weichen Gluons g_2 , dargestellt in ABB. 9.16, kann dann geschrieben werden als:

$$\frac{8\pi dN_{q\bar{q}g}}{d\Omega_{\vec{n}_2}} = \frac{1}{N_C} W_{\pm 1}(\vec{n}_2) N'_g(Y_m) = \left[(\widehat{1+}) + (\widehat{1-}) - \frac{1}{N_C^2} (\widehat{+-}) \right] N'_g(Y_m). \quad (9.2)$$

Hierbei wird die „Abstrahlungsantenne“ (\widehat{ij}) dargestellt durch

$$(\widehat{ij}) = \frac{a_{ij}}{a_i a_j}, \quad a_{ij} = (1 - \vec{n}_i \vec{n}_j), \quad a_i = (1 - \vec{n}_2 \vec{n}_i) = 2 \sin^2 \frac{\theta_i}{2}. \quad (9.3)$$

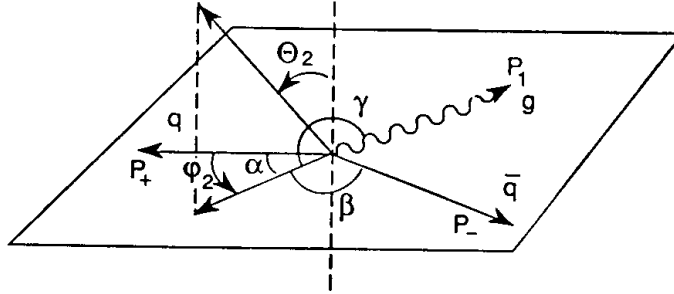


ABB. 9.16 : *Kinematik der Interjet-Strahlung in Drei-Jet-Ereignissen*

$N'_g(Y_m)$ ist der sogenannte Kaskaden-Faktor, der berücksichtigt, daß weiche Teilchen des Endzustandes ein Teil der Schauerentwicklung sind [39]. Weiterhin gilt $Y_m = \ln(E\theta_m/\Lambda)$, wobei der Winkel θ_m definiert wird durch $\theta_m = \min\{\theta_+, \theta_-, \theta_1\}$. Ferner gilt $\cos\theta_i = \vec{n}_2\vec{n}_i$ für $i = \{+, -, 1\}$.

Photonen γ werden nur von den elektrisch geladenen Quarks abgestrahlt. Das Abstrahlungsmuster lautet dann:

$$\frac{8\pi dN_{q\bar{q}\gamma}}{d\Omega_{\vec{n}_2}} = \frac{1}{N_C} W_{+-}(\vec{n}_2) N'_g(Y_m) = \frac{2C_F}{N_C} (\widehat{+-}) N'_g(Y_m). \quad (9.4)$$

Die gepunkteten Kreise in ABB. 9.17 stellen Linien konstanten Teilchenflusses dar. Die gestrichelten Linien zeigen für diesen Fall das sogenannte „directivity“ Diagramm, welches die in die $q\bar{q}\gamma$ Ebene projizierte Teilchendichte (GL. 9.4) zeigt:

$$W_{+-}(\varphi_2) = 2C_F \int \frac{d\cos\theta_2}{2} (\widehat{+-}) = 2C_F a_{+-} V(\alpha, \beta), \quad (9.5)$$

$$V(\alpha, \beta) = \frac{2}{\cos\alpha - \cos\beta} \left(\frac{\pi - \alpha}{\sin\alpha} - \frac{\pi - \beta}{\sin\beta} \right); \quad \alpha = \varphi_2, \beta = \theta_{+-} - \varphi_2.$$

Wenn man nun das Photon durch ein Gluon g_1 ersetzt, ändert sich das „directivity“ Diagramm grundlegend, weil das Antennenelement g_1 nun ebenfalls an den Emissionen teilnimmt. Durch Integration von GL. 9.2 über θ_2 erhält man ($\gamma = \theta_1 + \varphi_2$):

$$W_{\pm 1}(\varphi_2) = N_C \left[a_{+1} V(\alpha, \gamma) + a_{-1} V(\beta, \gamma) - \frac{1}{N_C^2} a_{+-} V(\alpha, \beta) \right]. \quad (9.6)$$

ABB. 9.17 illustriert, daß der Teilchenfluß in entgegengesetzter Richtung zu \vec{n}_1 (d.h. zum Gluon) beträchtlich kleiner ist als in dem Fall mit Photon. Die destruktive Interferenz vermindert also die Abstrahlung in der Region zwischen den Quark-Jets und gibt einen

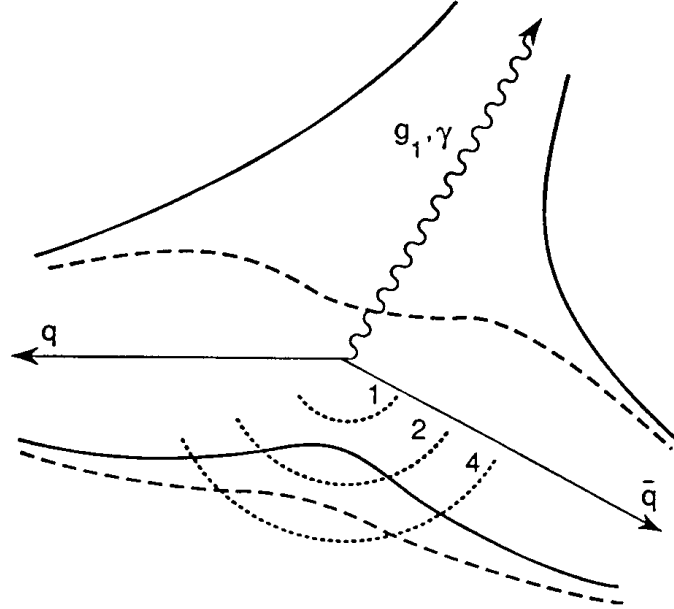


ABB. 9.17 : **Directivity Diagramm der weichen Gluon-Abstrahlung**

Projektion auf die $q\bar{q}\gamma$ - (gestrichelte Linien) und $q\bar{q}g$ - (durchgezogene Linien) Ereignisebenen. Die Teilchenflüsse aus GL. 9.5 und GL. 9.6 sind in Polarkoordinaten gezeichnet: $\theta = \varphi_2, r = \ln 2W(\varphi_2)$. Die gepunkteten Kreise stellen Linien konstanten Teilchenflusses dar: $W(\varphi_2) = 1, 2, 4$ (s. [39]).

Überschuß an Abstrahlung in den $q - g$ und $\bar{q} - g$ Tälern. Man erkennt, daß die Farbkohärenz-Phänomene die totale dreidimensionale Gestalt des Teilchenflusses stark beeinflussen und genau genommen die Möglichkeit der Darstellung durch die Summe der drei Parton-Beiträge ausschließen.

Zeigt der Vektor \vec{n}_2 in die entgegengesetzte Richtung von \vec{n}_1 , d.h. mitten zwischen die Quark-Jets, so erhält man das Verhältnis (mit $N_C = 3$) [62]:

$$\frac{dN_{q\bar{q}g}/d\vec{n}_2}{dN_{q\bar{q}\gamma}/d\vec{n}_2} = \frac{N_C^2 - 2}{2(N_C^2 - 1)} \simeq 0.44. \quad (9.7)$$

Das entsprechende Verhältnis des projizierten Teilchenflusses erhält man aus GL. 9.5 und GL. 9.6 zu [62]

$$\frac{dN_{q\bar{q}g}/d\varphi_2}{dN_{q\bar{q}\gamma}/d\varphi_2} = \frac{9N_C^2 - 14}{14(N_C^2 - 1)} \simeq 0.60. \quad (9.8)$$

Für $q\bar{q}g$ -Ereignisse ist die Abstrahlung infolge der konstruktiven Interferenz in den $q - g$ und $\bar{q} - g$ Tälern stark erhöht. Für eine saubere experimentelle Verifikation dieses

sogenannten Drag-Phänomens ist es günstig, vollständig symmetrische $q\bar{q}g$ -Ereignisse, nämlich Mercedes-Ereignisse, zu untersuchen. Hier gilt $\vec{n}_+\vec{n}_- = \vec{n}_+\vec{n}_1 = \vec{n}_-\vec{n}_1$. Im Gegensatz zu den asymmetrischen Topologien werden die Mercedes-Ereignisse praktisch nicht durch kinematische Selektionen beeinflusst. Für die Mercedes-Topologie erhält man mitten zwischen den Jet-Richtungen das Verhältnis [62]

$$\frac{dN_{\langle qg \rangle}/d\vec{n}_2}{dN_{\langle q\bar{q} \rangle}/d\vec{n}_2} = \frac{5N_C^2 - 1}{2N_C^2 - 4} \simeq 3.14. \quad (9.9)$$

Das Verhältnis des projizierten Teilchenflusses für die gleiche Konfiguration ist gegeben durch [62]

$$\frac{dN_{\langle qg \rangle}/d\varphi_2}{dN_{\langle q\bar{q} \rangle}/d\varphi_2} = \frac{15(5N_C^2 - 1)}{4(9N_C^2 - 14)} \simeq 2.46. \quad (9.10)$$

9.2.2 Teilchenfluß in Drei-Jet-Ereignissen in MLLA

In führender Ordnung in α_s ist die masselose Parton-Kinematik wie folgt festgelegt:

$$\begin{aligned} x_+ &= 2 \frac{\sin \theta_{1-}}{\sum \sin \theta_{ij}}, & x_- &= 2 \frac{\sin \theta_{1+}}{\sum \sin \theta_{ij}}, & x_1 &= 2 \frac{\sin \theta_{+-}}{\sum \sin \theta_{ij}}, \\ x_+ + x_- + x_1 &= 2. \end{aligned}$$

θ_{ij} ist der Winkel zwischen den Partonen i und j ($+, - \equiv q, \bar{q}; 1 \equiv g_1$). Hierbei ist zu bemerken, daß infolge der Intrajet-Kohärenz, die Abstrahlung eines sekundären Gluons g_2 ($k_2 \ll E_i$) bei Winkeln, die größer sind als die Öffnung des Parton-Jets, insensitiv ist auf die interne Jet-Struktur. Prinzipiell müßten Masseneffekte berücksichtigt werden, praktisch zeigt sich jedoch, daß solche Korrekturen ziemlich klein sind [3].

Im folgenden wird zuerst wieder das Abstrahlungsmuster von $q\bar{q}\gamma$ Ereignissen betrachtet. Im vorigen Abschnitt wurde die Abstrahlung bzgl. großer Winkel zu den Jet-Richtungen betrachtet; jetzt wird die Klein-Winkel-Abstrahlung (in Richtung \vec{n}) in MLLA hinzugenommen. Die Winkelverteilung des Teilchenflusses kann dann geschrieben werden als

$$\frac{8\pi dN_{q\bar{q}\gamma}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \frac{2}{a_+} N'_q(Y_{q+}, Y_q) + \frac{2}{a_-} N'_q(Y_{\bar{q}-}, Y_{\bar{q}}) + 2I_{+-} N'_q(Y), \quad (9.11)$$

mit

$$\begin{aligned} Y_{q(\bar{q})} &= \ln \frac{E_{q(\bar{q})}}{\Lambda}, & Y_{q+} &= \ln \left(\frac{E_q \sqrt{a_+/2}}{\Lambda} \right), & Y_{\bar{q}-} &= \ln \left(\frac{E_{\bar{q}} \sqrt{a_-/2}}{\Lambda} \right), \\ Y &\equiv \ln \frac{E}{\Lambda}, & I_{+-} &= (\widehat{+-}) - \frac{1}{a_-} - \frac{1}{a_+} = \frac{a_{+-} - a_+ - a_-}{a_+ a_-}. \end{aligned}$$

Der Faktor $N'_A(Y_i, Y) \equiv (d/dY_i)N_A(Y_i, Y)$ berücksichtigt, daß die registrierten finalen Hadronen Teil der Kaskade sind. $N_A(Y_i, Y)$ steht für die Multiplizität der Teilchen konzentriert in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel θ_i um die Richtung des Jets \vec{n}_i in einem Jet A ($A = q, g$) mit der „Hardness“-Skala Y . Ferner gilt $a_i \equiv 1 - \vec{n}\vec{n}_i$.

Betrachtet man nun Drei-Jet-Ereignisse, bei denen das harte Photon durch ein Gluon g_1 ersetzt wurde, so kann man den Teilchenfluß der $q\bar{q}g_1$ -Konfiguration darstellen als

$$\begin{aligned} \frac{8\pi dN_{q\bar{q}g}}{d\Omega_{\vec{n}}} &= \frac{2}{a_+} N'_q(Y_{q+}, Y_q) + \frac{2}{a_-} N'_q(Y_{\bar{q}-}, Y_{\bar{q}}) + \frac{2}{a_1} N'_g(Y_{g1}, Y_g) \\ &+ 2 \left[I_{1+} + I_{1-} - \left(1 - \frac{2C_F}{N_C} \right) I_{+-} \right] N'_g(Y), \end{aligned} \quad (9.12)$$

mit den zusätzlichen Definitionen

$$Y_g = \ln \frac{E_g}{\Lambda} \quad \text{und} \quad Y_{g1} = \ln \left(\frac{E_g \sqrt{a_1/2}}{\Lambda} \right).$$

Diese Formel berücksichtigt beide Arten von Kohärenz: die Winkelordnung innerhalb eines jeden Jets und die gemeinsame Natur des Interjet-Flusses. Die ersten drei Terme von GL. 9.12 sind kollinear singulär wenn $\theta_i \rightarrow 0$ und enthalten die Faktoren N' , die die Entwicklung jedes Jets durch die harten Emitter q , \bar{q} und g_1 beschreiben. Der letzte Term berücksichtigt die Interferenzen zwischen diesen Jets. Er ist nicht kollinear singulär und enthält den gemeinsamen Faktor $N'_g(Y)$, unabhängig von der Richtung \vec{n} .

9.2.3 Vergleich des Teilchenflusses in $q\bar{q}g$ - und $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen

Um $q\bar{q}\gamma$ -Ereignisse (s.ABB. 9.18) zu erhalten, werden Zwei-Jet-Ereignisse, die ein hartes radiatives Photon enthalten, selektiert. Ausgehend von Ereignissen, die drei Jets enthalten (bestimmt durch den DURHAM-Cluster-Algorithmus), werden die Ereignisse gesucht, bei denen einer der Jets nur aus einer neutralen Spur besteht. Desweiteren wurde verlangt, daß diese Spur eine Energie von mindestens 5 GeV besitzt und daß sich keine weitere geladene Spur innerhalb eines Kegels mit Öffnungswinkel von 20° um diese Spur herum befindet (Details finden sich in [3] und [108]).

Der Vergleich der Teilchenflüsse in multi-hadronischen Drei-Jet-Ereignissen mit denen in Ereignissen mit zwei Jets und einem harten isolierten Photon ermöglicht es, direkt kollektive Interjet-Phänomene zu untersuchen. Wie bereits in KAP. 9.2.1 diskutiert, wird eine reduzierte Teilchendichte zwischen den beiden Quark-Jets in $q\bar{q}g$ -Ereignissen relativ zu der Teilchendichte zwischen den beiden Quark-Jets in $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen erwartet. Der offensichtliche Vorteil dieser Methode ist, daß man die zwei Gebiete zwischen den Quarks direkt miteinander vergleichen kann. Außerdem ist man nicht sensitiv auf Unterschiede zwischen engen kollimierten Quark- und breiten Gluon-Jets.

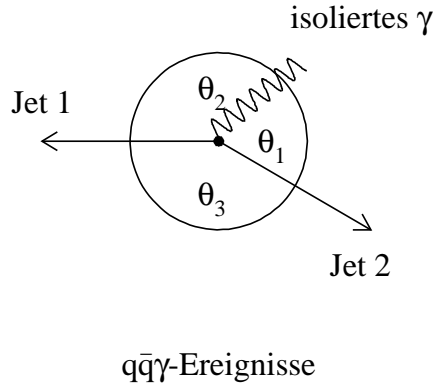


ABB. 9.18 : $q\bar{q}\gamma$ -Ereignisse

Die Daten zeigen eine signifikante Abweichung der Teilchendichte in dem Winkelbereich zwischen dem Quark- und dem Anti-Quark-Jet für $q\bar{q}g$ -Ereignisse verglichen mit $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen (s. ABB. 9.19). Im Rahmen der Arbeit bei der Delphi Kollaboration wurde die erste quantitative Bestätigung [3] der perturbativen QCD-Vorhersage für das Verhältnis R_γ ,

$$R_\gamma = \frac{N_{q\bar{q}}(q\bar{q}g)}{N_{q\bar{q}}(q\bar{q}\gamma)}, \quad (9.13)$$

der Teilchendichten in den Tälern zwischen den Quarks erlangt. Der beobachtete normalisierte differentielle Teilchenfluß ist in ABB. 9.19 als Funktion des Winkels Ψ der Teilchen zur Quark-Jet-Richtung (Jet 1) dargestellt. Man findet für das Verhältnis R_γ des geladenen Teilchenflusses im $q\bar{q}$ -Winkelintervall $[35^\circ, 115^\circ]$:

$$R_\gamma^{exp.} = 0.58 \pm 0.06. \quad (9.14)$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der Erwartung aus GL. 9.5 und GL. 9.6 (mit $N_C = 3$) für das gleiche Winkelintervall:

$$R_\gamma^{theo.} \simeq \frac{0.65N_C^2 - 1}{N_C^2 - 1} \simeq 0.61. \quad (9.15)$$

Der Stringeffekt wird durch die perturbative QCD-Vorhersage quantitativ erklärt. Darüber hinaus wird das oben gemessene Verhältnis anscheinend kaum durch Hadronisierungseffekte beeinflusst.

9.2.4 Untersuchung des Teilchenflusses in Mercedes-Ereignissen

Wie ebenfalls in KAP. 9.2.1 erklärt, verursacht Interjet-Farbkohärenz destruktive Interferenz in dem Gebiet zwischen dem Quark- und dem Anti-Quark-Jet und konstruktive

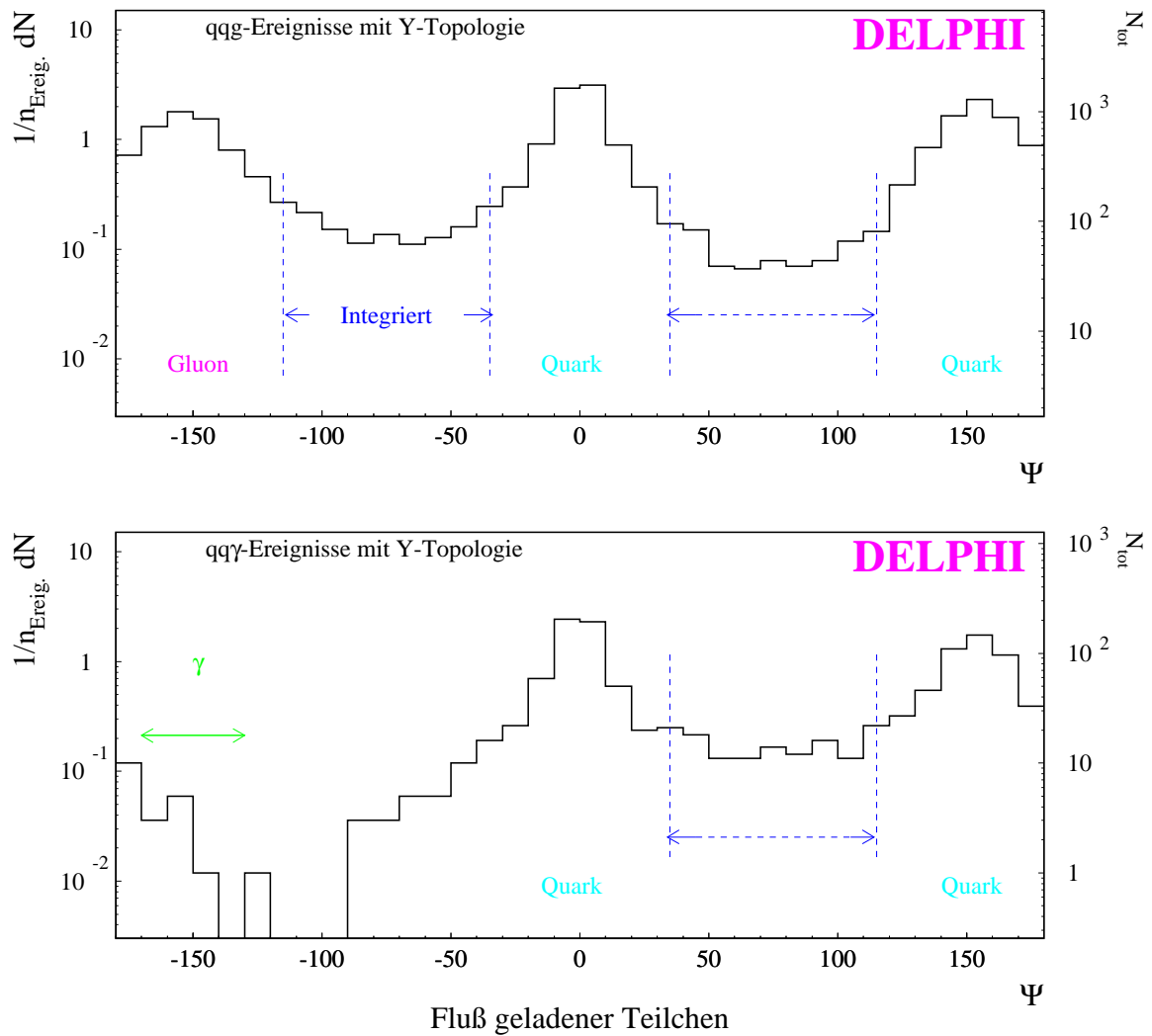


ABB. 9.19 : **Der geladene Teilchenfluß in $q\bar{q}g$ - und $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen.**
 Die gestrichelten Linien kennzeichnen das Intervall der Winkelintegration $\pm[35^\circ, 115^\circ]$.

Interferenz in dem Gebiet zwischen dem Quark- und dem Gluon-Jet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine instruktive Messung mit dreifach-symmetrischen Mercedes-Ereignissen durchgeführt. Die Daten zeigen auch hier, daß der Stringeffekt deutlich sichtbar ist in vollständig symmetrischen Ereignissen und kein Artefakt kinematischer Selektionen ist (s. dazu auch [98]). Die Azimutalwinkelabhängigkeit der Teilchendichte in der Ereignisebene ist in ABB. 9.20 gezeigt.

Quantitativ wird im im Winkelintervall $\pm[50^\circ, 70^\circ]$ das Verhältnis $R_g = N_{qg}/N_{q\bar{q}}$ in den

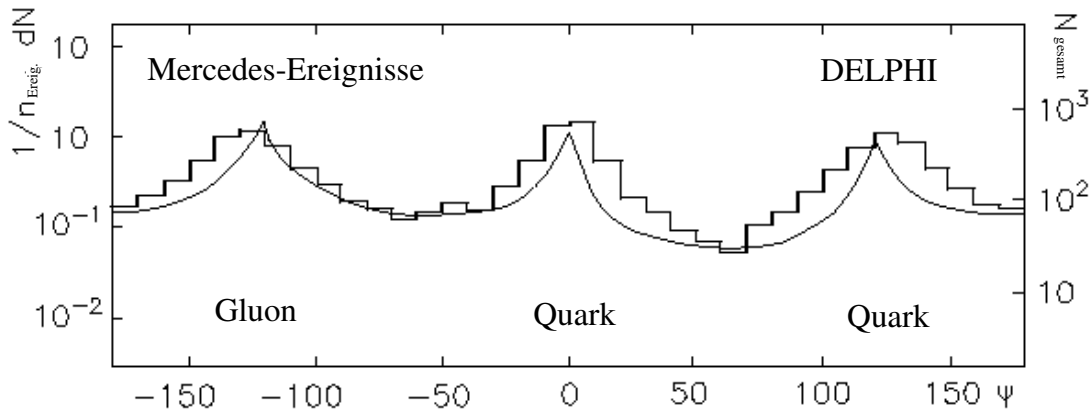


ABB. 9.20 : *Fluß geladener Teilchen in $q\bar{q}g$ -Mercedes-Ereignissen*

Die Daten werden verglichen mit der analytischen Vorhersage, normiert auf die Minima der Verteilung.

$q - g$ und $q - \bar{q}$ Tälern gemessen zu

$$R_g^{exp.} = 2.23 \pm 0.37. \tag{9.16}$$

Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem für dieses Intervall vorhergesagten Wert

$$R_g^{theo.} \simeq 2.4. \tag{9.17}$$

Diese Zahl (9.17) ist aus der Vorhersage für die gesamte Winkelverteilung (s. KAP. 9.2.2) berechnet, die ebenfalls, nach entsprechender Normierung, in ABB. 9.20 gezeigt ist. Die Berechnung berücksichtigt dabei sowohl Interjet- als auch Intrajet-Kohärenzen. Die relative Tiefe der Täler zwischen den Jets ist gut reproduziert. Ebenso ist die Beschreibung um die Gluon-Jet-Richtung vernünftig. Das Verhältnis R_g der Teilchendichten in den Tälern zwischen den zwei Arten von Jets wird von der APA^{‡9.5} richtig vorhergesagt.

9.2.5 Ein Test der QCD-Kohärenz und LPHD unter Benutzung symmetrischer Drei-Jet-Ereignisse

Im Gegensatz zu den vorherigen Abschnitten wird jetzt die geladene Teilchenmultiplizität in einem Kegel senkrecht zur Ereignisebene von spiegelsymmetrischen Drei-Jet-Ereignissen bestimmt. Die Abhängigkeit dieser Multiplizität von dem Öffnungswinkel der Jets

‡9.5 Der analytisch perturbative Ansatz (APA \equiv PQCD + LPHD) zur QCD-Jet-Physik versucht die Struktur des multi-hadronischen Endzustandes ohne Bezugnahme auf Fragmentationsdynamik zu beschreiben.

des Ereignisses wird von der QCD vorhergesagt. Somit stellt diese Messung einen weiteren Test der Farbkohärenz-Eigenschaften der QCD und der LPHD dar.

Wie schon diskutiert ist die weiche Abstrahlung sensitiv auf den gesamten Farbfluß des zugrunde liegenden harten partonischen Ereignisses. Wenn z.B. das Gluon in $q\bar{q}g$ - Ereignissen kollinear zu einem der Quarks ist, ist der Farbfluß identisch zu dem $q\bar{q}$ (Zwei-Jet) Fall, während, wenn das Gluon gegen die beiden Quarks zurückstößt, der Farbfluß etwa einem gg - (Zwei-Jet) Ereignis entspricht. In diesem Fall wird erwartet, daß verglichen mit dem $q\bar{q}$ Fall, weiche Abstrahlung unter großem Winkel um das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F erhöht ist. In [109] ist die Entwicklung zwischen diesen beiden extremen Fällen als Funktion der Öffnungswinkel zwischen den Jets ($\theta_{gq}, \theta_{g\bar{q}}, \theta_{q\bar{q}}$) in $q\bar{q}g$ Drei-Jet-Ereignissen vorhergesagt.

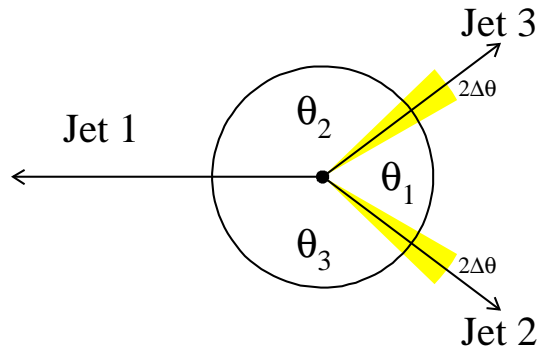


ABB. 9.21 : *Selektion von symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen*

Diese Vorhersage wird nun auf verschiedene spiegelsymmetrische Drei-Jet-Ereignistopologien (Y-Ereignistopologien) angewendet (s. ABB. 9.21), indem die Multiplizität der Ereignisse in einem Kegel senkrecht zur Ereignisebene mit einem Öffnungswinkel von 30° gemessen wird. Die Definition dieses Kegels ist in ABB. 9.22 dargestellt. Hierbei werden symmetrische Ereignisse durch die Forderung selektiert, daß der Winkel θ_2 innerhalb $2\Delta\theta$ mit dem Winkel θ_3 übereinstimmt. Dabei bezeichnet $\Delta\theta$ die halbe Winkelintervallbreite von θ_1 , hier zu 1.25° gewählt. Für die Jets 2 und 3 sind die erlaubten Varianzen als graue Bereiche eingezeichnet. Zusätzlich wird ein expliziter Schnitt von $y_{cut} = 0.02$ unter Verwendung des DURHAM-Cluster-Algorithmus bei der Selektion der Ereignisse durchgeführt. Dieser Schnitt wird angebracht, da sich die Vorhersage aus [109] explizit auf Drei-Jet-Ereignisse bezieht [110]. Das Ergebnis dieses Schnittes ist äquivalent zu einem

Schnitt auf den kleinen Winkel (θ_1) von ungefähr 30° . Desweiteren deselektiert dieser Schnitt Vier- und Mehr-Jet-Ereignisse. Ein Vorteil dieser Analyse ist, daß im Falle von spiegelsymmetrischen Ereignissen keine Gluon-Jet-Identifikation notwendig ist.

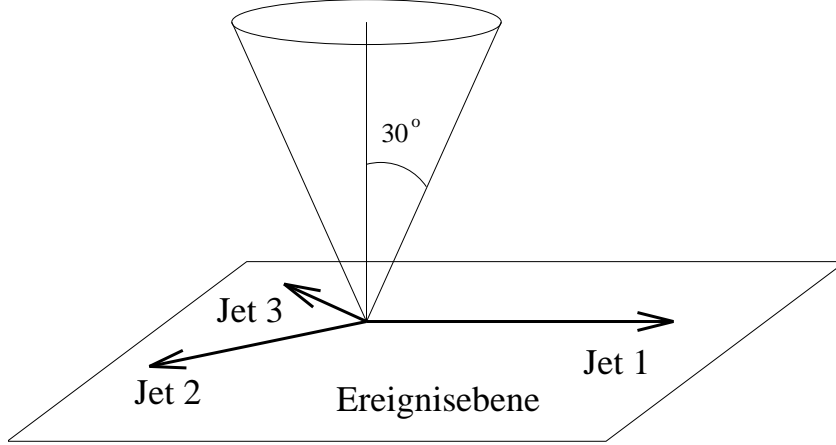


ABB. 9.22 : *Definition des Kegels senkrecht zur Ereignisebene*

Im Gegensatz zu dem in [109] gemachten Vorschlag wird im Rahmen dieser Arbeit nicht die Abstrahlung in Zwei-Jet und symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen verglichen, sondern es wird die Entwicklung der Multiplizität mit dem Öffnungswinkel θ_1 der Drei-Jet-Ereignisse studiert. Dieses Vorgehen vermeidet eine zusätzliche Abhängigkeit von der Jet-Auflösungsvariablen y_{cut} bei der Definition der Zwei-Jet-Ereignisse (wie in [98] diskutiert), die in [109] vernachlässigt wurde.

Der Winkelfaktor der weichen Gluon-Abstrahlung ist in GL. 9.2 durch

$$W^{q\bar{q}g}(\vec{n}) = N_C \left[(\widehat{1+}) + (\widehat{1-}) - \frac{1}{N_C^2} (\widehat{+-}) \right], \quad (9.18)$$

gegeben, wobei sich $(+, -, 1)$ wieder auf (q, \bar{q}, g) bezieht. Für die Abstrahlung senkrecht zu den primären Partonen (und damit zur Ereignisebene) berechnet sich (\widehat{ij}) zu $(\widehat{ij}) = a_{ij} = 1 - \cos \theta_{ij}$. Hierbei bezeichnet θ_{ij} den Winkel zwischen den primären Partonen i und j . Bis auf eine Normalisierungskonstante a ergibt sich die Abhängigkeit der Multiplizität von den Winkeln aus GL. 9.18 zu

$$N_{\perp}^{q\bar{q}g} = a \cdot [2 - \cos \theta_{1+} - \cos \theta_{1-} - \frac{1}{N_C^2} (1 - \cos \theta_{+-})] \quad (9.19)$$

mit

$$\begin{aligned} \theta_{1+} &= \theta_{qg} = \pi - \theta_1/2, \\ \theta_{1-} &= \theta_{\bar{q}g} \equiv \theta_1, \\ \theta_{+-} &= \theta_{q\bar{q}} = 2\pi - \theta_{1+} - \theta_{1-} \quad . \end{aligned}$$

$N_C = 3$ ist die Anzahl der Farbfreiheitsgrade. Wenn man annimmt, daß das Gluon immer weniger Energie besitzt als das energiereichere der beiden Quarks (Technisch gesehen

bedeutet das, daß angenommen wird, der energiereichste Jet (Jet 1) ist ein Quark-Jet.), so transformiert sich obige Gleichung für spiegelsymmetrische Ereignisse zu:

$$N_{\perp}^{q\bar{q}g} = a \cdot \left[2 + \cos \frac{\theta_1}{2} - \cos \theta_1 - \frac{1}{N_C^2} \left(1 + \cos \frac{\theta_1}{2} \right) \right]. \quad (9.20)$$

Eine Korrektur wird nun analog zu [6] für die Fälle, in denen das Gluon den höchst-energetischen Jet bildet, durchgeführt. Dabei werden die Beiträge aus GL. 9.20, gemäß dem Auftreten der Fälle, daß das Gluon den höchstenergetischen Jet bildet oder nicht, gewichtet addiert. Somit testet der Vergleich der GL. 9.20 mit den Daten direkt die Vorhersage [109] und somit die Kohärenz der weichen Gluon-Emission von zugrunde liegenden harten Partonen und die LPHD-Annahme für diese großen Winkel (d.h. hauptsächlich niederenergetische Spuren).

ABB. 9.23 zeigt die gemessene Multiplizität als eine Funktion des Winkels θ_1 . Unterhalb von $\theta_1 = 30^\circ$ sind wegen des Schnittes auf y_{cut} keine Daten vorhanden. Ein Weglassen des Schnittes auf y_{cut} führt zu einer stärker fallenden Multiplizität zu kleinen Winkeln hin (d.h. nahe der Zwei-Jet-Region), da der implizit durch den Winkelschnitt durchgeführte y_{cut} die Multiplizität in Zwei-Jet-artigen-Ereignissen reduziert [98]. Die Multiplizität steigt bei großen Winkeln stärker an, da (wahrscheinlich aplanare) Vier- und Mehr-Jet-Ereignisse in der Ereignismenge verbleiben.

Die Vorhersage aus GL. 9.20 wurde an die Daten angepaßt. Die Normalisierung wurde zu $a = 0.56 \pm 0.01$ bestimmt bei einem $\chi^2/n.d.f. = 0.7$. Die theoretische Erwartung aus GL. 9.20 beschreibt das Verhalten der Daten sehr gut (s. ABB. 9.23). Diese gute Übereinstimmung liefert aus einem direkten Vergleich einer perturbativen Rechnung [109] mit den Daten Hinweise für Farbkohärenz. Sie ist unabhängig von Fragmentationsmodellen. Damit ist die LPHD-Annahme für die (niederenergetischen) Teilchen, die senkrecht zur Ereignisebene emittiert werden, ebenfalls getestet.

Zum Vergleich wurde ein inkohärente (Spielzeug-)Modell mit eingezeichnet. Es ist auf die Kegelmultiplizität bei kleinen Winkeln normiert:

$$N_{\perp}^{q\bar{q}g} = k \cdot N^{q\bar{q}g} = k \cdot \left(N^{q\bar{q}}(2E^*) + \frac{1}{2} \frac{C_A}{C_F} N^{q\bar{q}}(2E_g) \right).$$

Die Multiplizitäten $N^{q\bar{q}}$ sind proportional zur Multiplizität von e^+e^- -Ereignissen bei einer gegebenen Skala κ (s. GL. 4.20) angenommen worden. Das graue Band entspricht einer Unsicherheit bei der Behandlung der Gluon-Jets. Es stellt sich heraus, daß bei inkohärenter Addition die gesamte Multiplizität eines Drei-Jet-Ereignisses konstant ist und damit unabhängig der Energieskala. Bei kleinerem Winkel θ_1 verliert das Gluon Energie (damit gewinnen die beiden Quarks an Energie) und verringert die Multiplizität im Gluon-Jet und erhöht damit die Multiplizität im Quark-Jet. Gleiches gilt für die Multiplizität in den jeweiligen Kegeln. Es stellt sich nun die Frage, ob der Anteil der Multiplizität des Gluons im Kegel größer ist als der des Quarks. Das Verhältnis n_{gg} zu $n_{q\bar{q}}$ erreicht Werte zwischen

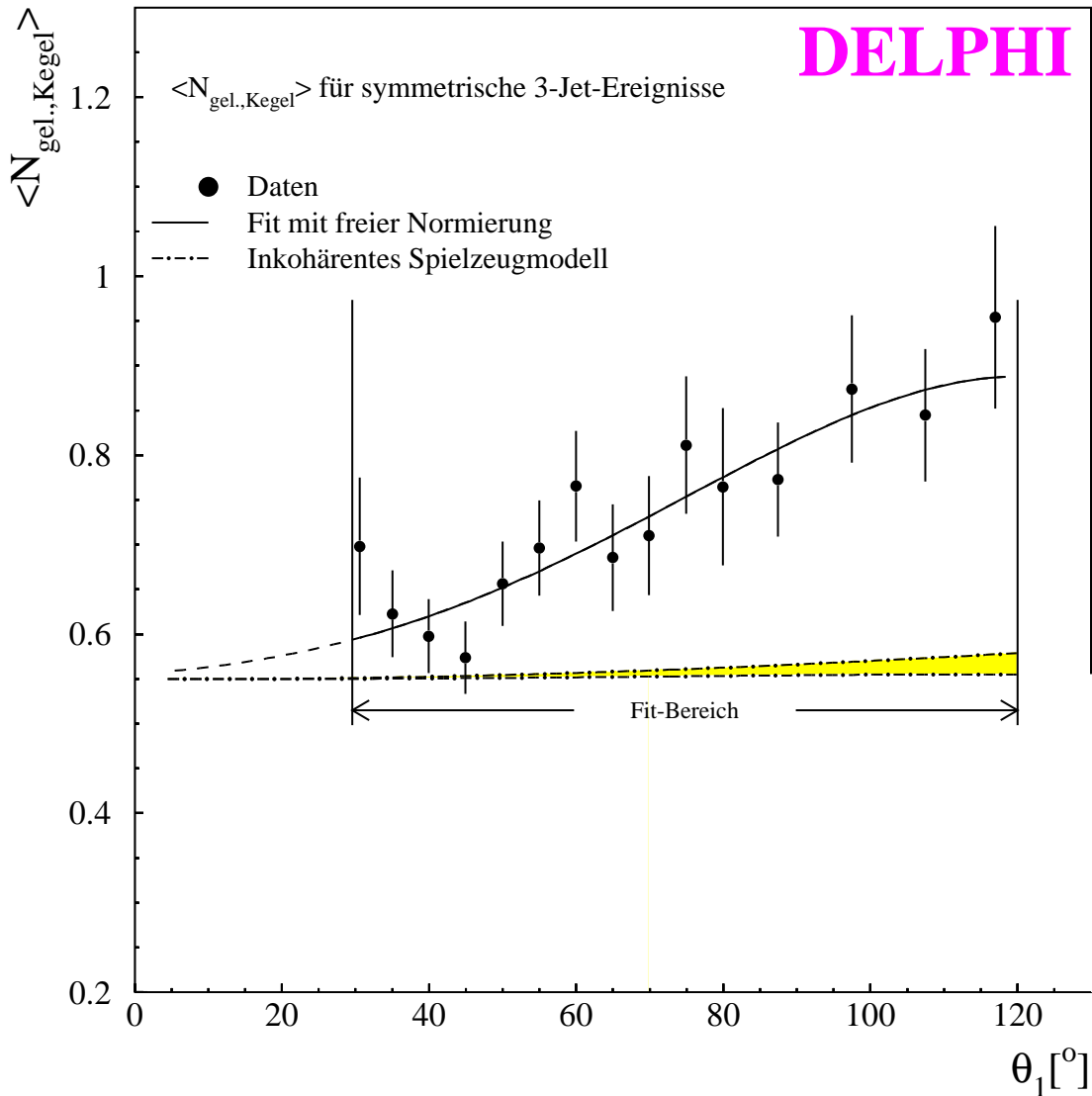


ABB. 9.23 : *Multiplizität geladener Teilchen aus symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen im Kegel*
 Eine tabellarische Darstellung findet sich in ANH. A.

ca. 1 und 1.5 [6]. Im Falle der Kegelmultiplizität wird ein Wert von $C_A/C_F = 2.25$ erreicht, d.h. das Gluon hat einen höheren Anteil der Multiplizität im Kegel, im extremsten Fall gerade erhöht um 2.25. Deshalb wird bei der inkohärenten Addition unter einer extrem pessimistischen Annahme alternativ die Multiplizität im Gluon-Jet mit dem Faktor 2.25 gewichtet. Das graue Band stellt somit den Bereich dieser Variation dar, die sich jedoch als sehr klein herausstellt.

Analog zur Multiplizität im Kegel senkrecht zur Ereignisebene kann der mittlere Impuls bzw. der mittlere transversale Impuls gemessen werden (s. ABB. 9.24 bzw. ABB. 9.25).

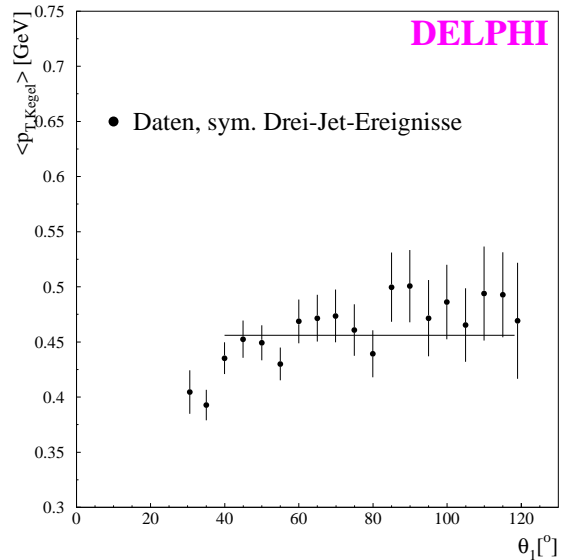
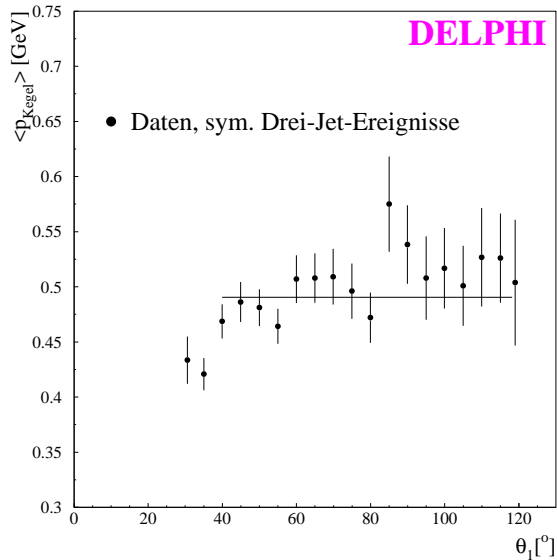


ABB. 9.24 : *Mittlerer Impuls geladener Teilchen im Kegel* ABB. 9.25 : *Mittlerer transversaler Impuls geladener Teilchen im Kegel*

Unter dem transversalen Impuls wird hier der Anteil des Impulses verstanden, der auf den Normalenvektor der Ereignisebene projiziert ist. Da in dieser Analyse nur Spuren berücksichtigt werden, die in einem Kegel mit 30° Öffnungswinkel liegen, ist der Impuls selber schon überwiegend transversal. Die Abhängigkeit des mittleren Impulses bzw. transversalen Impulses ist nahezu unabhängig vom Winkel θ_1 . Ab einem Öffnungswinkel von $\theta_1 = 40^\circ$ zwischen den spiegelsymmetrische Jets kann man das Verhalten durch eine Konstante beschreiben. Eine Anpassung liefert $0.49 \pm 0.01 \text{ GeV}$ ($\chi^2/n.d.f. = 1$) für den mittleren Impuls und $0.46 \pm 0.01 \text{ GeV}$ ($\chi^2/n.d.f. = 0.9$) für den mittleren transversalen Impuls. Die sehr ähnlichen Werte sind dadurch zu verstehen, daß der Anteil des transversalen Impulses bei Teilchen, die in dem Kegel liegen, trivialerweise, sehr hoch ist.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Kapitels wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- ▶ Studien des Stringeffektes zeigen, daß dieser in vollständig symmetrischen Ereignissen präsent ist. Außerdem zeigen sie, daß der Stringeffekt von der Farbnatur der ursprünglichen Drei-Jet-Konfiguration abhängt.
- ▶ Der Vergleich des Teilchenflusses in den $q - g$ und $q - \bar{q}$ Tälern zwischen den Jets in Mercedes-Ereignissen liefert:

$$R_g^{exp.} = N_{qg}/N_{q\bar{q}} = 2.23 \pm 0.37 \quad ,$$

in guter Übereinstimmung mit der Theorie $R_g^{theo.} \simeq 2.4$.

- ▶ Ein quantitativer Vergleich der Teilchenraten in dem Gebiet gegenüber dem Gluon bzw. dem Photon in $q\bar{q}g$ - bzw. $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen liefert:

$$R_\gamma^{exp.} = \frac{N_{q\bar{q}}(q\bar{q}g)}{N_{q\bar{q}}(q\bar{q}\gamma)} = 0.58 \pm 0.06 \quad ,$$

konsistent mit der QCD-Erwartung für diese Topologie $R_\gamma^{theo.} \simeq 0.61$.

- ▶ Diese Ergebnisse zeigen zum erstenmal, daß Messungen der Interjet-Kohärenz mit den quantitativen perturbativen QCD-Vorhersagen übereinstimmen.
- ▶ Der Vergleich der Abhängigkeit der Teilchenmultiplizität in einem Kegel senkrecht zur Ereignisebene von dem Öffnungswinkel zwischen den Jets mit perturbativen Rechnungen erlaubt einen Test der Farbkohärenz unabhängig von Fragmentationsmodellen und zugleich einen Test der LPHD-Annahme.

9.3 Identifizierte geladene Teilchen und Resonanzen in Gluon- und Quark-Jets

9.3.1 Identifizierte geladene Teilchen

Dieses Kapitel stellt eine Ergänzung und Erweiterung zu der in [2] vorgestellten Analyse dar. Besonderen Wert wird hier, neben der Messung des Multiplizitätsverhältnisses in Quark- und Gluon-Jets auf das Verständnis der Fragmentation bzw. der Baryon-Produktion (s. KAP. 9.3.1.4) gelegt, wie sie auch in [9] beschrieben ist. Verschiedene Observablen (Z) sind für identifizierte Teilchen in Quark- und Gluon-Jets gemessen worden:

- ▶ die Multiplizität n ,
- ▶ der Impuls p ,
- ▶ $\xi'_p = -\lg_{10} x_p$ oder $\xi_p = -\ln x_p$ (mit $x_p = \frac{p_{\text{Teilchen}}}{p_{\text{Jet}}}$) und
- ▶ die Rapidity $\eta = \ln \frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}}$, wobei p_{\parallel} den entsprechenden Teilchenimpuls entlang der Jet-Achse bezeichnet.

ξ'_p ($= 1/\ln 10 \cdot \xi_p$) ist hier aus Gründen der besseren Anschauung gewählt worden. Man beachte, daß die Messung der Teilchenmultiplizität in Jets keine wohldefinierte Fragestellung ist, welche von den Details der Definition des Jets abhängt, die die Zuordnung der Teilchen mit niedrigem Impuls zu den Jets beeinflusst (s. auch KAP. 9.2.1). Die angegebenen Ergebnisse für die Multiplizitäten und auch für die Teilchenverteilungen, die einem sehr kleinen Impuls entsprechen, beziehen sich daher immer auf die in KAP. 4.4 gegebene Definition eines Jets.

Für jede Observable werden folgende Größen gezeigt:

- ▶ das semi-inklusive Spektrum $1/N_{\text{Jet}} \frac{dn}{dZ}$ für Teilchen der Sorte X ,
- ▶ das Verhältnis $R_X(Z)$ von Gluon- zu Quark-Jets für Teilchen der Sorte X und
- ▶ das normalisierte Verhältnis $R'_X(Z) = R_X(Z)/r_{\text{gel.}}(Z)$, wobei $r_{\text{gel.}}(Z)$ das Verhältnis Gluon/Quark für alle geladene Teilchen bezeichnet.

Besondere Aufmerksamkeit liegt hierbei in der Messung von Verhältnissen in Gluon- zu Quark-Jets $R_X(Z)$, da sich systematische Fehler in diesen Verhältnissen drastisch reduzieren, weil sich die meisten Unsicherheiten aufheben. Das Doppel-Verhältnis $R'_X(Z)$ hebt teilchenspezifische Unterschiede zwischen Quark- und Gluon-Jets hervor.

Im Rahmen der Analyse dieses Kapitels werden i.allg. alle Quark-Flavours berücksichtigt, d.h. die Normale Mischungsmenge beinhaltet hier i.allg. auch die identifizierten b -Quark Ereignisse. Die dargestellten Abbildungen beziehen sich i.allg. auf Ereignisse der Y-Topologie. Entsprechende Verteilungen für Mercedes-Ereignisse finden sich in Anhang B.

9.3.1.1 Multiplizitäten

ABB. 9.26 zeigt die mittlere Multiplizität N_q (N_g) für identifizierte Teilchen in Quark- und Gluon-Jets, sowie die Verhältnisse $R = N_q/N_g$ und die normalisierten Multiplizitätsverhältnisse $R' = R/r_{gel.}$.

Die in Quark-Jets gemessene Multiplizität für identifizierte Teilchen und für alle geladenen Teilchen hängt von der Zusammensetzung der Quark-Flavours innerhalb der Quark-Jet Menge ab. An dieser Stelle werden, abweichend vom Rest des Kapitels, sowohl die Quark-Mischungen dus , $dusc$ als auch $duscb$ untersucht. Die Werte, die man für die Multiplizitäten N_X^Q und N_X^G bzw. deren Verhältnisse erhält, sind in TAB. 9.4 angegeben. Die Bestimmung des systematischen Fehlers wird nachfolgend kurz beschrieben. In TAB. 9.5 sind die normalisierten Verhältnisse R'_X verglichen mit den Vorhersagen aus *Monte Carlo*-Simulationen für Y- und Mercedes-Ereignisse. Die Daten zeigen einen signifikanten Proton-Überschuß in Gluon-Jets für Y-Ereignisse. Ein ähnlicher Überschuß, wenn auch weniger signifikant, ist in Mercedes-Ereignissen zu erkennen. Die für R'_K und R'_p (s. TAB. 9.4) beobachtete schwache Änderung für verschiedene Flavour-Kompositionen kann verstanden werden aufgrund einer stärkeren K -Produktion und einer dezimierten Proton-Produktion in Ereignissen mit schweren Quarks.

HERWIG unterschätzt sowohl die Kaon- als auch die Proton-Produktion. Im Gegensatz hierzu tendieren JETSET und ARIADNE^{‡9.6} dazu, die Proton-Produktion in Gluon-Jets zu überschätzen. Diese Überschätzung fällt beim JETSET-Modell mit standard (default) Baryon-Produktion deutlich geringer aus. Der Unterschied zu dem anderen Modell liegt darin, daß hier eine zusätzliche Unterdrückung der Baryon-Produktion am Ende des Strings, die zur besseren Beschreibung der Baryon-Produktion bei großen skalierten Impulsen eingeführt wurde [73], inaktiv ist. Der Überschuß der Baryon-Produktion in Gluon-Jets weist daraufhin, daß Baryonen direkt aus einem Farbstring erzeugt werden und nicht über dazwischenliegende farb- und baryonzahl-neutrale Cluster. Im Detail wird dies in KAP. 9.3.1.4 diskutiert.

‡9.6 Man beachte, daß ARIADNE das nicht-perturbative Hadronisierungs-Modell von JETSET verwendet.

9.3. IDENTIFIZIERTE GELADENE TEILCHEN UND RESONANZEN IN GLUON- UND QUARK-JETS

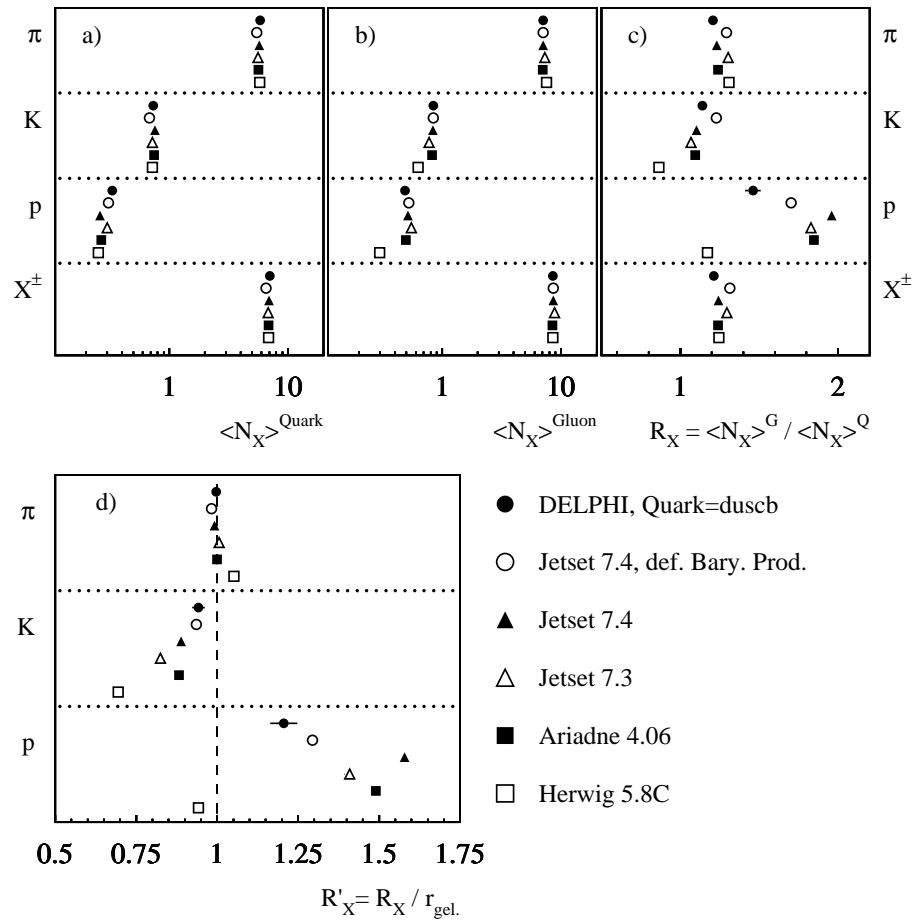


ABB. 9.26 : **Mittlere Multiplizitäten für identifizierte Teilchen in Quark- und Gluon-Jets**

Dargestellt sind die Multiplizitäten am Beispiel der Y -Ereignisse. Zum Vergleich wurden die Vorhersagen der Generatormodelle JETSET, JETSET mit standard Baryon-Produktionsmodell, ARIADNE und HERWIG mit dargestellt. \leftarrow ANH. B

Zur Überprüfung wird das aufsummierte Multiplizitätsverhältnis $R_{\pi^{\pm}+p^{\pm}+K^{\pm}}$ berechnet. Man erhält einen Wert von 1.21 ± 0.01 im Falle der Y -Ereignisse und 1.29 ± 0.02 im Falle von Mercedes-Ereignissen. Beide Zahlen sind in guter Übereinstimmung mit den direkten Messungen dieses Verhältnisses [6] (s. auch KAP. 9.6).

Zur Vollständigkeit zeigt TAB.9.6 einen Vergleich mit den Messungen anderer Experimente. Ein signifikanter Überschuß der Proton-Produktion wurde von ARGUS [111] und OPAL [112] beobachtet. Ein direkter Vergleich ist jedoch wegen der unterschiedlichen Energien und Topologien nicht möglich.

Y-Ereignisse					
Art	Quark	N_{Quark}	N_{Gluon}	R_X	R'_X
π	duscb	$5.852 \pm 0.036 \pm 0.071$	$7.067 \pm 0.032 \pm 0.077$	$1.208 \pm 0.009 \pm 0.020$	$0.997 \pm 0.009 \pm 0.013$
	dusc	$5.702 \pm 0.039 \pm 0.069$	$7.043 \pm 0.031 \pm 0.076$	$1.235 \pm 0.010 \pm 0.020$	$0.977 \pm 0.010 \pm 0.013$
	dus	$5.672 \pm 0.040 \pm 0.067$	$7.051 \pm 0.032 \pm 0.076$	$1.243 \pm 0.010 \pm 0.020$	$0.966 \pm 0.010 \pm 0.012$
K	duscb	$0.737 \pm 0.012 \pm 0.013$	$0.841 \pm 0.010 \pm 0.015$	$1.141 \pm 0.023 \pm 0.019$	$0.942 \pm 0.019 \pm 0.016$
	dusc	$0.692 \pm 0.013 \pm 0.013$	$0.836 \pm 0.010 \pm 0.015$	$1.208 \pm 0.026 \pm 0.020$	$0.956 \pm 0.021 \pm 0.018$
	dus	$0.637 \pm 0.013 \pm 0.012$	$0.835 \pm 0.010 \pm 0.015$	$1.310 \pm 0.031 \pm 0.022$	$1.018 \pm 0.025 \pm 0.018$
p	duscb	$0.332 \pm 0.010 \pm 0.004$	$0.485 \pm 0.009 \pm 0.008$	$1.460 \pm 0.050 \pm 0.031$	$1.205 \pm 0.041 \pm 0.025$
	dusc	$0.333 \pm 0.010 \pm 0.004$	$0.494 \pm 0.009 \pm 0.008$	$1.481 \pm 0.053 \pm 0.031$	$1.172 \pm 0.043 \pm 0.025$
	dus	$0.343 \pm 0.011 \pm 0.004$	$0.489 \pm 0.009 \pm 0.008$	$1.427 \pm 0.051 \pm 0.028$	$1.109 \pm 0.040 \pm 0.021$
X^\pm	duscb	$7.077 \pm 0.031 \pm 0.071$	$8.573 \pm 0.026 \pm 0.086$	$1.211 \pm 0.006 \pm 0.014$	1
	dusc	$6.773 \pm 0.033 \pm 0.068$	$8.560 \pm 0.026 \pm 0.086$	$1.264 \pm 0.007 \pm 0.015$	1
	dus	$6.654 \pm 0.034 \pm 0.067$	$8.559 \pm 0.026 \pm 0.086$	$1.286 \pm 0.008 \pm 0.015$	1
Mercedes-Ereignisse					
Art	Quark	N_{Quark}	N_{Gluon}	R_X	R'_X
π	duscb	$6.973 \pm 0.078 \pm 0.085$	$8.962 \pm 0.133 \pm 0.096$	$1.285 \pm 0.024 \pm 0.022$	$0.998 \pm 0.023 \pm 0.012$
	dusc	$6.735 \pm 0.084 \pm 0.076$	$9.002 \pm 0.134 \pm 0.133$	$1.337 \pm 0.026 \pm 0.029$	$0.988 \pm 0.023 \pm 0.012$
	dus	$6.700 \pm 0.088 \pm 0.072$	$9.028 \pm 0.134 \pm 0.133$	$1.347 \pm 0.027 \pm 0.029$	$0.974 \pm 0.024 \pm 0.012$
K	duscb	$0.862 \pm 0.025 \pm 0.014$	$0.978 \pm 0.041 \pm 0.016$	$1.135 \pm 0.058 \pm 0.021$	$0.881 \pm 0.046 \pm 0.018$
	dusc	$0.819 \pm 0.027 \pm 0.013$	$0.982 \pm 0.042 \pm 0.011$	$1.199 \pm 0.064 \pm 0.017$	$0.886 \pm 0.049 \pm 0.016$
	dus	$0.773 \pm 0.027 \pm 0.013$	$0.981 \pm 0.042 \pm 0.011$	$1.268 \pm 0.070 \pm 0.018$	$0.917 \pm 0.052 \pm 0.017$
p	duscb	$0.401 \pm 0.022 \pm 0.006$	$0.656 \pm 0.040 \pm 0.013$	$1.635 \pm 0.134 \pm 0.049$	$1.269 \pm 0.106 \pm 0.046$
	dusc	$0.422 \pm 0.023 \pm 0.012$	$0.636 \pm 0.038 \pm 0.013$	$1.507 \pm 0.123 \pm 0.098$	$1.114 \pm 0.092 \pm 0.065$
	dus	$0.408 \pm 0.025 \pm 0.013$	$0.674 \pm 0.041 \pm 0.016$	$1.650 \pm 0.142 \pm 0.115$	$1.192 \pm 0.104 \pm 0.071$
X^\pm	duscb	$8.467 \pm 0.066 \pm 0.098$	$10.91 \pm 0.113 \pm 0.110$	$1.288 \pm 0.017 \pm 0.018$	1
	dusc	$8.085 \pm 0.071 \pm 0.097$	$10.94 \pm 0.113 \pm 0.123$	$1.353 \pm 0.018 \pm 0.025$	1
	dus	$7.942 \pm 0.074 \pm 0.089$	$10.99 \pm 0.114 \pm 0.124$	$1.384 \pm 0.019 \pm 0.024$	1

TAB. 9.4 : *Multiplizitäten von identifizierten und allen geladenen Teilchen in Quark- und Gluon-Jets*

Systematische Fehler

Eine ausführlichere Beschreibung der systematischen Fehler findet sich in [2]. TAB. 9.7 fast die Einflüsse der wichtigsten Quellen systematischer Fehler für die Bestimmung der Multiplizitäten und ihrer Verhältnisse zusammen [2]. Um systematische Fehler zu erhalten, die vergleichbar mit statistischen Fehlern sind, wird die Hälfte des Unterschieds zu dem Wert, den man erhält, wenn ein Parameter von seinem Zentralwert modifiziert wird, als systematische Unsicherheit angegeben. Die einzelnen Fehler werden dann quadratisch addiert. Folgende Quellen systematischer Unsicherheiten wurden dabei untersucht:

R'_X	Daten	JS 74 def. Bary.	JS 74	JS 73	AR	HW
Y-Ereignisse						
R'_{π^+}	$0.997 \pm 0.009 \pm 0.013$	0.98	0.99	1.01	1.00	1.05
R'_{K^+}	$0.942 \pm 0.019 \pm 0.016$	0.94	0.89	0.82	0.88	0.69
R'_p	$1.205 \pm 0.041 \pm 0.025$	1.29	1.58	1.41	1.49	0.94
Mercedes-Ereignisse						
R'_{π^+}	$0.998 \pm 0.023 \pm 0.012$	1.00	1.01	1.02	1.01	1.05
R'_{K^+}	$0.881 \pm 0.046 \pm 0.018$	0.94	0.90	0.81	0.88	0.70
R'_p	$1.269 \pm 0.106 \pm 0.046$	1.20	1.43	1.38	1.37	1.11

TAB. 9.5 : **Normalisierte Multiplizitätsverhältnisse R'_X (für u ds**c** Quarks) verglichen mit Vorhersagen von Monte Carlo-Simulationen** (*JS 73 = JETSET 7.3 PS, JS 74 = JETSET 7.4 PS, JS 74 def. Bary. = JETSET 7.4 PS mit standard Baryon-Produktion, AR = ARIADNE 4.08, HW = HERWIG 5.8C*).

1. K^0 -, Λ^0 -Zerfall

Es wurde untersucht, ob die Verhältnisse der Produktionsraten von Pionen, Kaonen und Protonen in Quark- und Gluon-Jets beeinflusst werden durch K_S^0 - und Λ^0 -Zerfälle. Diese Zerfälle sind mit dem Programm MAMMOTH [91] sowohl für Daten als auch für die Detektorsimulation rekonstruiert worden. Auf generiertem Niveau der Simulation sind diese Teilchen dann als stabil behandelt worden. Dies ist eigentlich kein systematischer Fehler. Jedoch herrscht in der Literatur z.B. keine Einigkeit darüber, welche Protonen man zum Proton-Spektrum zählt, d.h. ob man Protonen aus Zerfällen berücksichtigt oder nicht. Um abzuschätzen, ob das Verhältnis der Produktionsraten in Quark- und Gluon-Jets dadurch beeinflusst wird, wird der Einfluß aus K^0 - und Λ^0 -Zerfällen auf das Verhältnis untersucht.

2. Sekundäre Wechselwirkungen

Eine weitere Quelle der Unsicherheit kommt von sekundär erzeugten Teilchen durch Re-Interaktion der primären Teilchen mit dem Detektormaterial. Dabei werden vorzugsweise positiv geladene Pionen und Protonen produziert. Alle positive geladenen Protonen wurden in dem entsprechenden Impulsbereich ($p \leq 2.7 \text{ GeV}/c$) nicht berücksichtigt, um diesen Effekt zu studieren.

3. Teilchenidentifikation

Um Unsicherheiten der Teilchenidentifikation zu berücksichtigen, sind die Ergebnisse für die verschiedenen Schnitte der Teilchenidentifikation (*loose, standard* und *tight*) miteinander verglichen worden.

4. Reinheitskorrektur der Jets

Die Quark-Menge der Normalen Mischungsmenge wurde variiert und korrigiert auf unterschiedliche Flavour-Mischungen:

Teilchen	Diese Arbeit Y	DELPHI [4]	OPAL Drei-Jet [112]	ARGUS [111]
π^\pm	$0.997 \pm 0.009 \pm 0.013$	—	$1.016 \pm 0.0103 \pm 0.010$	1 (def.)
K^\pm	$0.942 \pm 0.019 \pm 0.016$	$0.930 \pm 0.040 \pm 0.020$	$0.948 \pm 0.017 \pm 0.028$	0.86 ± 0.31
$p\bar{p}$	$1.205 \pm 0.041 \pm 0.025$	$1.120 \pm 0.110 \pm 0.040$	$1.100 \pm 0.024 \pm 0.027$	1.58 ± 0.10

TAB. 9.6 : R'_X aus Messungen von verschiedenen Kollaborationen

Quark-Jets in der Normalen Mischungsmenge	Korrigiert auf		
	$duscb$ -	$dusc$ -	dus -
	Quarks		
alle relevanten Jets	x	x	
alle Jets in Ereignissen mit $\lambda_E < 1.03$	x	x	x
alle Jets in Ereignissen mit $\lambda_E < 0.73$			x

Die Menge, die Jets mit $\lambda_E < 1.03$ enthält, ist b verringert und die mit $\lambda_E < 0.73$ ist b und c verringert. λ_E ist hierbei das in KAP. 6.3.1 eingeführte Maß für die b -Ereigniswahrscheinlichkeit.

Darüber hinaus sind diese Ergebnisse mit denen verglichen worden, die man erhält, wenn man den CAMBRIDGE-Algorithmus anstelle des DURHAM-Algorithmus verwendet. Die Änderung der Multiplizität ist typischerweise 2%; Änderungen der Verhältnisse und der Doppel-Verhältnisse sind viel kleiner. Schließlich wurde ein weiterer systematischer Fehler von $\lesssim 2\%$ angenommen aufgrund von Verlusten bei der Spurrekonstruktion, wie er aus Messungen der gesamten Multiplizität [113] bestimmt wurde. Es wird erwartet, daß sich dieser Fehler in den Verhältnissen aufhebt. Da die beiden zuletzt diskutierten systematischen Fehler auf Teilchen im allgemeinen angewendet werden, sind diese Fehler nicht in TAB. 9.7 aufgenommen.

9.3.1.2 Impulsspektrum

ABB. 9.27 zeigt das Impulsspektrum identifizierter Teilchen in Quark- ($duscb$) und Gluon-Jets. Die Impulsspektren von Kaonen und Protonen unterscheiden sich signifikant von denen von Pionen. Pionen werden hauptsächlich mit kleinem Impuls sowohl in Quark- als auch in Gluon-Jets erzeugt. Eine wahrscheinliche Erklärung hierzu ist, daß Pionen oft niederenergetische Zerfallsprodukte instabiler Teilchen sind. Die *Monte Carlo*-Generatoren JETSET, ARIADNE und HERWIG beschreiben im wesentlichen die Eigenschaften der gemessenen DELPHI-Daten. Die Impulsverteilung der Kaonen in Gluon-Jets wird am besten von ARIADNE vorhergesagt. Das HERWIG-Modell zeigt eine deutliche Schwäche, was die Beschreibung des Kaon-Impulsspektrums in Gluon-Jets betrifft. Die Multiplizität schneller Kaonen wird klar unterschätzt. Die Impulsverteilung der Protonen in Gluon-Jets wird

9.3. IDENTIFIZIERTE GELADENE TEILCHEN UND RESONANZEN IN GLUON- UND QUARK-JETS

Y-Ereignisse										
Variable	Teilchen	Quarks	Wert	Stat. Fehler [%]	Summierter Fehler		Syst. Fehler [%] der			
					mit K^0, Λ [%]	ohne K^0, Λ [%]	K^0, Λ	Sek. Ww.	Teilch. Id.	Reinheits-Korr.
N_X^Q	π	duscb	5.85	0.62	-	1.21	-	1.01	0.60	0.29
		dusc	5.70	0.68	-	1.20	-	1.00	0.60	0.30
		dus	5.67	0.71	-	1.19	-	1.00	0.60	0.19
	K	duscb	0.74	1.63	-	1.77	-	0.95	1.49	0.14
		dusc	0.69	1.88	-	1.89	-	1.01	1.59	0.14
		dus	0.64	2.04	-	1.84	-	0.94	.57	0.16
	p	duscb	0.33	3.01	-	1.13	-	0.90	0.30	0.60
		dusc	0.33	3.00	-	1.12	-	0.90	0.30	0.60
		dus	0.34	3.21	-	1.09	-	0.87	.29	0.58
	X^\pm	duscb	7.08	0.44	-	1.01	-	1.00	0.06	0.06
		dusc	6.77	0.49	-	1.01	-	1.00	0.06	0.06
		dus	6.65	0.51	-	1.01	-	1.01	0.06	0.05
N_X^G	π	duscb	7.07	0.45	-	1.09	-	1.00	0.40	0.17
		dusc	7.04	0.44	-	1.08	-	0.99	0.38	0.17
		dus	7.05	0.45	-	1.08	-	1.01	.38	0.11
	K	duscb	0.84	1.19	-	1.75	-	0.95	1.43	0.36
		dusc	0.84	1.20	-	1.76	-	0.96	1.44	0.36
		dus	0.84	1.20	-	1.74	-	0.96	.44	0.24
	p	duscb	0.49	1.86	-	1.68	-	1.03	1.03	0.82
		dusc	0.49	1.82	-	1.64	-	1.01	1.01	0.81
		dus	0.49	1.84	-	1.57	-	1.02	.02	0.61
	X^\pm	duscb	8.57	0.30	-	1.01	-	1.00	0.01	0.08
		dusc	8.56	0.30	-	1.01	-	1.00	0.01	0.08
		dus	8.56	0.30	-	1.01	-	1.00	0.01	0.04
R_X	π	duscb	1.21	0.75	1.68	1.14	1.24	0.99	0.25	0.50
		dusc	1.24	0.81	1.65	1.11	1.21	0.97	0.24	0.49
		dus	1.24	0.80	1.58	1.02	1.21	0.97	.24	0.24
	K	duscb	1.14	2.02	1.65	1.63	0.26	0.96	1.31	0.09
		dusc	1.21	2.15	1.68	1.66	0.25	0.99	1.32	0.08
		dus	1.31	2.37	1.68	1.64	0.31	0.99	1.30	0.08
	p	duscb	1.46	3.42	2.13	2.11	0.27	1.03	0.96	1.58
		dusc	1.48	3.58	2.08	2.06	0.27	1.01	1.01	1.49
		dus	1.43	3.57	1.99	1.97	0.28	0.98	0.98	1.40
	X^\pm	duscb	1.21	0.50	1.19	0.99	0.66	0.99	0.08	0.00
		dusc	1.26	0.55	1.21	1.03	0.63	1.03	0.08	0.00
		dus	1.29	0.62	1.19	1.01	0.62	1.01	0.08	0.00
R'_X	π	duscb	1.00	0.90	1.27	1.12	0.60	1.00	0.30	0.40
		dusc	0.98	1.02	1.30	1.14	0.61	1.02	0.31	0.41
		dus	0.97	1.04	1.26	1.19	0.62	1.04	0.31	0.21
	K	duscb	0.94	2.02	1.73	1.51	0.85	0.96	1.17	0.11
		dusc	0.96	2.20	1.89	1.64	0.94	1.05	1.26	0.10
		dus	1.02	2.46	1.77	1.54	0.88	0.98	1.18	0.10
	p	duscb	1.21	3.40	2.10	2.08	0.33	1.00	0.91	1.58
		dusc	1.17	3.67	2.10	2.07	0.34	1.02	0.94	1.54
		dus	1.11	3.61	1.94	1.90	0.36	0.99	0.90	1.35

TAB. 9.7 : *Systematische Fehler für N_X^Q , N_X^G , R_X und R'_X in Y-Ereignissen.* Hier bezeichnet X die Teilchenart π, K, p oder alle geladene Teilchen [2].

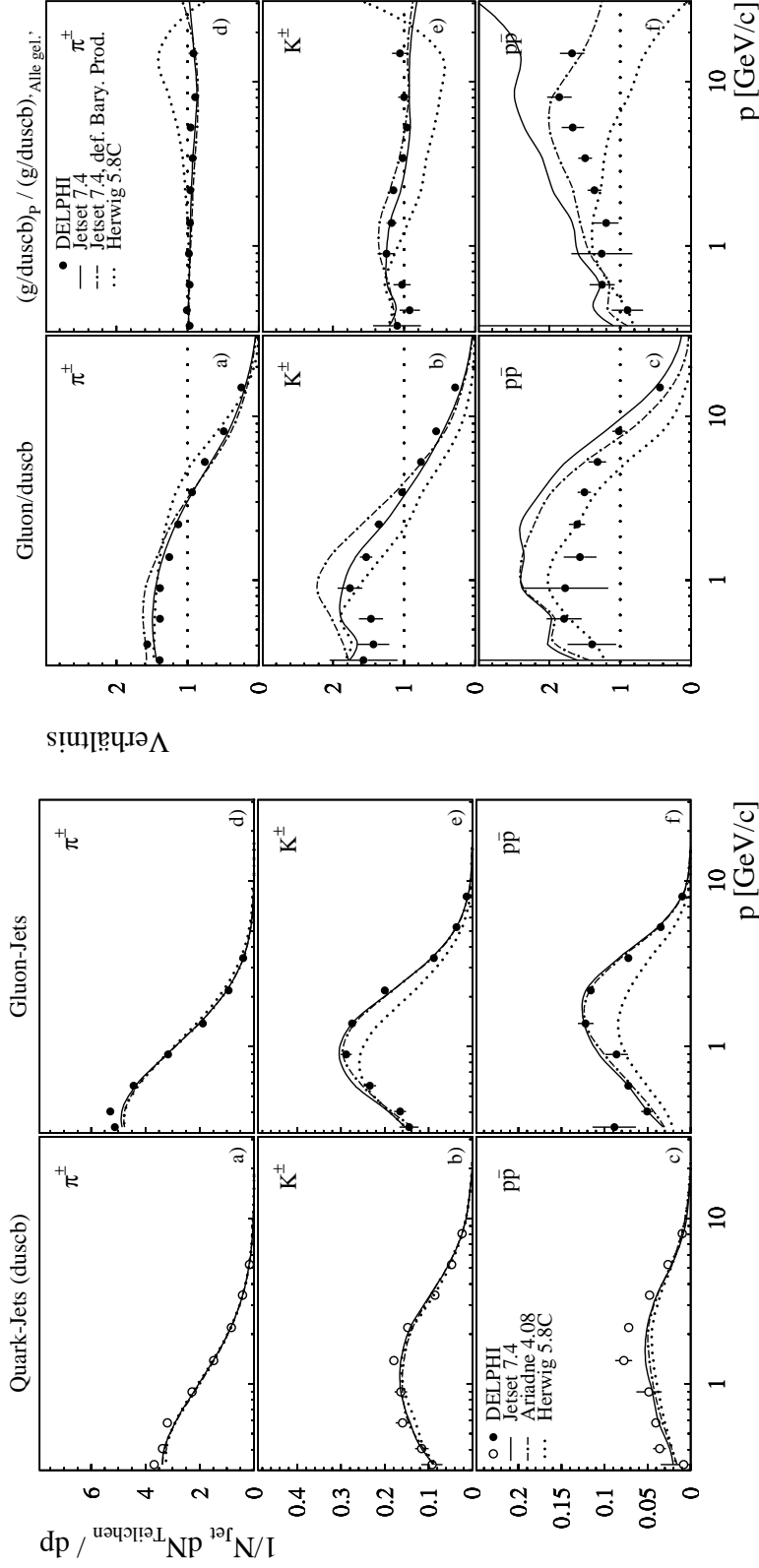


ABB. 9.27 : *Impulsspektrum identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets*
in Quark- und Gluon-Jets
Spektrum von Pionen, Kaonen und Protonen in Quark-
Jets; d)-f) entsprechende Spektren für Gluon-Jets in Ereignis-
a)-c) Verhältnis der Spektren von Pionen, Kaonen und Protonen
mit Y-Topologie. Die Vorhersagen der Generatormodelle in Gluon-Jets zu Quark-Jets; d)-f) entsprechende Spektren, nor-
JETSET, ARIADNE und HERWIG sind als Linien eingezeichnet. malisiert auf das Verhältnis Gluon/Quark für alle geladene Teil-
chen. Die Vorhersagen der Generatormodelle JETSET, JETSET
mit standard Baryon-Produktionsmodell und HERWIG sind als Li-
nien eingezeichnet. ANH. B

von den JETSET- und ARIADNE-Generatoren gut beschrieben, aber nicht vom HERWIG-Modell.

ABB. 9.28 zeigt die Verhältnisse der Impulsspektren identifizierter Hadronen in Gluon- und Quark-Jets. Diese Messung ist eine Verbesserung unserer früheren Veröffentlichung [4]. In Gluon-Jets werden mehr niederenergetische Teilchen produziert als in Quark-Jets. Dies gilt für alle untersuchten Arten von Teilchen. ABB. 9.28(d,e,f) zeigt die entsprechenden Verhältnisse der Impulsspektren aus ABB. 9.28(a,b,c), normalisiert auf das Impulsspektrum aller geladenen Teilchen in Gluon- und Quark-Jets.

ABB. 9.28(f) deutet an, daß der Proton-Überschuß in Gluon-Jets größer ist als der Überschuß für alle geladenen Teilchen. Die klare Überschätzung des Verhältnisses der Proton-Produktion durch JETSET bzw. ARIADNE (nicht gezeigt) ist vermutlich in der zusätzlichen Unterdrückung der Baryon-Produktion am Ende des Strings (d.h. für Quark-Jets) begründet. Eine viel bessere Beschreibung dieses Verhältnisses erhält man, indem man das standard Baryon-Produktionsmodell ohne diese zusätzliche Unterdrückung verwendet.

An dieser Stelle sollte jedoch erwähnt werden, daß man aus den normalisierten Verhältnissen als Funktion des Impulses keine direkten Schlußfolgerungen bzgl. der Multiplizitätsverhältnisse ziehen kann, da sich die Form der Impulsspektren der Kaonen und Protonen signifikant von der der Pionen unterscheidet, welche die Verteilung aller geladenen Teilchen dominiert (s. dazu auch [2]).

9.3.1.3 Rapidität

ABB. 9.29 zeigt die Rapiditätsspektren identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets und ABB. 9.30 zeigt die entsprechenden Verhältnisse. Für alle Teilchenarten gibt es im Plateau-Bereich, d.h. bei kleinem η , 1.6-2 mal mehr Teilchen in Gluon-Jets als in Quark-Jets. Dies weist auf die höhere Farbladung des Gluons hin. Bei großem η dagegen, d.h. im Bereich der führenden Teilchen, werden nur wenige Kaonen und Protonen in Gluon-Jets beobachtet.

9.3.1.4 ξ -Spektren

ABB. 9.31 zeigt die ξ'_p -Spektren identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets. Die JETSET- und ARIADNE- (nicht gezeigt) Modelle liefern eine vernünftige Beschreibung über einen weiten Bereich der ξ'_p -Verteilung. Die Höhe des Maximums ist für Gluon- und Quark-Jets verschieden. Dies weist auf eine unterschiedliche Teilchenrate hin. Der Schnittpunkt der ξ'_p -Verteilungen von Quark- und Gluon-Jets für Pionen und Kaonen ist ungefähr gleich, $\xi_p^{(s)} \sim 0.75$. Für Protonen ist der Kreuzungspunkt zwischen den Verteilungen in Quark- und Gluon-Jets zu höheren Impulsen $\xi_p^{(s)} \sim 0.32$ hin verschoben.

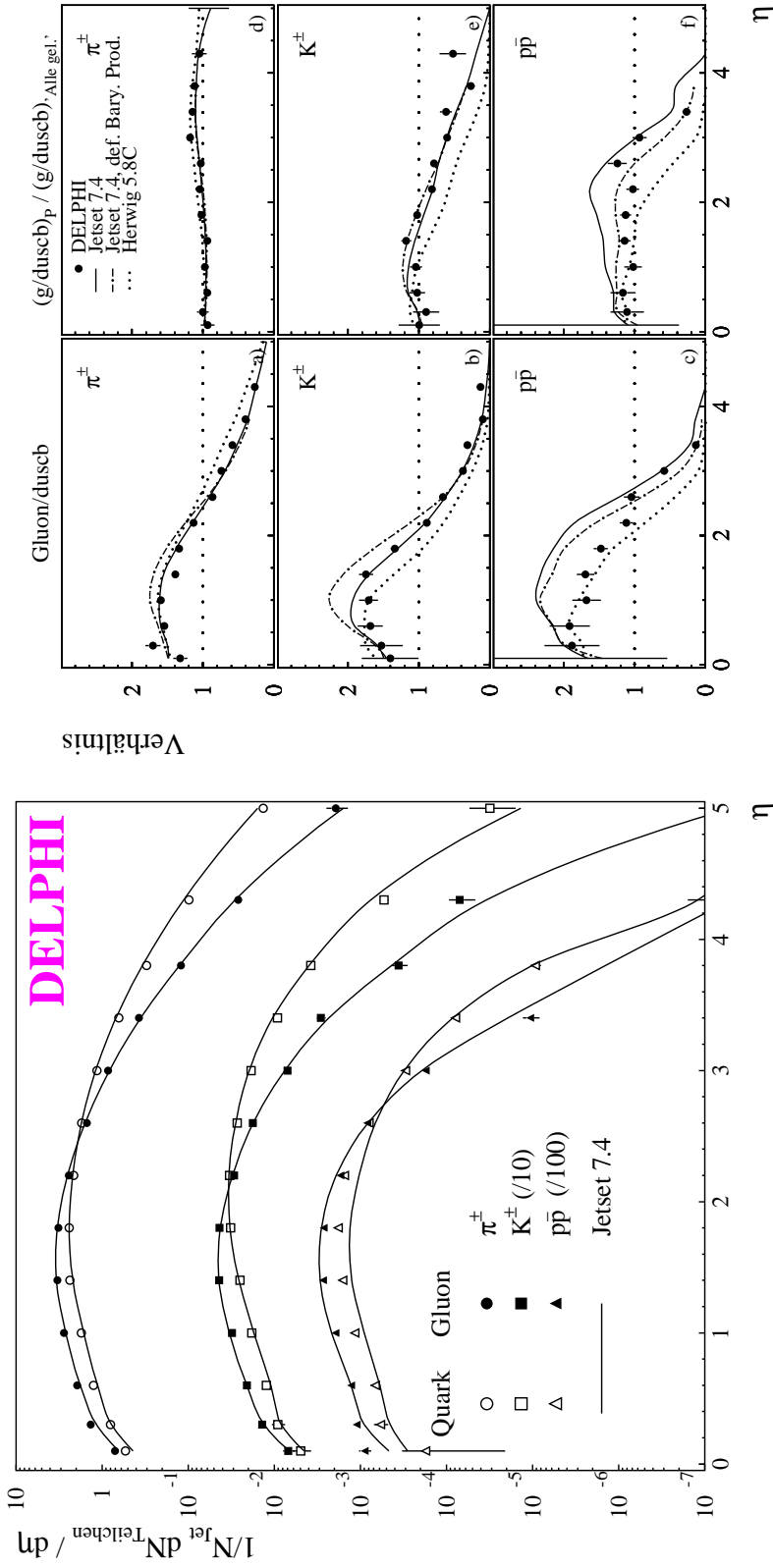


ABB. 9.29 : **Rapiditätsspektrum identifizierter Ha-** **dronen in Quark- und Gluon-Jets**
identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets aus Y-Ereignissen

Spektr \ddot{u} m von Pionen, Kaonen und Protonen in Gluon- und Quark-Jets in Ereignissen der Y-Topologie. Die Vorhersagen des a)-c) Verh \ddot{a} ltnis der Spektren von Pionen, Kaonen und Protonen in Gluon-Jets zu Quark-Jets; d)-f) entsprechende Spektren, normalisiert auf das Verh \ddot{a} ltnis Gluon/Quark f \ddot{u} r alle geladene Teilchen. Die Vorhersagen der Generatormodelle JETSET, JETSET mit standard Baryon-Produktionsmodell und HERWIG sind als Linien eingezeichnet. ANH. B

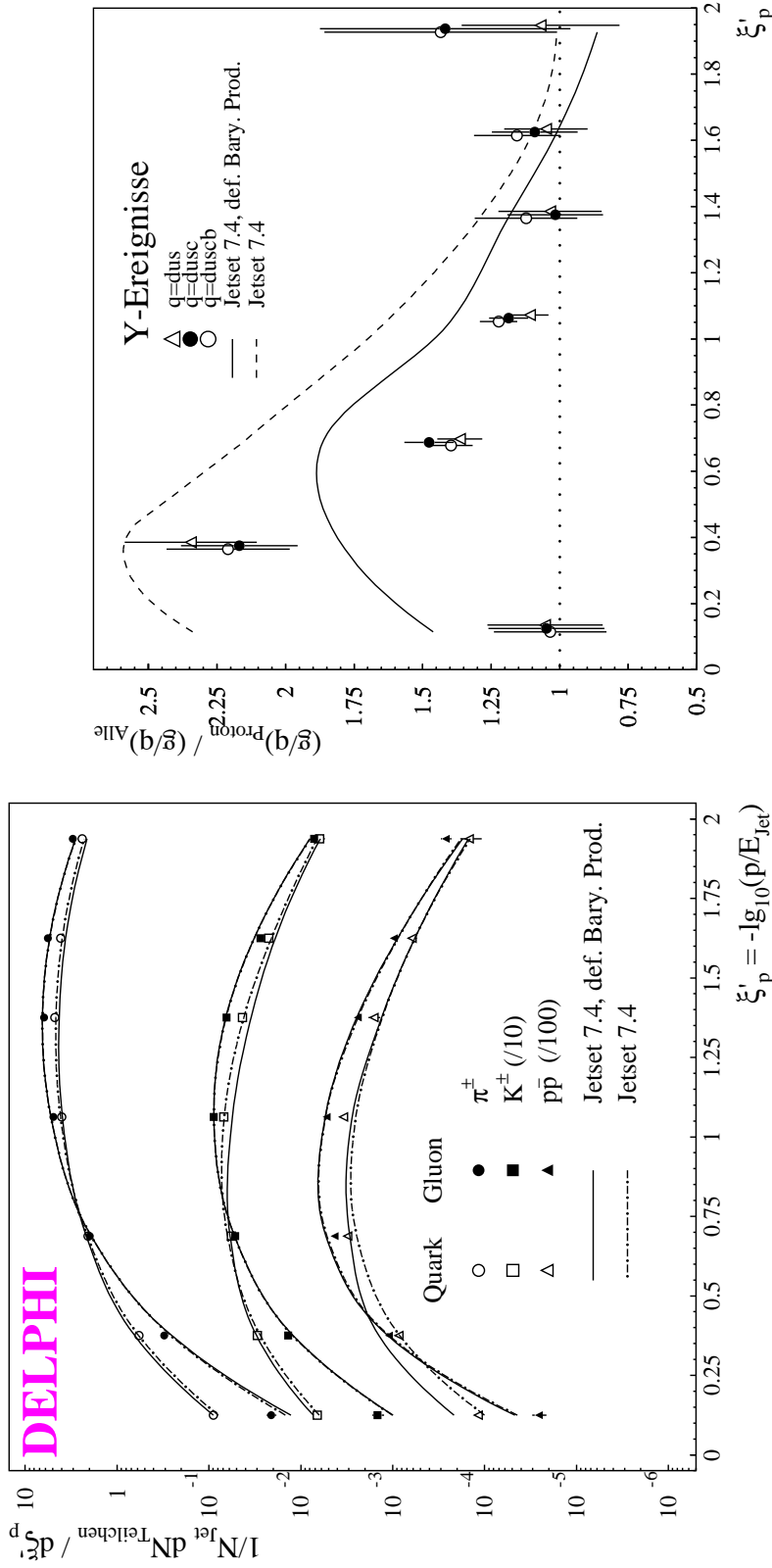


ABB. 9.31 : ξ_p' -Spektren identifizierter Teilchen in ABB. 9.32 : Normalisierte Verhältnisse $R'_p = R_p/r_{\text{gel.}}$ für verschiedene Zusammensetzungen der Quark-Menge

Spektren von Pionen, Kaonen und Protonen in Quark- und Gluon-Jets in Ereignissen der Y-Topologie. Die Vorhersagen der Generatormodelle JETSET und JETSET mit standard Baryon-Produktion sind als Li-Produktion in Ereignissen der Y-Topologie. ANH. B mit eingekreuzt.

Proton-Produktion ist also erhöht in Gluon-Jets, aber hauptsächlich bei großen Impulsen. Dies ist in ABB. 9.32 deutlicher zu erkennen, welche die normalisierten Verhältnisse $R'_p(\xi'_p)$ zeigt. Man beobachtet, daß dieses Verhältnis im Rahmen der Fehler bei sehr kleinen ξ'_p (höchste Impulse) mit eins verträglich ist und ebenfalls nahe bei eins liegt bei großen ξ'_p (kleine Impulse). Eine starke Abweichung von eins ist jedoch im dazwischen liegenden ξ'_p -Bereich ($0.3 \leq \xi'_p \leq 0.8$, d.h. $0.5 \geq x_p \geq 0.15$) sichtbar.

Der Überschuß der Baryon-Produktion in Gluon-Jets und die beobachteten kinematischen Eigenschaften können qualitativ verstanden werden, wenn Baryonen **direkt** aus farbigen Partonen oder äquivalent aus einem farbigen String produziert werden. In einem Partonschauer führt die Erhaltung der Farbladung zum sogenannten „Preconfinement“, einer lokalen Kompensation der Farbladung im Raum. Die produzierten Farbladungen können immer geordnet werden, so daß sie eine kontinuierliche Kette oder einen kontinuierlichen String im Phasenraum bilden. Diese Ketten sind auf natürliche Art und Weise im Lund-Fragmentationsmodell [63] und in dem Vorläufermodell von Feynman und Field [64] enthalten. Ein Farbstring endet bei den primären Quarks aus der zugrunde liegenden harten Streuung, ist aber über die entsprechenden Gluonen gespannt. Man kann nun annehmen, daß die Teilchenproduktion über die Paar-Erzeugung eines Quark-Anti-Quark- (oder Diquark-Anti-Diquark-)Paares und eines entsprechenden Aufbrechens des Strings geschieht. Ein einzelner Aufbruch in der Nachbarschaft des primären Quarks wird ein führendes Teilchen produzieren, während nahe des Gluons, d.h. im Zentrum des Strings, mindestens zwei Brüche notwendig sind, um ein Hadron zu bilden. Um ein Baryon zu bilden, muß ein Diquark-Anti-Diquark-Paar erzeugt werden. Abseits der Endpunkte des Strings (d.h. in der Nachbarschaft des Gluons) gibt es nun mehr Möglichkeiten ein Baryon zu bilden. Sowohl ein primärer Diquark-Anti-Diquark Aufbruch als auch ein sekundärer Aufbruch, der einem primären Quark-Anti-Quark Aufbruch folgt, führt zur Baryon-Produktion (s. ABB. 9.33).

Der letztere Prozeß (als b} gekennzeichnet in ABB. 9.33) kann in beiden verbliebenen Strings stattfinden, analog zu den beiden ursprünglichen Endpunkten des Strings (s. ABB. 9.33 c}). Der erste Produktionsmechanismus (als a} gekennzeichnet in ABB. 9.33) führt dann zu dem Überschuß verglichen zu den Quark-Jets. Hier ist es wahrscheinlich, daß zwei führende Baryonen produziert werden, die einen großen Anteil der Gluon-Energie tragen. Demzufolge wird erwartet, daß sich der Baryon-Überschuß bei vergleichbar großen skalierten Impulsen konzentriert, was auch in der Realität beobachtet wird (s. ABB. 9.32). Bei kleinen Impulsen, wo man erwarten wird, daß die Baryonen aus dem inneren Teil des Strings beitragen, ist der relative Anteil der Baryon-Produktion in Gluon- und Quark-Jets ungefähr gleich.

Obwohl sich die obige Diskussion um das String-Modell konzentriert, basiert sie auf allgemeinen topologischen Eigenschaften und liefert einen starken Hinweis darauf, daß die Baryon-Produktion (und vermutlich auch die Meson-Produktion) direkt von farbigen Objekten ausgeht und ein Zwischenschritt mit farb- und baryonzahl-neutralen Objekten ver-

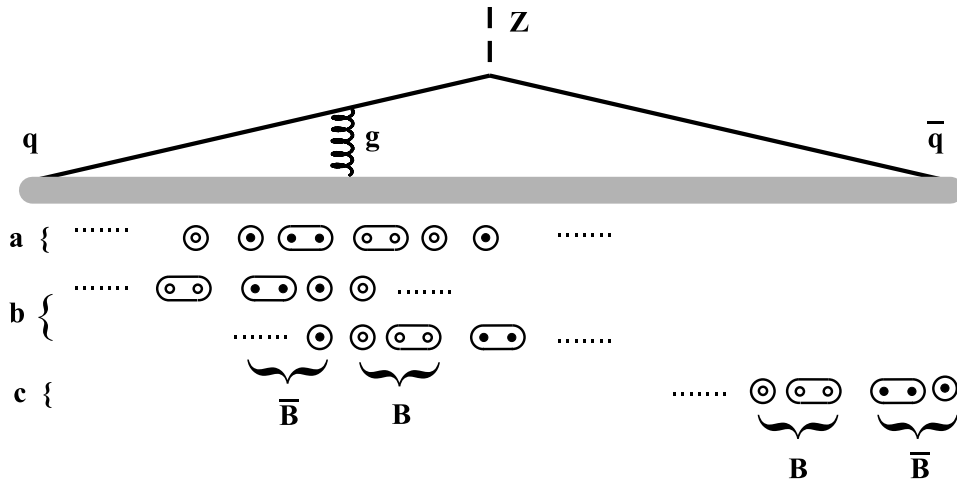


ABB. 9.33 : *Verschiedene Möglichkeiten der Baryon-Produktion in Strings*

Die einzelnen Punkte bezeichnen Quarks und die doppelten Punkte Diquarks. Offene Punkte kennzeichnen Quarks und ausgefüllte Punkte Anti-Quarks. Zeile a) stellt eine primäre Aufspaltung im Zentrum des Strings dar. Zeile b) zeigt die Möglichkeiten für die sekundäre Diquark-Produktion. Zeile c) illustriert eine Diquark-Anti-Diquark Aufspaltung am Ende des Strings.

mieden wird. Insbesondere wird dies durch das Verhalten des HERWIG-Modells bestätigt, welches bei der Beschreibung des in den Daten beobachteten Überschusses der Proton-Produktion versagt.

Im Detail wird der gerade beschriebene Mechanismus durch die reichhaltige Produktion von Baryon-Resonanzen [114, 115] oder äquivalent durch den sogenannten Popcorn-Mechanismus [63] verkompliziert. Weitere Unterstützung für diese Interpretation liefert die beobachtete Energieabhängigkeit des Überschusses der Baryon-Produktion (vergleiche die ARGUS Messung bei $\sqrt{s} \simeq 10 \text{ GeV}$ mit dem Ergebnis dieser Arbeit in TAB. 9.6). Da der Überschuß der Baryonen in Gluon-Jets durch führende Baryonen verursacht wird und mit der Energie das Multiplizitätsverhältnis in Gluon- und Quark-Jets ansteigt [6], wird dieser Überschuß im Doppel-Verhältnis R'_p immer weniger wichtig. Das Lund-Modell beschreibt qualitativ die in TAB. 9.6 gezeigte Verminderung von R'_p .

ABB. 9.34 zeigt die Maxima der ξ_p -Verteilungen, die man durch Anpassung einer einfachen Gauß-Funktion in Abhängigkeit der Skala $\kappa_H = E_{Jet} \cdot \sin \theta_{min}/2$ erhält. θ_{min} ist hierbei der Winkel bzgl. des nächsten Jets (s. GL. 8.2). Die Ergebnisse der Anpassung sind in TAB. 9.8 gezeigt. Die Maxima der ξ_p -Verteilungen für Protonen und Kaonen sind verglichen mit den Pionen zu kleineren Werten (d.h. höheren Impulsen) hin verschoben, wie es bereits in früheren Analysen beobachtet wurde [116]. Man erkennt darüber hinaus deutlich, daß das Maximum für Kaonen in Quark-Jets verglichen mit den Gluon-Jets zu kleinerem ξ_p verschoben ist. In einem geringeren Umfang beobachtet man dies auch

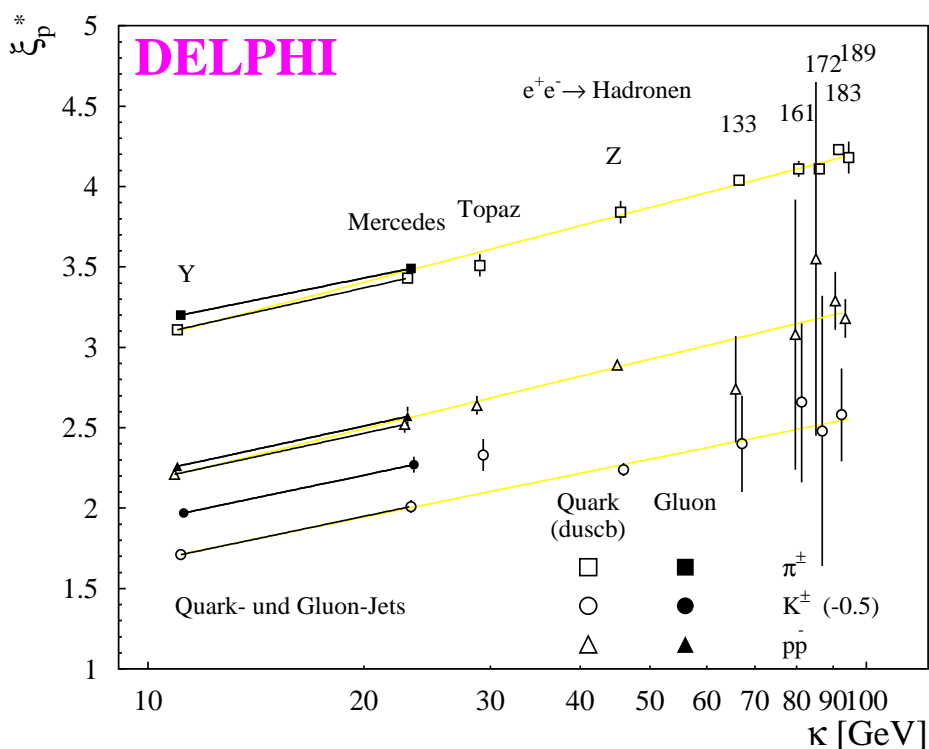


ABB. 9.34 : *Angepaßte Maxima der ξ_p -Spektren aus Y- und Mercedes-Ereignissen und aus e^+e^- -Ereignissen unterschiedlicher Schwerpunktsenergie*

Hierbei bezeichnet κ die zugrunde liegende Jet-Skala bzw. die Strahlenergie. Man beachte, daß die Ergebnisse für die K^\pm um 0.5 Einheiten verschoben sind.

Y-Ereignisse		
Teilchen	ξ_p^*	
	Quark	Gluon
π	3.11 ± 0.01	3.20 ± 0.00
K	2.21 ± 0.02	2.47 ± 0.01
p	2.21 ± 0.02	2.26 ± 0.01
X^\pm	2.93 ± 0.01	3.05 ± 0.00

Mercedes-Ereignisse		
Teilchen	ξ_p^*	
	Quark	Gluon
π	3.43 ± 0.03	3.49 ± 0.02
K	2.51 ± 0.04	2.77 ± 0.05
p	2.52 ± 0.05	2.57 ± 0.06
X^\pm	3.24 ± 0.02	3.35 ± 0.02

TAB. 9.8 : *Maxima der ξ_p -Verteilungen*

für Pionen und Protonen. In der MLLA/LPHD wird erwartet, daß die Maxima der ξ_p -Spektren (ξ_p^*) für Gluonen und Quarks annähernd identisch sind (s. KAP. 9.5.1 und [7, 18, 117]). Eine natürliche Erklärung für die beobachtete Differenz, besonders für Kaonen ist die Produktion von führenden Teilchen, die das primäre Quark enthalten.

Für alle Teilchenarten sind die ξ_p^* -Werte für Mercedes-Ereignisse größer als für Y-Ereignisse, d.h. man beobachtet eine Entwicklung der ξ_p -Spektren mit der Skala

Teilchen	$\frac{d\xi_p^*}{d \ln \kappa_H} [\frac{1}{GeV}]$ Quarks Y/Mercedes	$\frac{d\xi_p^*}{d \ln \kappa_H} [\frac{1}{GeV}]$ Quarks alle Skalen	$\chi^2/n.d.f.$ Quarks alle Skalen	$\frac{d\xi_p^*}{d \ln \kappa_H} [\frac{1}{GeV}]$ Gluonen Y/Mercedes
π	0.434 ± 0.030	0.507 ± 0.009	1.8	0.393 ± 0.030
K	0.407 ± 0.060	0.393 ± 0.029	1.1	0.407 ± 0.067
p	0.420 ± 0.072	0.471 ± 0.023	0.3	0.420 ± 0.082

 TAB. 9.9 : *Steigung der ξ_p^* -Werte als Funktion von $\ln \kappa_H$*

(s. ABB. 9.34 und TAB. 9.8). Wenn man einen generellen linearen Anstieg der ξ_p^* mit dem Logarithmus der Skala κ_H annimmt, d.h.

$$f(\xi_p^*) = a + b \ln(\kappa_H),$$

dann extrapolieren die Messungen für die Quark-Jets gut zu den Messungen von TOPAZ [118], für alle Z -Ereignisse [119] und für Hochenergie-Ereignisse [120]. Die TASSO Messungen bei niedrigen Energien [118] sind aus der Abbildung ausgelassen, weil sie mit DELPHI-Ergebnissen dieser Arbeit für Gluon- und Quark-Jets überlappen. Außerdem ist die Quark Zusammensetzung für diese niederenergetischen Daten deutlich verschieden. Die grauen Linien in ABB. 9.34 geben die Anpassungen unter Einschluß der TOPAZ-, Z - und Hochenergie-Daten wieder. TAB. 9.9 zeigt die Ergebnisse der durch die Anpassung ermittelten Steigungen $d\xi_p^*/d \ln \kappa_H$.

Es ist desweiteren zu bemerken, daß im Gegensatz zu den Vorhersagen des LPHD-Modells die ξ_p^* -Werte der ξ_p -Verteilungen für Kaonen und Protonen in Quark-Jets ungefähr gleich sind (Man beachte, daß in ABB. 9.34 die K^\pm Ergebnisse um 0.5 Einheiten verschoben sind, um einen Überlapp mit den Proton Ergebnissen zu vermeiden.). Diese Beobachtung widerspricht den Vorhersagen des LPHD-Konzeptes, daß die Positionen der Maxima der ξ_p -Verteilungen proportional zu dem Logarithmus der Masse der entsprechenden Teilchen sind. Es wurde bereits gezeigt (s. z.B. [116]), daß Mesonen und Baryonen ein Verhalten zeigen, das sich von dieser einfache Erwartung unterscheidet. Dies ist eine Konsequenz der Zerfälle schwerer Teilchen und der teilweise stark unterschiedlichen Massen der Zerfallsprodukte in (überwiegend Baryon-) Zerfällen. Diese Aussage wird durch diese Arbeit qualitativ bestätigt.

9.3.2 Resonanzen

Im folgenden werden kurz die Resonanzen vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit in identifizierten Quark- und Gluon-Jets erstmalig untersucht worden sind. Hierbei wird als Resonanz ein angeregter Hadron-Zustand bezeichnet, der vom Detektor nicht direkt

nachgewiesen wird und der nach einiger Zeit über die starke oder in seltenen Fällen auch über die elektromagnetische Wechselwirkung in weitere Teilchen zerfällt. Die Auswahl der Resonanzen ist sowohl durch die Statistik als auch durch die Nachweismöglichkeiten der jeweiligen Zerfallsprodukte eingeschränkt.

Die in TAB. 9.10 mit ihren Eigenschaften aufgeführten Resonanzen werden in dieser Arbeit untersucht. Die wichtigsten Zerfallskanäle des $K^*(892)^0$ - und des $\phi(1020)$ -Mesons sind ebenfalls angegeben [11]. Im Rahmen dieser Analyse werden die Zweikörperzerfälle $K^*(892)^0 \rightarrow K\pi$ und $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ betrachtet.

	$K^*(892)^0$	$\phi(1020)$
Quarkinhalt	$d\bar{s}$	$s\bar{s}$
Drehmoment	$J = 1$	$J = 1$
Parität	negativ	negativ
Isospin	$I = 1/2$	$I = 0$
Masse	$896.10 \pm 0.28 \text{ MeV}/c^2$	$1019.413 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$
Breite	$50.5 \pm 0.6 \text{ MeV}/c^2$	$4.43 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$
Zerfallskanäle	$K\pi : \sim 100\%$ $K^0\gamma : (2.30 \pm 0.20) \times 10^{-3}$ $K^\pm\gamma : (1.01 \pm 0.09) \times 10^{-3}$ $K\pi\pi : < 7 \times 10^{-4}$	$K^+K^- : (49.1 \pm 0.6)\%$ $K_L^0K_S^0 : (34.1 \pm 0.5)\%$ $\rho\pi : (12.9 \pm 0.7)\%$

TAB. 9.10 : **Eigenschaften der $K^*(892)^0$ - und $\phi(1020)$ -Resonanz**

9.3.2.1 Invariante Massenspektren

Mit invarianten Massenspektren ist es möglich, kurzlebige Resonanzen, deren Zerfallsprodukte mit dem Detektor gemessen werden, zu identifizieren und nachzuweisen. Durch eine sehr gute Teilchenidentifikation, wie sie mit dem DELPHI-Detektor möglich ist, können Resonanzen bei geringem Untergrund vermessen werden.

Die invariante Mass M_X aus mehreren Spuren wird dabei folgendermaßen berechnet:

$$M_X^2 = p_X^2 = \left(\sum_i p_i \right)^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 \quad (9.21)$$

mit $p_X, p_i =$ Viererimpuls

$E_i =$ Energie ($E_i = \sqrt{M_i^2 + \vec{p}_i^2}$)

$\vec{p}_i =$ Impuls .

Hierbei bezeichnet i die Zerfallsprodukte. Die Impulse \vec{p}_i der Zerfallsprodukte werden

mit den Spurdetektoren bestimmt. Die Energie E_i wird unter der Annahme einer Massenhypothese berechnet, die dem zu untersuchenden Zerfallskanal entspricht. Durch die Identifikation der Zerfallsprodukte kann der kombinatorische Untergrund vermindert werden.

Da aus den experimentellen Daten die genaue Zerfallsstruktur der Teilchen nicht hervorgeht^{‡9.7}, wird für alle möglichen Spurkombinationen identifizierter Teilchen die invariante Masse berechnet. Diese Methode führt jedoch zu einem nicht vermeidbaren Untergrund. Das so erhaltene Massenspektrum setzt sich demzufolge wie folgt zusammen:

1. Resonanz

Die betrachteten Spuren stammen von demselben Mutterteilchen und allen Zerfallsprodukten dieses Teilchens wird die richtige Masse zugeordnet. Die Resonanz ist als Maximum in diesem invarianten Massenspektrum zu erkennen.

2. Untergrund

Der kombinatorische Untergrund besteht aus Spurkombinationen, die nicht aus demselben Teilchen stammen oder aus Spurkombinationen, die aus demselben Teilchen stammen, wobei aber mindestens einem Teilchen die falsche Masse zugeordnet wird (sog. Reflexion).

Das für viele Spurkombinationen mit (9.21) berechnete Massenspektrum $F(m)$ kann nun folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\begin{aligned}
 F(m) &= F_{Res}(m) + F_{Unt}(m) & (9.22) \\
 \text{mit } F_{Res}(m) &= \text{Beitrag der Resonanzen} \\
 F_{Unt}(m) &= \text{Beitrag des Untergrundes} \quad .
 \end{aligned}$$

Zur Ermittlung des kombinatorischen Untergrundes $F_{Unt}(m)$ kann die invariante Masse aus Spuren berechnet werden, die aufgrund ihrer Ladung nicht Zerfallsprodukte der betrachteten Resonanz sein können. Dieses „falsche“ Massenspektrum liefert näherungsweise die Form des kombinatorischen Untergrundes, in aller Regel jedoch nicht die Normierung.

Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes können Schnitte auf den Helizitätswinkel durchgeführt werden. Unter dem Helizitätswinkel versteht man den Winkel zwischen der Flugrichtung des Mutterteilchens und der in das Ruhesystem des Mutterteilchens transformierten Flugrichtung der Tochterteilchen. Die Signifikanz des Ergebnisses

‡9.7 Die experimentellen Daten stellen für die Massenspektroskopie nur Informationen über den Impuls und die elektrische Ladung der gemessenen Teilchen zur Verfügung.

dieser Analyse ist jedoch unabhängig von solchen Schnitten, so daß im folgenden auf einen expliziten Helizitätswinkel-Schnitt verzichtet wurde.

Die Anpassung der in ABB. 9.36 und ABB. 9.37 gezeigten invarianten Massenspektren wurde mit einer Breit-Wigner-Funktion mit einer auf den nominalen Wert festgehaltenen Breite Γ und einer glatten Funktion für den Untergrund durchgeführt, $F(m) = BW(m) + F_{Unt}(m)$:

$$BW(m) = N \frac{\Gamma^2}{4(m - m_0)^2 + \Gamma^2}$$

$$F_{Unt}(m) = \frac{a_1 \cdot (m - M_{Schwelle})^{a_2}}{\exp\{A(m)\}}.$$

Hierbei ist m_0 die Masse der Resonanz, N ist ein Normalisierungsfaktor und $A(m) = \sum_{i=3}^k a_i (m - M_{Schwelle})^{i-2}$ ($k = 3$ für $\phi(1020)$, $k = 4$ für $K^*(892)^0$).

9.3.2.2 Messung der Resonanzen

Um Resonanzen zu messen wird folgende Vorgehensweise angewendet. Zuerst werden einzelne Teilchen als Kaonen oder Pionen identifiziert und ihre Energie wird unter der Annahme der korrekten Masse der identifizierten Teilchen neu berechnet. Im zweiten Schritt werden je zwei Teilchen mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen (KK im Falle des $\phi(1020)$ und $K\pi$ für die $K^*(892)^0$ -Resonanz) kombiniert. Es wird dabei ferner verlangt, daß mindestens eines der Teilchen im Falle der $\phi(1020)$ -Resonanz mit der Qualitätsflagge *standard* identifiziert wird und für die $K^*(892)^0$ -Resonanz wird verlangt, daß beide Teilchen mit der Qualitätsflagge *standard* identifiziert werden. Anschließend werden die Viererimpulse der beiden Teilchen addiert, um ein Quasi-Teilchen zu bilden, von dem dann die invariante Masse berechnet wird. Im letzten Schritt wird dieses Teilchen dem Jet zugeordnet, mit dem es den kleinsten Winkel im Raum bildet.

ABB. 9.35 zeigt exemplarisch die Winkelverteilung für die $\phi(1020)$ Resonanz zu dem Jet, der im Raum am nächsten liegt. Fast alle Teilchen liegen in einem Umkreis von ca. 30° zur Jet-Richtung, d.h. die Resonanzen sind eindeutig den Jets zuzuordnen. Die erkennbare kleine Stufe in dieser Verteilung bei $40 - 70^\circ$ ist darin begründet, daß Teilchen, die zwischen den zwei symmetrischen Jets der Y-Ereignisse liegen, keinen Winkel größer als ca. 30° aufweisen können, da dann bereits der andere Jet nächster Jet ist. Somit existieren in diesem Winkelbereich weniger Teilchen, was den exponentiellen Abfall der Winkelverteilung in Form einer Stufe stört. Ein expliziter Schnitt auf $x_p = E_{Resonanz}/E_{Strahl} > 0.07$ verringert diese Stufe jedoch fast vollständig, weil die energiearmen Kandidaten für die Resonanz dann nicht mehr berücksichtigt werden.

9.3. IDENTIFIZIERTE GELADENE TEILCHEN UND RESONANZEN IN GLUON- UND QUARK-JETS

	$\phi(1020)$		$K^*(892)^0$	
	Gluon	Norm. Misch.	Gluon	Norm. Misch.
$N_{beobachtet}/N_{Jet}$	0.0032 ± 0.0006	0.0037 ± 0.0003	0.022 ± 0.003	0.019 ± 0.001
$\chi^2_{n.d.f.}$	1.2	1.7	0.6	1.4
$\chi^2_{n.d.f.,Unt}$	0.7	1.1	0.8	2.0
Signal/Unterg.	1/1.1	1/1.1	1/12.4	1/13.9

TAB. 9.11 : *Ergebnisse der Anpassungen der $\phi(1020)$ - und $K^*(892)^0$ -Resonanzen in identifizierten Gluon-Jets und Jets der Normalen Mischungsmenge*

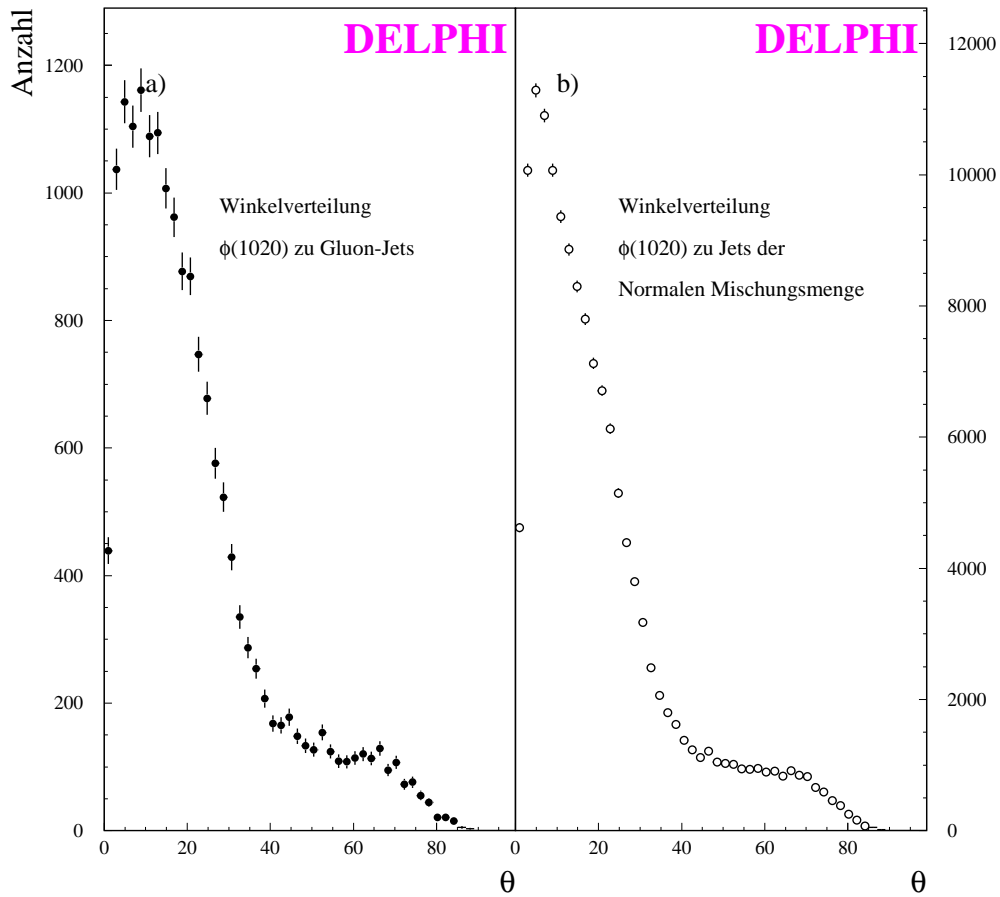


ABB. 9.35 : *Winkelverteilung der $\phi(1020)$ -Resonanz zum nächsten Jet im Raum*

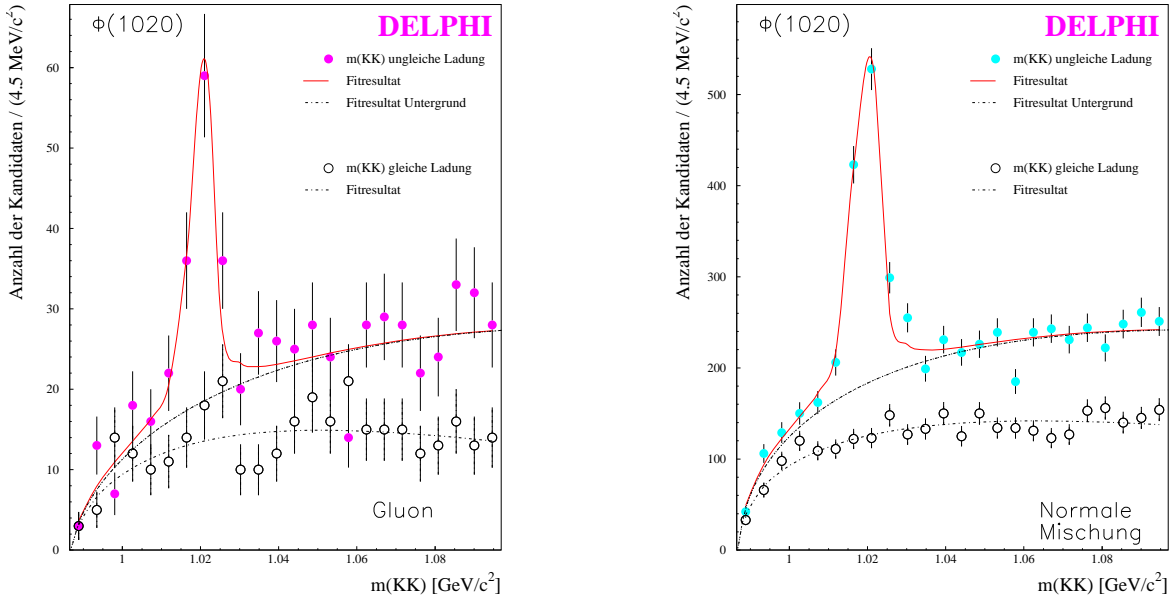


ABB. 9.36 : $\phi(1020)$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y -Ereignissen.

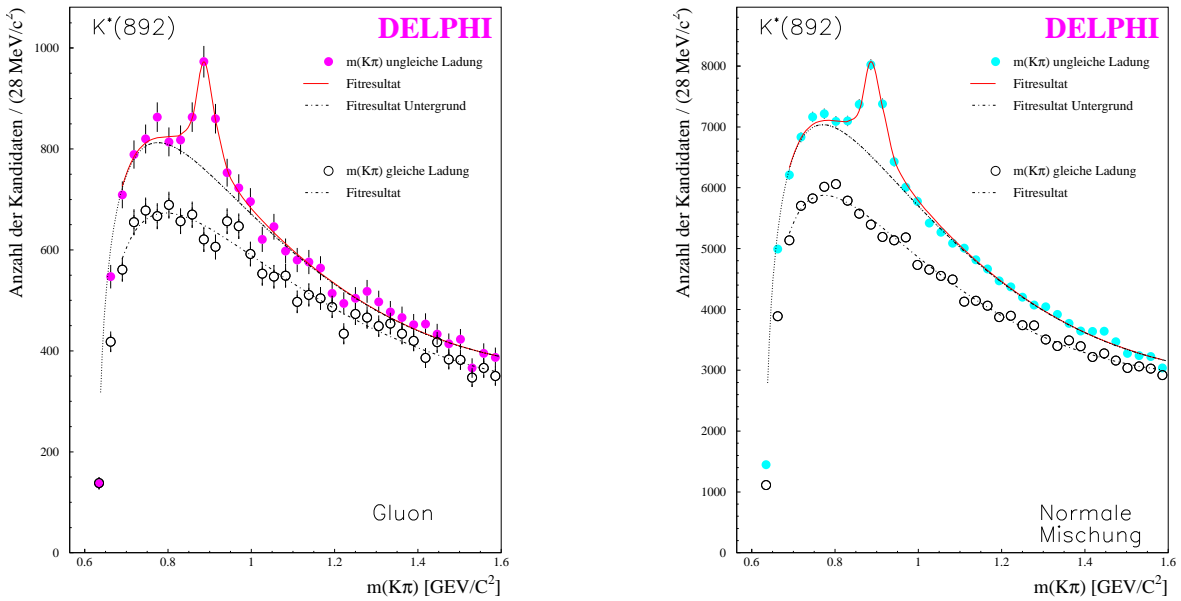


ABB. 9.37 : $K^*(892)^0$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y -Ereignissen.

9.3. IDENTIFIZIERTE GELADENE TEILCHEN UND RESONANZEN IN GLUON- UND QUARK-JETS

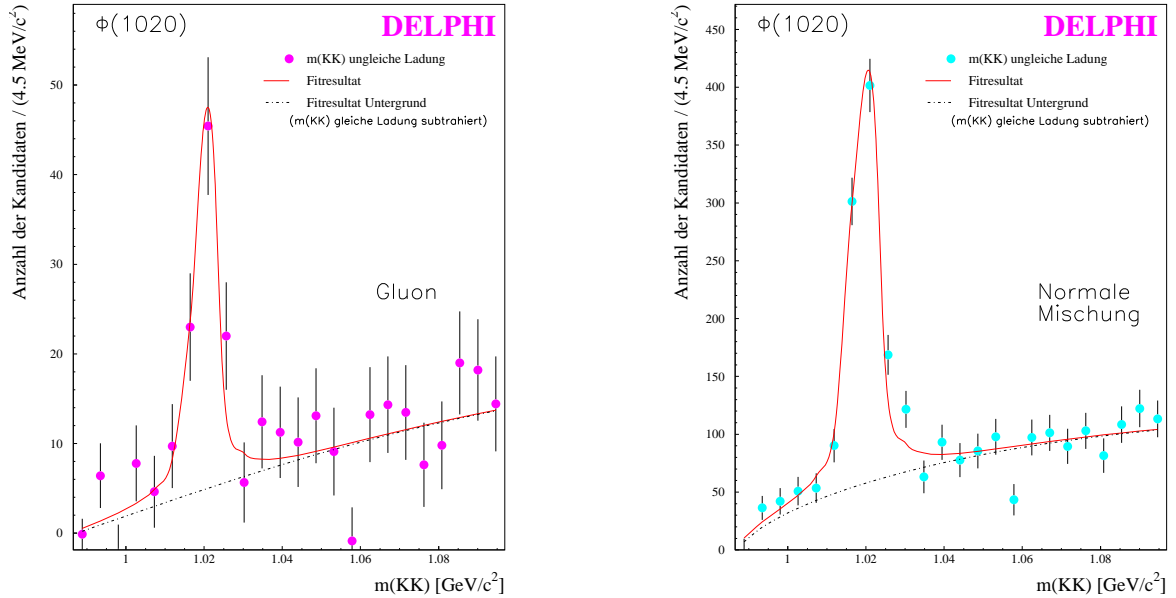


ABB. 9.38 : $\phi(1020)$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y -Ereignissen (Untergrund subtrahiert).

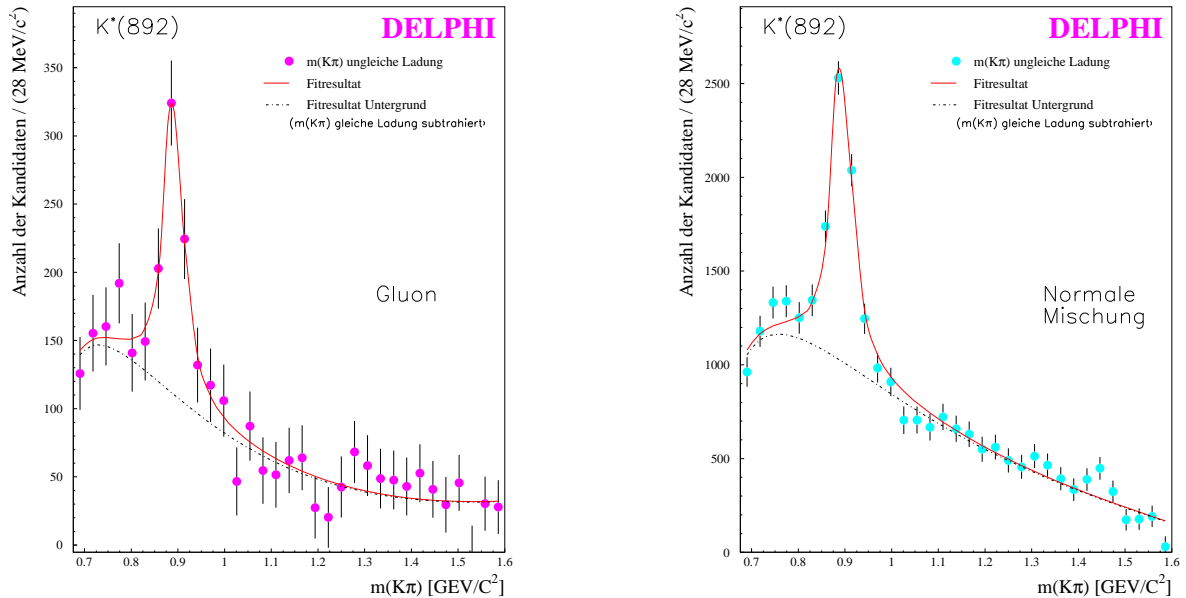


ABB. 9.39 : $K^*(892)^0$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y -Ereignissen (Untergrund subtrahiert).

Die Anpassungen sind in ABB. 9.36 und ABB. 9.37 durch durchgezogene Linien dargestellt. ABB. 9.38 und ABB. 9.39 zeigen die Untergrund subtrahierten Resonanzen. Die Ergebnisse der Anpassungen finden sich in TAB. 9.11. Die angepaßten Massen sind vollständig konsistent mit der PDG-Erwartung.

Der Ansatz von $F_{Unt}(m)$ beschreibt den kombinatorischen Untergrund gut, der aus gleich geladenen Kaonen und Pionen stammt (offene Punkte und gestrichelte Linien). Sowohl die angegebenen Zahlen der $\phi(1020)$ und $K^*(892)^0$ als auch das Verhältnis Signal zu Untergrund sind durch Integration der Funktionen $F(m)$ und $F_{Unt}(m)$ im Bereich $(m \pm 2.5 \cdot \Gamma)$ bestimmt worden. Sie sind nicht auf Akzeptanzen des Detektors korrigiert worden, da erwartet wird, daß sich in dem Verhältnis Gluon/Quark sowohl die Akzeptanzkorrekturen als auch systematische Fehler herausheben. Man erwartet, daß die restlichen Fehler mit Hinblick auf den statistischen Fehler vernachlässigbar sind. Die Korrektur auf reine Quarks und Gluonen ist jedoch durchgeführt worden. Für das endgültige Verhältnis erhält man:

$$\begin{aligned} R_\phi &= \frac{N_g}{N_q} = 0.7 \pm 0.3 \quad \text{für die } \phi(1020)\text{-Resonanz und} \\ R_{K^*0} &= \frac{N_g}{N_q} = 1.7 \pm 0.5 \quad \text{für die } K^*(892)^0\text{-Resonanz.} \end{aligned}$$

Dies kann mit der Erwartung von $R_\phi = 0.90$ (0.60) und $R_{K^*0} = 1.0$ (0.96) für das JETSET-Modell (für das HERWIG-Modell) verglichen werden. Folglich wird kein Überschuß der isoskalaren $\phi(1020)$ -Produktion in (isoskalaren) Gluon-Jets beobachtet. Im Rahmen der Fehler ändert sich dieses Ergebnis nicht, wenn nur $\phi(1020)$ -Resonanzen mit $x_p > 0.07$ verwendet werden, um zu berücksichtigen, daß man weiche Teilchen nicht eindeutig einzelnen Jets zuordnen kann.

Zusammenfassung

Aus den Betrachtungen dieses Kapitels ergeben sich als wesentlichste Resultate:

- ▶ Das Spektrum identifizierter Teilchen ist in Gluon-Jets weicher als in Quark-Jets als Folge einer insgesamt höheren Multiplizität. Schwere Hadronen fragmentieren härter als leichte.
- ▶ Das normalisierte Multiplizitätsverhältnis (R') für Protonen in Y-Ereignissen wurde bestimmt zu:

$$R'_p = \frac{R_p}{r_{gel.}} = \frac{(N_p/N_{gel.})_g}{(N_p/N_{gel.})_q} = 1.205 \pm 0.041_{stat.} \pm 0.025_{sys.}$$

- ▶ HERWIG unterschätzt sowohl die Kaon- als auch die Proton-Produktion in Gluon-Jets.
- ▶ Der Überschuß der Baryon-Produktion in Gluon-Jets weist daraufhin, daß Baryonen direkt von farbigen Objekten oder aus dem String produziert werden. Unterstützt wird diese Interpretation von der Abhängigkeit des Proton-Überschusses von dem skalierten Impuls x_p und von der Entwicklung dieses Überschusses mit der Energieskala.
- ▶ Die gemessenen ξ_p - und η -Verteilungen sind in Übereinstimmung mit den JETSET- und ARIADNE-Modellen.
- ▶ Die Maxima ξ_p^* der ξ_p -Verteilungen in Quark-Jets extrapolieren mit der Skala κ_H gut zu denen, die man aus allen Ereignissen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien erhält. Für Kaonen ist das Maximum wahrscheinlich wegen des Einflusses führender Teilchen verglichen mit den Gluon-Jets zu kleineren ξ_p^* -Werten verschoben.
- ▶ Die $\phi(1020)$ - und die $K^*(892)^0$ -Resonanzen sind weltweit erstmalig in identifizierten Quark- und Gluon-Jets gemessen worden. Besonders an dieser Stelle konnten die Fähigkeiten, mit DELPHI Teilchen zu identifizieren, demonstriert werden.
- ▶ Das Gluon zu Quark Verhältnis der isoskalaren $\phi(1020)$ -Resonanz wurde zu:

$$R_\phi = \frac{N_g}{N_q} = 0.7 \pm 0.3,$$

in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Modelle gemessen. Somit wird kein Überschuß der ϕ -Produktion beobachtet.

9.4 Aufspaltungen von Gluon- und Quark-Jets

9.4.1 Jet-Raten, differentielle und modifizierte differentielle Jet-Raten

Die Jet-Raten $R_n(y)$, die differentiellen Jet-Raten $D_n(y)$ und die modifizierten differentiellen Jet-Raten $\tilde{D}_n(y)$ (s. GL. 4.5-4.8) sind für Quarks und Gluonen in Y- und Mercedes-Ereignissen gemessen worden. Die Ergebnisse der beiden Ereignistopologien sind miteinander konsistent. Aufgrund der höheren statistischen Aussagekraft werden in den nachfolgenden Abbildungen nur die Ergebnisse gezeigt, die mit den Y-Ereignissen erhalten worden sind.

Die gemessenen Werte von R_1 , $y_1 D_1$ und $y_1 \tilde{D}_1$ für Quark- und Gluon-Jets, sowie das Verhältnis $\tilde{r}_1 = \tilde{D}_1^g / \tilde{D}_1^q$ werden mit NLLA-Berechnungen [53] in ABB. 9.40(a-d) verglichen. $y_1 \tilde{D}_1$ und \tilde{r}_1 werden darüber hinaus mit den Vorhersagen von Fragmentationsmodellen in ABB. 9.40(e-f) verglichen.

Alle hier betrachteten Fragmentationsmodelle beschreiben das beobachtete Verhalten von \tilde{D}_1 und \tilde{r}_1 vernünftig. Die NLLA-Rechnung^{#9.8} liefert zumindest eine qualitative Beschreibung des Verhaltens von R_1 , D_1 und \tilde{D}_1 für nicht zu kleine Werte von y_1 . Insbesondere werden die Unterschiede zwischen Quarks und Gluonen richtig wiedergegeben. Gewisse Differenzen zwischen den Rechnungen und den Messungen sollten erwartet werden, da keine Fragmentationseffekte berücksichtigt wurden. Hadronisierungs-Korrekturen können nicht einfach berechnet werden, da die Zahl der Aufspaltungen in einer Partonschauer-Simulation relativ klein ist. Konsequenterweise spaltet das primäre Parton eines Jets in einem wichtigen Anteil aller Ereignisse gar nicht auf. Das unterschiedliche Verhalten der Fälle, wenn das primäre Gluon nicht weiter aufspaltet oder in ein gg - bzw. in ein $q\bar{q}$ -Paar aufspaltet, ist in ABB. 9.43 dargestellt. Eine gute Beschreibung von $\tilde{D}_1^g(y)$ und $\tilde{D}_1^q(y)$ ist sehr wichtig, da diese Größen direkt die Aufspaltungskerne für Quarks und Gluonen messen, welche eine der grundlegenden Vorhersagen der QCD sind.

Verhältnis	Y-Ereignisse			NLLA-Rechnung
	Daten	JETSET	HERWIG	
\tilde{r}_1^{max}	$2.66 \pm 0.09 \pm 0.10$	3.09 ± 0.04	2.88 ± 0.04	2.67

TAB. 9.12 : *Verhältnis der modifizierten differentiellen Ein-Jet-Rate für Y-Ereignisse (Daten und Simulation).*

Die Messung erfolgt am Maximum bei $0.018 \leq y_1 \leq 0.1$. Für die NLLA-Rechnung wurde $n_f = 5$ verwendet.

#9.8 Λ_{QCD} wurde auf 300 MeV gesetzt.

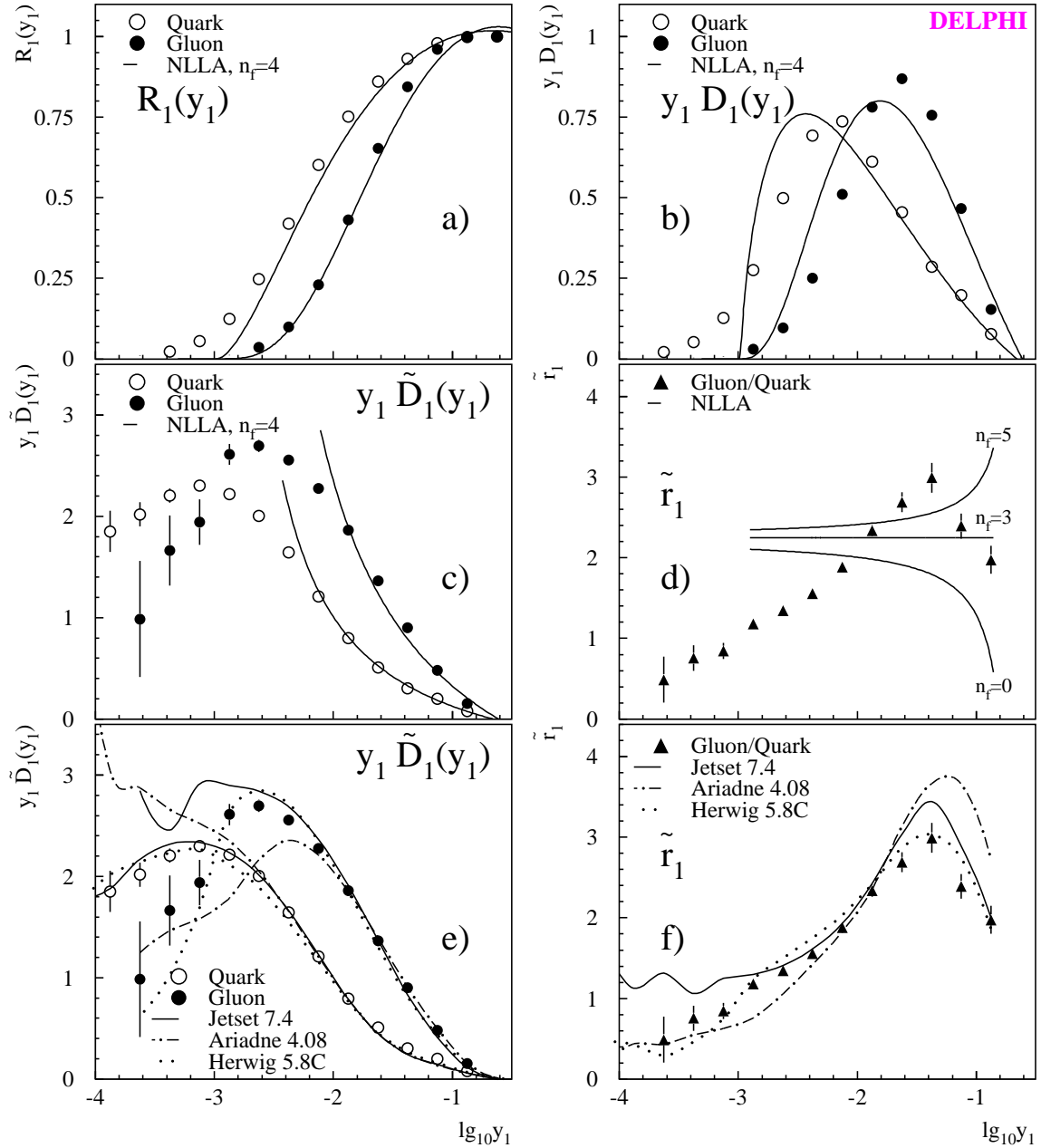


ABB. 9.40 : *Vergleich der ersten Subjet-Aufspaltung in Y-Ereignissen mit NLLA-Rechnungen und Monte Carlo-Modellen*

a) zeigt die totale Jet-Rate R_1 für Quark- und Gluon-Jets; b) zeigt die differentielle Jet-Rate D_1 multipliziert mit $y_1 \cdot \ln(10)$, was umgeschrieben werden kann zu $dR_1(\lg_{10} y_1)/d\lg_{10} y_1$ und den Vorteil hat, daß der sehr starke Anstieg dieser Verteilungen unterdrückt wird; c) zeigt die Aufspaltungsfunktionen \tilde{D}_1 , analog multipliziert mit $y_1 \cdot \ln(10)$; d) zeigt das Verhältnis $\tilde{r}_1 = \tilde{D}_1^g/\tilde{D}_1^q$. Die Linien in a) bis d) stellen NLLA-Vorhersagen dar. In e) und f) sind die Daten die gleichen wie in c) und d), jedoch stellen die Linien hier Vorhersagen aus Simulationen mit JETSET, ARIADNE und HERWIG angepaßt an die DELPHI-Daten dar. \blackleftarrow ANH. C

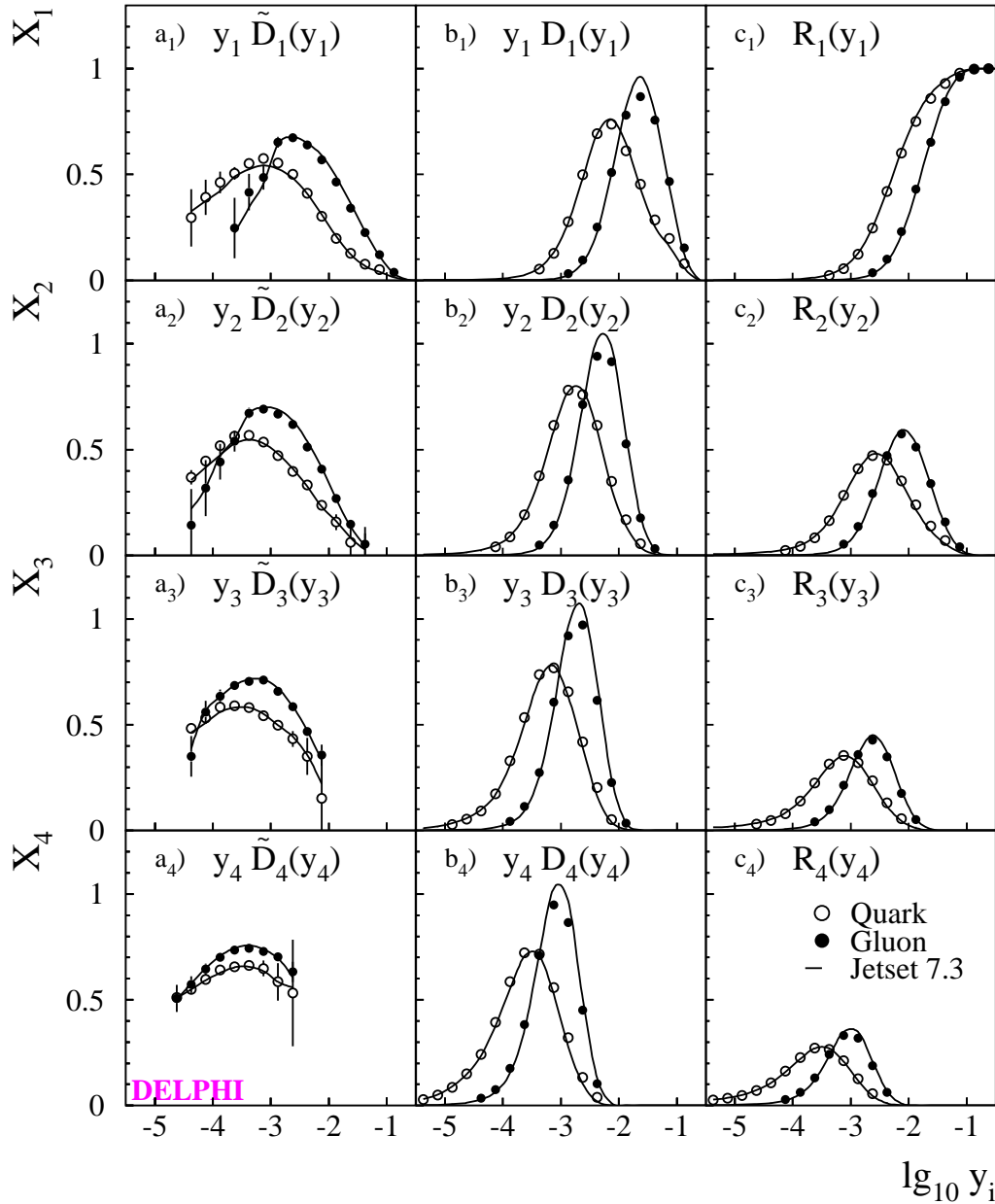


ABB. 9.41 : **Vergleich der höheren Subjet-Aufspaltungen mit JETSET**
 $c_1)$ bis $c_4)$ zeigen die totale Jet-Rate R_1 bis R_4 für Quark- und Gluon-Jets mit darübergelegten Vorhersagen von JETSET. $b_1)$ bis $b_4)$ zeigen die differentielle Jet-Rate D_i multipliziert mit $y_i \cdot \ln(10)$. $a_1)$ bis $a_4)$ zeigen die Aufspaltungsfunktionen \tilde{D}_i multipliziert mit $\frac{1}{4}y_i \cdot \ln(10)$. Der Faktor $y_i \cdot \ln(10)$ stammt aus dem gleichen Faktor wie bei den D_i -Verteilung, während der zusätzliche Faktor $\frac{1}{4}$ aus der Binbreite $\Delta \lg_{10}(y_i)$ herrührt, durch welche die \tilde{D}_i -Verteilung nicht dividiert worden ist. Deshalb entspricht \tilde{D}_i direkt $\Delta N_i/N_i$, wie in GL. 4.3 definiert, so daß man den Anteil der Aufspaltungen der Jets für die Aufspaltung von i nach $(i + 1)$ Subjets in einem gegebenen Intervall $\Delta \lg_{10}(y_i)$ bzgl. der Anzahl der vorhandenen Jets erhält .

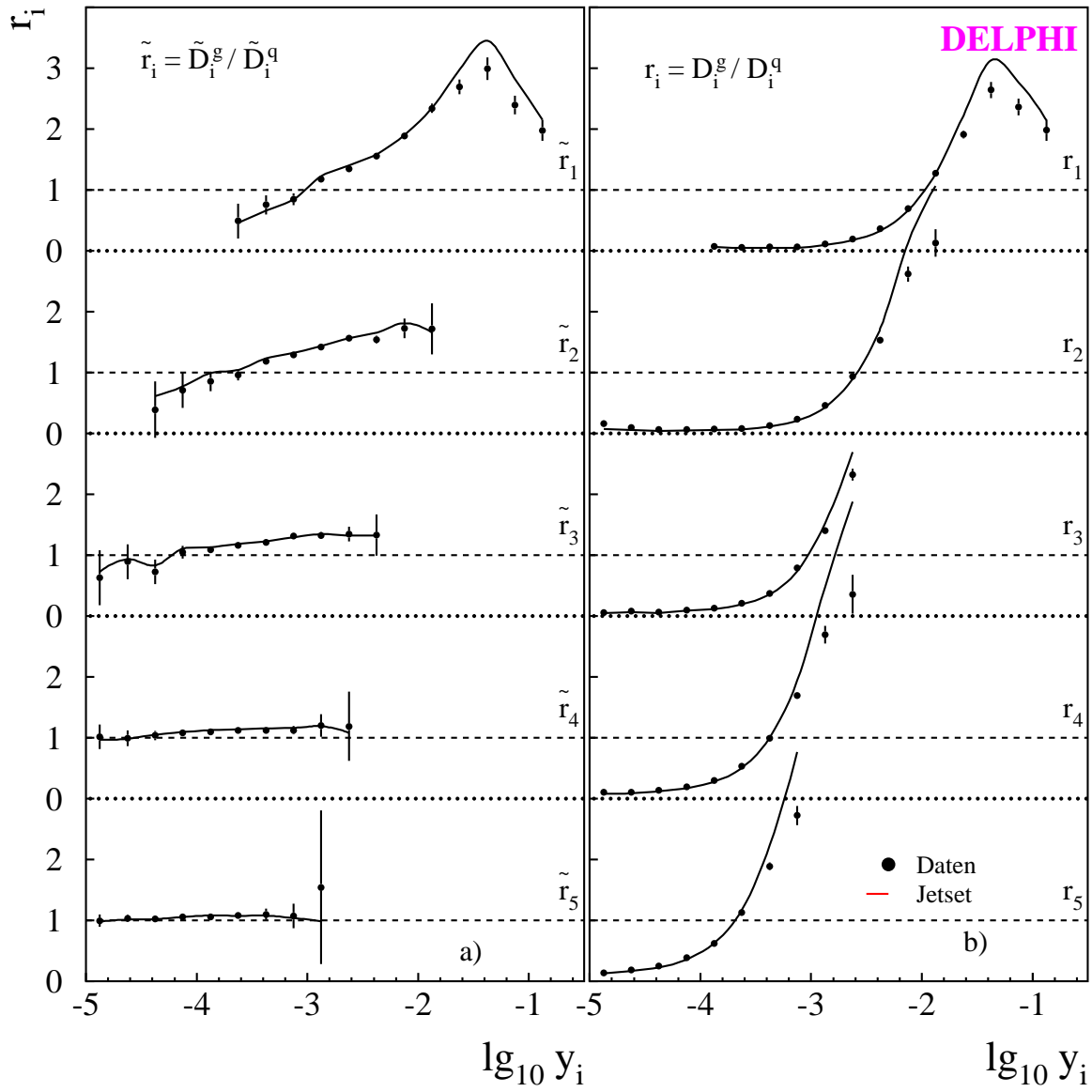


ABB. 9.42 : *Verhältnis der modifizierten differentiellen Subjet-Raten ($\tilde{r}_i = \tilde{D}_i^g / \tilde{D}_i^q$) und der differentiellen Subjet-Raten ($r_i = D_i^g / D_i^q$) in Y -Ereignissen.*

Die Linien geben die Erwartungen des JETSET-Modells wieder.

Analog zu [5] wird das Verhältnis \tilde{r}_1 im Bereich $0.018 \leq y \leq 0.100$ gemittelt. Man erhält $\tilde{r}_1 = 2.66 \pm 0.09 \pm 0.10$ (s. ABB. 9.40d und TAB. 9.12). Der systematische Fehler wird im Detail in KAP. 9.4.2 diskutiert. Die Fragmentationsmodelle stimmen gut mit den Daten überein. ARIADNE liegt im Bereich des Maximums etwas höher. Dies ist wegen des höheren Beitrags der $g \rightarrow q\bar{q}$ Aufspaltung in ARIADNE verstanden. Studien mit dem JETSET-Modell zeigen an, daß der Abfall von \tilde{r}_1 bei sehr großen y durch die Abwesenheit des $g \rightarrow q\bar{q}$ Beitrags in diesem y -Bereich (s. ABB. 9.43) verursacht wird. Dieser Einfluß ist ebenfalls erkennbar durch den Einfluß der NLLA-Rechnungen in ABB. 9.40d. Hierbei ist jedoch zu bemerken, daß die LLA eine Näherung für kleine Winkel beinhaltet und demzufolge im Limes aufgelöster Jets bei großen y ungültig sein kann. Die beste Übereinstimmung liefert das HERWIG-Modell.

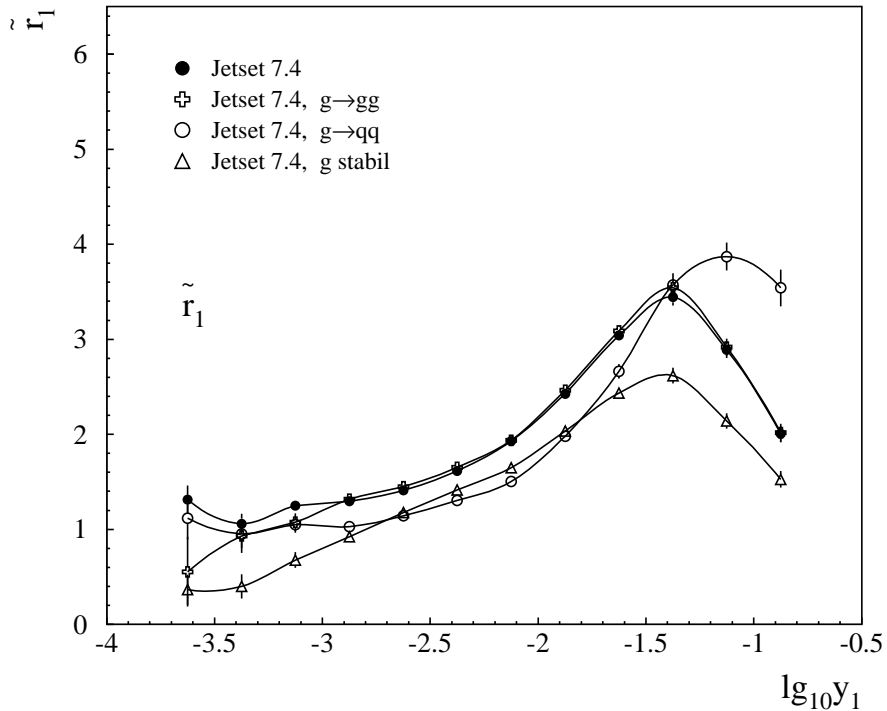


ABB. 9.43 : *Beitrag der verschiedenen Aufspaltungsmöglichkeiten des Gluons zum Verhältnis \tilde{r}_1 .*

Untersucht worden sind die Aufspaltungen $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und der Fall, wenn das Gluon stabil bleibt. Als Vergleich dient das normale JETSET-Modell.

Bei kleinem y , d.h. unterhalb 10^{-2} , beginnt die NLLA-Vorhersage von der beobachteten \tilde{D}_1^q -Verteilung abzuweichen und für noch kleinere y auch von \tilde{D}_1^q . Bei kleinen y ($\kappa \cdot \sqrt{y} \sim \mathcal{O}(1 \text{ GeV})$) wird erwartet, daß Fragmentationseffekte einsetzen. Es ist wichtig zu realisieren, daß diese Effekte bei größeren Werten von y , d.h. bei größeren effektiven Massen ($m \propto \kappa \cdot \sqrt{y}$), für Gluonen als für Quarks relevant werden. Auch dies kann darauf zurückzuführen sein, daß Quarks im Gegensatz zu Gluonen Valenzteilchen der

produzierten Hadronen sind, so daß zumindest eine zusätzliche Aufspaltung $g \rightarrow q\bar{q}$ in der Gluon-Fragmentation geschehen muß.

Der Nachweis dieser zusätzlichen Gluon-Aufspaltung ist am deutlichsten an der starken Unterdrückung der Gluon-Fragmentationsfunktion bei großen x_E verglichen mit der Quark-Fragmentationsfunktion zu sehen (s. ABB. 9.14). Dies hat auch einen direkten Einfluß auf die Entwicklung der experimentellen Aufspaltungsfunktionen \tilde{D}_1 bei kleinem y . Tatsächlich steigt \tilde{D}_1^g viel langsamer als erwartet mit fallendem y an. Für y kleiner als ungefähr 10^{-3} , wo bereits auch \tilde{D}_1^q von der NLLA-Erwartung abweicht, scheint \tilde{D}_1^g sogar größer zu sein als \tilde{D}_1^q . Dies impliziert direkt, daß in diesem y -Bereich mehr Quarks als Gluonen aufspalten. Dies wird auch durch die Tatsache unterstützt, daß es mehr nicht aufgespaltene Quarks bei diesen y -Werten gibt (vgl. ABB. 9.40a). Dieses Verhalten, welches durch Unterschiede zwischen der Quark- und Gluon-Fragmentation aufgrund der Valenzstruktur der Hadronen induziert worden sein kann, ist im Widerspruch zur naiven Erwartung für das Aufspaltungsverhalten der Quarks und Gluonen aufgrund der Farbfaktoren. Dies hat wichtige Konsequenzen auf die Entwicklung von Quark- und Gluon-Jets und besonders auf die Teilchenmultiplizität in Quark- und Gluon-Jets, wie weiter unten diskutiert wird. Es ist jedoch instruktiv, zunächst die Aufspaltungen höheren Ranges zu untersuchen.

ABB. 9.41 zeigt $y\tilde{D}_n(y)$, $yD_n(y)$ und $R_n(y)$ für die ersten vier Aufspaltungen ($n = 1$ bis 4). Es ist offensichtlich, daß die Unterschiede in $\tilde{D}(y)$ mit Aufspaltungen höheren Ranges zu verschwinden beginnen. Das ist am deutlichsten an den Verhältnissen \tilde{r}_n (s. ABB. 9.42) zu sehen, welche für $n \geq 4$ annähernd identisch eins sind. Dies kann man aufgrund der beträchtlichen Zahl von Gluonen in beiden Arten von Jets verstehen. Der einzige Unterschied, der übrig bleibt, ist das ursprüngliche Quark. Mit anderen Worten ausgedrückt bedeutet dies, daß jeder Jet vorherrschend ein „Gluon-Jet“ ist. Die höhere Aufspaltungswahrscheinlichkeit in Gluon-Jets bei kleinem y , zusammen mit dem höheren Anteil der nicht aufgespaltenen Quark-Jets, kompensiert die ursprünglich höhere Subjet-Rate D_1 in Gluon-Jets (s. dazu auch ABB. 9.42). Dieser Mechanismus hält für die höheren Jet-Raten D_2 bis D_4 , im Gegensatz zu dem Verhalten der \tilde{D}_n -Verteilungen, an und ist wiederum am deutlichsten an den entsprechenden Verhältnissen (s. ABB. 9.42) zu erkennen. Der Unterschied im Verhalten der \tilde{D}_n - und der D_n -Verteilungen ist in der unterschiedlichen Zahl von Quark- und Gluon-Jets (mit n Subjets) bei einem gegebenen y begründet, welche in der Lage sind, in $n + 1$ Subjets aufzuspalten.

Aus dieser Diskussion heraus ist nun sowohl das Verhalten der Subjet-Multiplizität als auch, im Limes kleiner y , das Verhalten der Teilchenmultiplizität in Quark- und Gluon-Jets verständlich. ABB. 9.44a zeigt die mittlere Subjet-Multiplizität minus eins als Funktion von y . Die Subtraktion von eins berücksichtigt die Gegenwart des ursprünglichen Quarks bzw. Gluons. Ein ähnliches Ergebnis wurde in [121] präsentiert. Ursprünglich, d.h. zu Beginn bei großem y , steigt die Multiplizität für Gluonen schneller mit fallendem y als für Quarks. Das Gluon zu Quark Verhältnis (s. ABB. 9.44b) erreicht Werte um zwei. Das maximale Verhältnis der Subjet-Multiplizitätsverteilungen in Gluon-

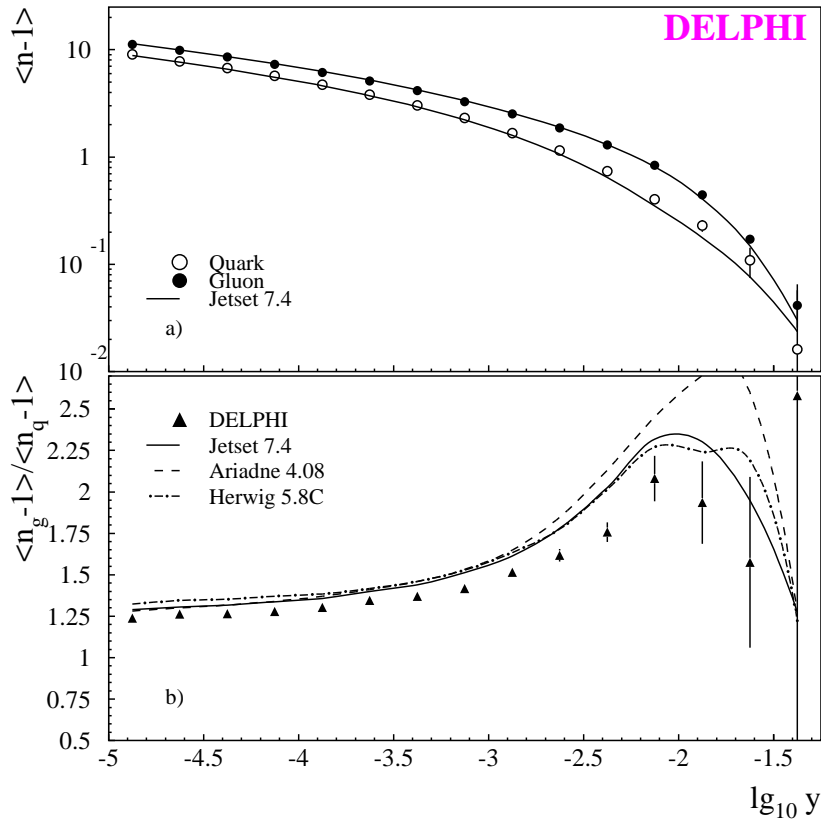


ABB. 9.44 : **Subjet-Multiplizitäten**

a) Subjet-Multiplizitäten minus eins in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen; b) Verhältnis der Quark-Subjet-Multiplizität minus eins zur Gluon-Subjet-Multiplizität minus eins in Y-Ereignissen. Die Linien zeigen die Erwartungen der JETSET-, ARIADNE- und HERWIG-Modelle.

← ANH. C

und Quark-Jets r_M^{max} wird zu $2.02 \pm 0.12 \pm 0.12$ für Y-Ereignisse für $y \sim 0.015$ (Mittelwert für $-2.25 < \lg_{10}(y) < -1.5$) gemessen. Die systematischen Fehler sind im Detail in KAP. 9.4.2 diskutiert. Dieses Verhältnis fällt für kleinere y und konvergiert schnell mit dem Verhältnis der Multiplizität stabiler Teilchen, $r_M^{Had} = 1.25 \pm 0.01$ (der systematische Fehler ist vernachlässigbar). Der Abfall des Multiplizitätsverhältnisses koinzidiert mit der Abweichung von \tilde{D}_1^g von der QCD-Erwartung (vgl. ABB. 9.40) und dem entsprechend reduzierten Verhältnis der Aufspaltungsraten von Gluon zu Quarks.

9.4.2 Systematische Fehler

Die Betonung in diesem Kapitel liegt auf qualitativen Messungen verschiedener Verteilungen, um so möglichst vollständig den Unterschied des Aufspaltens von Quarks und Gluonen zu untersuchen. Neben der Angabe der systematischen Unsicherheiten für die

Werte von \tilde{r}_1^{max} , r_M^{max} und r_M^{Had} wird auch der Effekt der systematischen Unsicherheiten auf die gesamten Verteilungen diskutiert.

Um Verteilungen, die mit verschiedenen Parametereinstellungen erhalten worden sind, zu vergleichen, wird folgende Variable definiert

$$\langle \chi^2/n \rangle = \frac{1}{n_{Bin}} \sum_{\text{Bins mit } \sigma_X/X < 50\%} \frac{(X_{Ref.} - X_{Sys.})^2}{\sigma_X^2}$$

wobei n_{Bin} die Anzahl der Bins bedeutet, deren relativer Fehler der Referenzmenge (i.allg. das Histogramm der Verteilung) 50% nicht überschreitet. X_{Ref} ist der Bin-Inhalt der Referenzmenge und X_{Sys} ist der Inhalt der Menge, die man durch die jeweilige Variation eines Parameters erhalten hat. Zu guter letzt sind qualitative Überprüfungen der wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels durchgeführt worden, indem verschieden Cluster-Algorithmen angewendet worden sind.

Die folgenden Quellen systematischer Unsicherheiten sind untersucht worden:

1. **Variation der Gluon-Reinheit durch Variation von P_E und P_J**

Der Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit, um ein Ereignis als ein b -Quark-Ereignis zu identifizieren, wurde von $-\lg_{10} P_E = 1.25$ bis 1.75 variiert. Gleichzeitig wurde der Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit, einen Jet als einen b -Quark-Jet zu identifizieren, im Bereich $-\lg_{10} P_J = 0.75 \dots 1.25$ variiert. Dies entspricht einer Variation der Gluon-Reinheit. Man findet $\langle \chi^2/n \rangle$ kleiner als 0.5, ohne daß eine signifikante Verschiebung in einer der Variablen erkennbar ist.

2. **Variation des Schnittes auf den minimalen Teilchenimpuls**

Der Schnitt auf den minimalen Teilchenimpuls wurde von $400 \text{ MeV}/c$ auf $200 \text{ MeV}/c$ erniedrigt. $\langle \chi^2/n \rangle$ ist kleiner als 0.75. Die Verteilungen von D_1 und R_1 zeigen eine kleine systematische Verschiebung von kleinen y_1 zu mittleren y_1 , welche aus einer Diskrepanz zwischen den Daten und der Detektorsimulation stammt. Dieser Effekt kommt sowohl in Quark- als auch in Gluon-Jets vor und hebt sich im Verhältnis auf.

3. **Variation von y_{cut}**

Drei-Jet-Ereignisse wurden unter Verwendung von $y_{cut}=0.01$ und $y_{cut}=0.02$ anstelle von $y_{cut}=0.015$ selektiert. Ein sehr großer $y_{cut}=0.1$ ist ebenfalls probiert worden, führt aber, besonders für die Y-Ereignisse, zu einer nicht akzeptablen Beeinflussung der Geometrie.

Die Verwendung von $y_{cut}=0.01$ verschiebt die D_1 -Verteilungen zu kleineren y . Für $y_{cut}=0.02$ spalten mehr Jets bei größerem y auf. Der resultierende Effekt auf die D_1 -Verteilungen ist kleiner als 2% in jedem Bin. Der Effekt hebt sich sowohl für Gluon- als auch für Quark-Jets in den \tilde{D}_1 -Verteilungen weg.

Wenn symmetrische Drei-Jet-Ereignisse nur durch Schnitte auf die Geometrie selektiert werden, ohne einen expliziten y_{cut} -Schnitt, d.h. indem man alle Ereignisse in die Drei-Jet-Topologie zwingt und dann die Schnitte auf die Winkel aus KAP. 6.2 anwendet, wird eine Verschiebung von ca. 1% in D_1 zu größeren Werten von y_1 sowohl für Quark- als auch für Gluon-Jets in Y-Ereignissen beobachtet, welche sich fast vollständig in den Verhältnissen \tilde{D}_i , \tilde{r}_i und r_i aufhebt.

4. Modifikation der Akzeptanzkorrektur

Indem man nur Ereignisse auf Generatorniveau selektiert, die die Kriterien für symmetrische Ereignisse sowohl auf simuliertem als auch auf Detektor-Niveau erfüllen, findet man, daß die D_i -Verteilungen für Quark- und Gluon-Jets enger werden. Die Maxima der \tilde{D}_i -Verteilungen sind ein wenig zu kleineren y verschoben. Dieser Effekt ist annähernd identisch in Quark- und Gluon-Jets und hebt sich in dem Verhältnis \tilde{r}_i auf. $\langle \chi^2/n \rangle$ ist 0.4 für \tilde{r}_1 und kleiner als 0.1 für die Aufspaltungen höherer Ordnung.

Quelle	\tilde{r}_1^{max}	r_M^{max}	r_M^{Had}
	Y-Ereignisse		
1. Gluon-Reinheiten	± 0.03	± 0.04	≤ 0.01
2. p_{min}	± 0.09	± 0.10	≤ 0.01
3. y_{cut}	± 0.02	± 0.06	≤ 0.01
4. Akzeptanzkorrektur	± 0.03	± 0.02	≤ 0.01
gesamt	± 0.10	± 0.12	≤ 0.01

TAB. 9.13 : *Systematische Unsicherheiten (absolut) von \tilde{r}_1^{max} , r_M^{max} und r_M^{Had}*

Die oben diskutierten Quellen von Unsicherheiten führen zu den in TAB. 9.13 angegebenen systematischen Fehlern für die Werte von \tilde{r}_1^{max} , r_M^{max} und r_M^{Had} . Diese Werte sind als die Hälfte der Differenz zwischen der Referenzmenge und der Menge mit den veränderten Schnitten erhalten worden. Der gesamte systematische Fehler wird dann als quadratische Summe der vier einzelnen Beiträge bestimmt. Dies ist wegen der existierenden Korrelationen zwischen den Mengen eine konservative Abschätzung.

Als Alternativen zu dem k_T -Cluster-Algorithmus sind der Jade- ($E0$ -Schema) [45] und der Geneva-Algorithmus [41] verwendet worden. Diese Untersuchung ist qualitativ zu sehen, da die zur Selektion von Drei-Jet-Ereignissen gewählten y_{cut} -Werte ($y_{cut}=0.04$ für JADE und $y_{cut}=0.05$ für GENEVA) nicht explizit optimiert wurden auf die Drei-Jet-Statistik oder eine gute Übereinstimmung der Jet-Raten auf Parton- und Hadron-Niveau.

Die Beobachtung der Aufspaltungsfunktionen und Jet-Raten sind nicht direkt vergleichbar, da sich die y -Werte für die Jet-Algorithmen unterscheiden. Für alle Jet-Algorithmen ist sowohl ein signifikantes Maximum in der r_1 -Verteilung bei großem y sichtbar als auch der Abfall bei kleinem y . Das Verhältnis der höheren Aufspaltungsfunktionen (3,4,...)

nähert sich sowohl für den JADE- als auch den GENEVA-Algorithmus eins an. Das Ergebnis der Subjet-Multiplizität ist ähnlich zu dem k_T -Fall.

9.4.3 Winkelverteilungen der Subjets

Der Rest des Kapitels in diesem und dem folgenden Abschnitt zeigt Ergebnisse, die im Rahmen der Untersuchung der Aufspaltungen von Gluonen und Quarks angefallen sind. Obwohl nicht immer klar ist, wie diese Ergebnisse genau zu interpretieren sind, erscheinen sie dennoch interessant und sollen deshalb an dieser Stelle im Überblick dokumentiert werden.

In diesem Kapitel werden verschiedene Winkel für die Subjets definiert und deren Verteilungen in Quark- und Gluon-Jets untersucht. ABB. 9.45 definiert die Vektoren der Jets und der möglichen Subjets. Hierbei bezeichnen \vec{p}_Q bzw. \vec{p}_G die Richtungen (Impulsvektoren) der Quark- bzw. Gluon-Jets. \vec{n}_Y bezeichnet den Normalenvektor der Ereignisebene $\vec{n}_Y = \vec{p}_G \times \vec{p}_Q$, der aus der Ebene herauschaut. \vec{p}_{max} bzw. \vec{p}_{min} bezeichnen die Richtungen

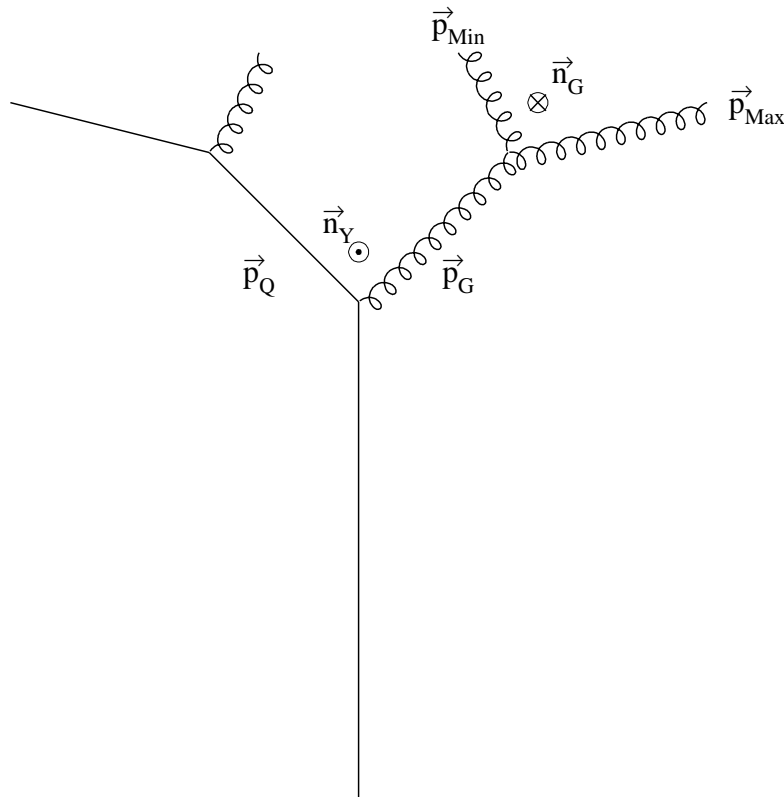


ABB. 9.45 : *Definition der Jet-Achsen und Subjet-Achsen eines Ereignisses zur Winkeldefinition*

(Impulsvektoren) des energiereicheren bzw. des energieärmeren Subjets der Aufspaltung eines Jets. \vec{n}_G ist der Normalenvektor der Ebene, die aus den zwei Subjets eines Jets aufgespannt wird, $\vec{n}_G = \vec{p}_{min} \times \vec{p}_{max}$, der in diese Ebene hineinzeigt. Im folgenden sollen nun mit Hilfe dieser Vektoren drei verschiedene Arten von Winkeln für die Subjets definiert werden.

Azimutalwinkel

Die erste Definition eines Winkels entspricht einem Azimutalwinkel Ψ :

$$\begin{aligned} \Psi &= \sphericalangle (\vec{n}_{Jet}, \vec{n}_{Subjet}) \\ \text{mit } \vec{n}_{Jet} &= \vec{p}_i \times \vec{p}_j, \quad i, j \in \{Q, G\} \\ \vec{n}_{Subjet} &= \vec{p}_{max} \times \vec{p}_{min} \quad . \end{aligned}$$

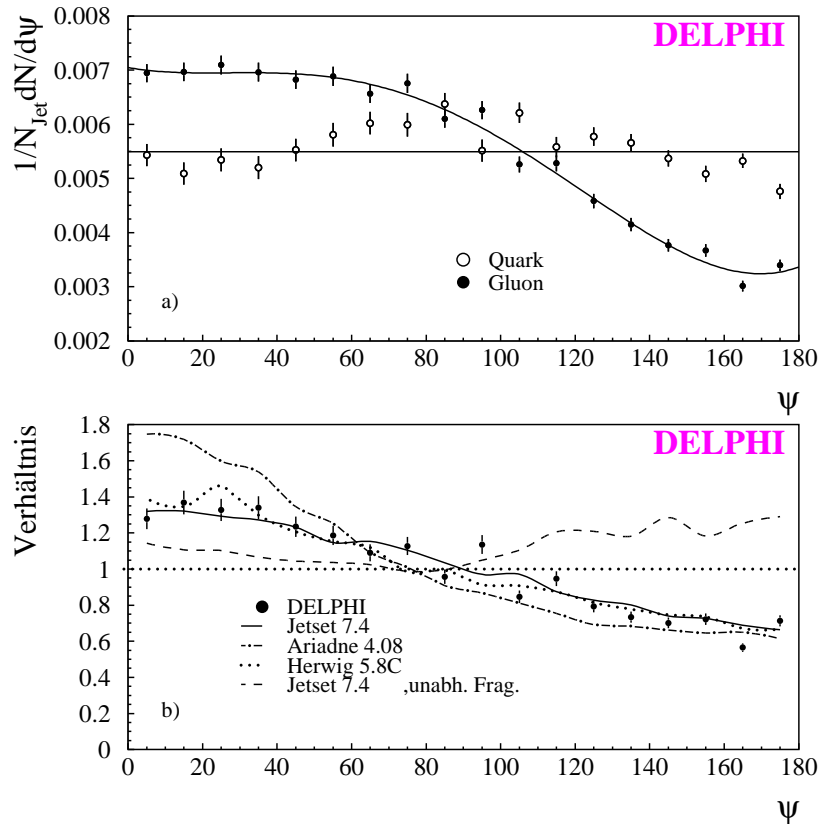
Anschaulich entspricht dieser Winkel dem Winkel zwischen der Ebene, die aus den beiden niederenergetischen Jets gebildet wird und der Ebene, die aus den zwei Subjets des Jets i entsteht. Die Ψ -Verteilung ist in ABB. 9.46 im Vergleich mit unterschiedlichen *Monte Carlo*-Generatoren dargestellt. Das JETSET-Modell mit unabhängiger Fragmentierung ist als einziges nicht in der Lage, den Verlauf der Daten zu beschreiben. Während die Verteilung für Quark-Jets in erster Näherung einen flachen, konstanten Verlauf aufweist, ist die Verteilung der Gluon-Jets asymmetrisch und liegt bis ca. $\Psi = 90^\circ - 100^\circ$ über und danach unter der Verteilung für Gluon-Jets. Die Abhängigkeit dieser Verteilungen von dem Jet-Auflösungsparameter y ist in ABB. 9.47 gegeben. Interessant ist hier zu sehen, daß die Asymmetrie der Gluon-Verteilung erst bei Ereignissen mit einem Auflösungsparameter der Subjets von $y \sim 0.01$ einsetzt. Die Quark-Verteilung weist eine deutlich geringere Abhängigkeit vom Subjet-Auflösungsparameter y auf.

Polarwinkel

Eine zweite Definition eines Winkels entspricht einem Polarwinkel θ_{Ang} :

$$\begin{aligned} \theta_{Ang} &= \sphericalangle (\vec{p}_{min} \times \vec{p}_i) \cdot \text{Signum} (\vec{h}_i * \vec{p}_{min}) \\ \text{mit } \vec{h}_i &= \vec{p}_j - \frac{(\vec{p}_Q * \vec{p}_G) \cdot \vec{p}_i}{|\vec{p}_i|^2} \\ i &\neq j; i, j \in \{Q, G\} \quad . \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet \vec{h}_i einen Hilfsvektor, der senkrecht auf Jet i steht, in der Ebene der Jets liegt und von der Orientierung her zwischen die beiden niederenergetischen Jets zeigt. Positives Vorzeichen der Signum-Funktion bedeutet dann, \vec{p}_{min} liegt zwischen Jet 1 und dem aufgespaltenen Jet. Somit bekommt die θ_{Ang} -Verteilung eine Links-Rechts-Orientierung.


 ABB. 9.46 : *Azimutalwinkelverteilung Ψ*

Zur besseren Visualisierung ist an die Quark-Verteilung eine Konstante und an die Gluon-Verteilung ein Polynom vierten Grades angepaßt worden. Die untere Abbildung zeigt die Verhältnisse Gluon/Quark. Zum Vergleich sind die Monte Carlo-Modelle JETSET, ARIADNE, HERWIG und JETSET mit unabhängiger Fragmentierung als Linien eingezeichnet. \leftarrow ANH. C

ABB. 9.48 zeigt die Verteilung des orientierten Polarwinkels θ_{Ang} . Die Verteilung in Quark-Jets ist gegenüber der Verteilung in Gluon-Jets näher zu dem Nullpunkt der Verteilungen hin verschoben. Hier bedeutet der Nullpunkt, daß der Impuls des Subjets dem Impuls des aufgespaltenen Jets parallel ist.

Stringeffekt der Subjets

Eine dritte und letzte Definition eines Winkels, θ_{Sub} , ist an die Messung des Stringeffektes angelehnt:

$$\theta_{Sub} = \sphericalangle \left(\vec{p}_{min}^{proj.} \times \vec{p}_i \right) \cdot \text{Signum} \left(\vec{h}_i * \vec{p}_{min} \right) .$$

Hierbei bezeichnet $\vec{p}_{min}^{proj.}$ den in die Ereignisebene senkrecht zum kleinsten Sphärizitäts-eigenvektor projizierten Impuls des energieärmeren Subjets. Man bekommt somit eine

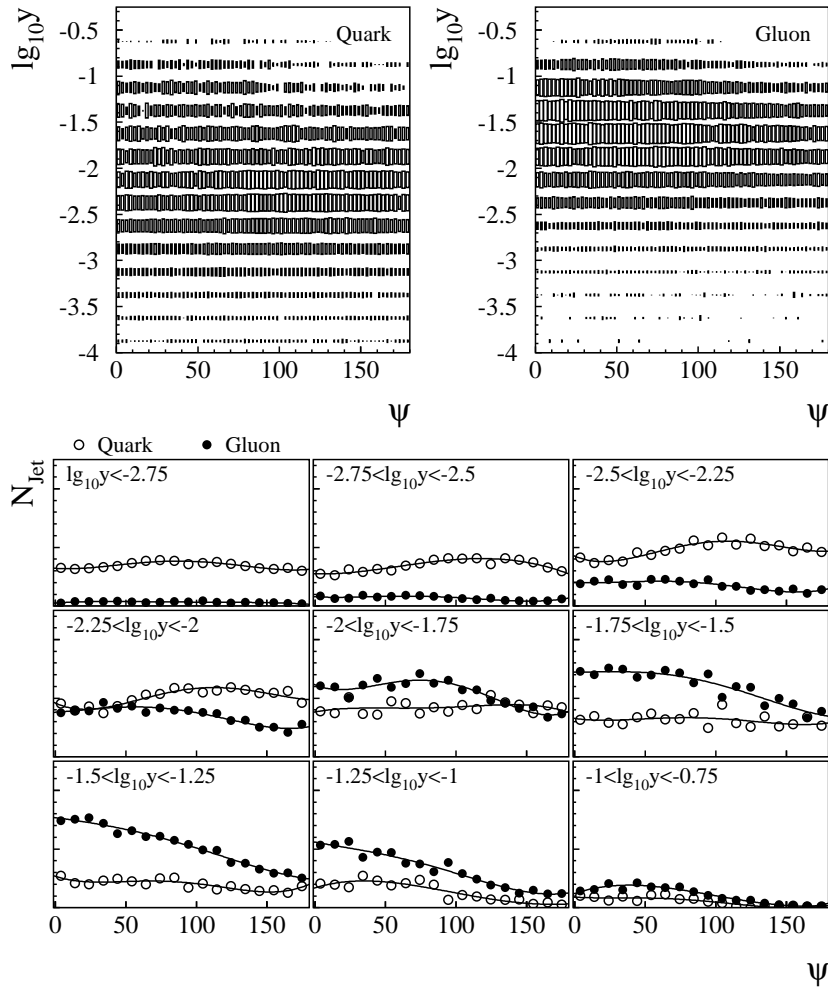


ABB. 9.47 : **Korrelation von Ψ mit dem Subjet-Auflösungsparameter y**
 Der untere Teil der Abbildung zeigt die auf unterschiedliche y -Bereiche projizierten Verteilungen.

Verteilung für die Subjets, die dem Stringeffekt analog ist. ABB.9.49 zeigt die θ_{Sub} -Verteilung für Quark- und Gluon-Jets. Wie bei der Polarwinkelverteilung weist auch die θ_{Sub} -Verteilung für Gluon-Jets eine starke Überhöhung gegenüber den Gluon-Jets am Nullpunkt der Verteilung aus. Nullpunkt bedeutet hier, daß der in die Ereignisebene projizierte Impuls des Subjets parallel zu dem aufgespaltenen Jet ist.

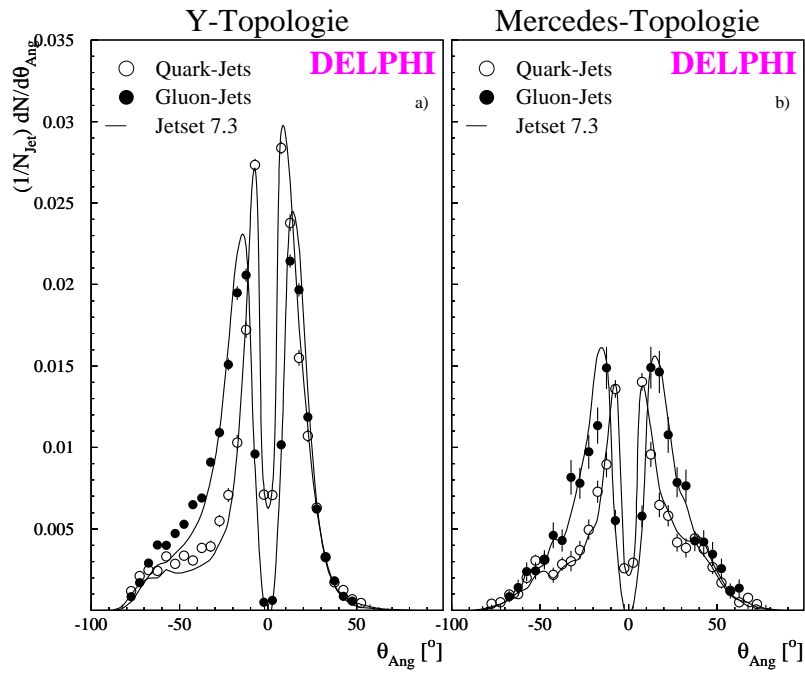


ABB. 9.48 : *Polarwinkelverteilung θ_{Ang} für Y- und Mercedes-Ereignisse*
 Zum Vergleich ist die Vorhersage des JETSET-Modells als Linie eingezeichnet.

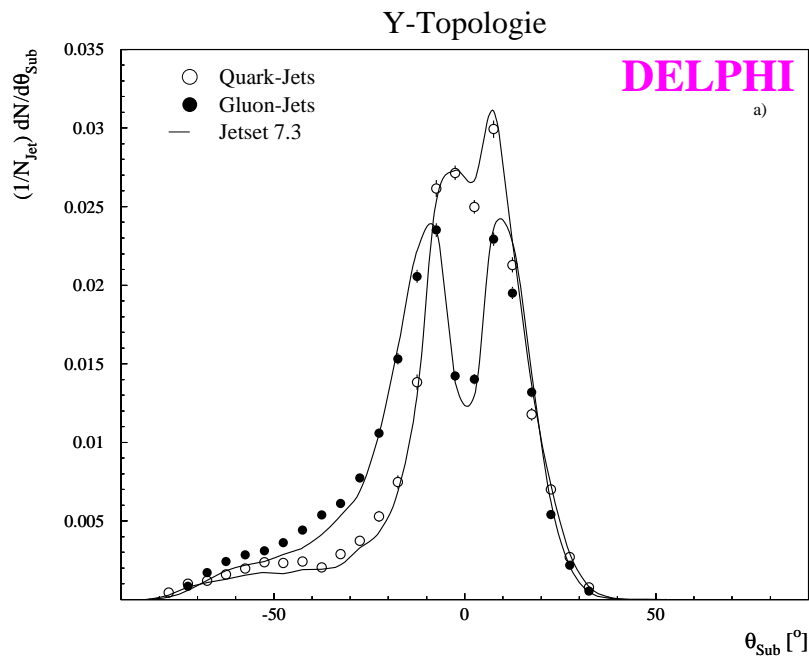


ABB. 9.49 : *Stringeffekt (θ_{Sub}) für Subjets aus Y-Ereignissen*
 Zum Vergleich ist die Vorhersage des JETSET-Modells als Linie eingezeichnet.

9.4.4 Impuls- und Rapiditätsverteilungen der Subjets

Im folgenden werden kurz die p_T^{in} -, p_T^{out} -, x_E - und Rapiditätsverteilungen (η) der Subjets diskutiert. p_T^{in} und p_T^{out} bezeichnen den Transversalimpuls des niederenergetischen Subjets \vec{p}_{min} bzgl. des ursprünglichen Jets \vec{p}_i , orientiert mit dem Vorzeichen von $(\vec{h}_i * \vec{p}_{min})$. ABB. 9.50 zeigt die p_T^{in} -Verteilung der Subjets in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen. Im Verhältnis Gluon über Quark erkennt man deutlich die Asymmetrie in dieser orientierten Transversalimpulsverteilung. ABB. 9.51 zeigt die entsprechende p_T^{out} -Verteilung für Y- und Mercedes-Ereignisse. Im Gegensatz zu p_T^{in} ist diese Verteilung annähernd symmetrisch im Verhältnis Gluon über Quark.

ABB. 9.52 zeigt die x_E -Verteilung der Subjets für die ersten vier Aufspaltungen. Hierbei ist x_E wie folgt definiert:

$$x_E = \frac{E_{Subjet}}{E_{Jet,sicht.}} .$$

$E_{Jet,sicht.}$ ist die sichtbare Energie des ursprünglichen Jets, der aufgespalten ist. Diese Verteilung geht im Limes einer großen Anzahl Subjets in die Fragmentationsfunktion von Quarks und Gluonen über. Die erste Aufspaltung ist direkt mit den Aufspaltungskernen verknüpft, da sie dem primären Aufspalten des Quarks bzw. Gluons entspricht. Analog zeigt ABB. 9.53 die Rapiditätsverteilung η der Subjets für die ersten vier Aufspaltungen. η ist wie folgt definiert:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{Jet} + p_{\parallel}}{E_{Jet} - p_{\parallel}} \right)$$

mit p_{\parallel} : Impuls des Subjets parallel zum ursprünglichen Jet .

Für alle vier Aufspaltungen zeigen die Verteilungen in Quark- und Gluon-Jets jeweils eine ähnliche Form.

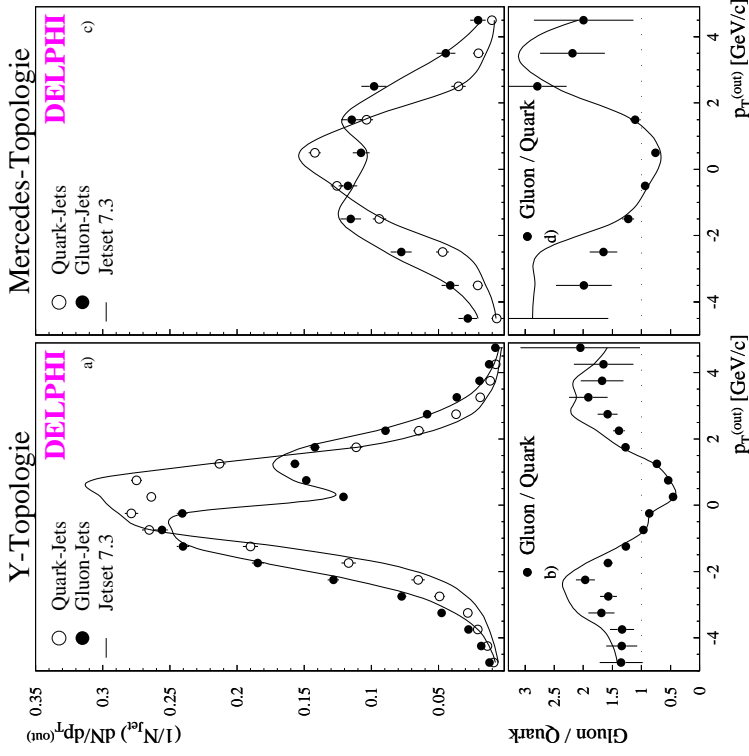


ABB. 9.51 : p_T^{out} -Verteilung in Quark- und Gluon-Jets in Y- und Mercedes-Ereignissen
 Zum Vergleich ist die Vorhersage des JETSET-Modells als Linie eingezeichnet.

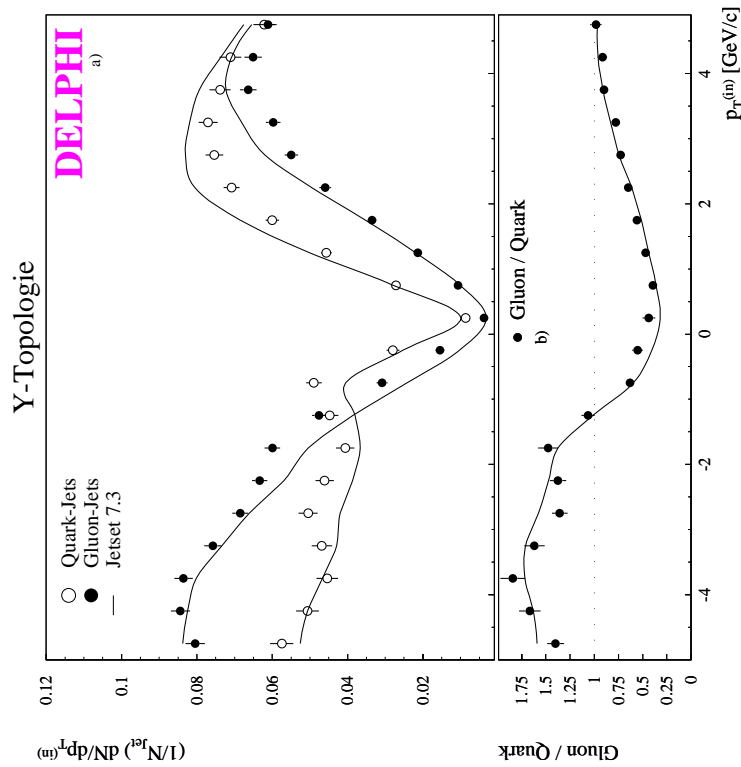


ABB. 9.50 : p_T^{in} -Verteilung in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen
 Zum Vergleich ist die Vorhersage des JETSET-Modells als Linie eingezeichnet.

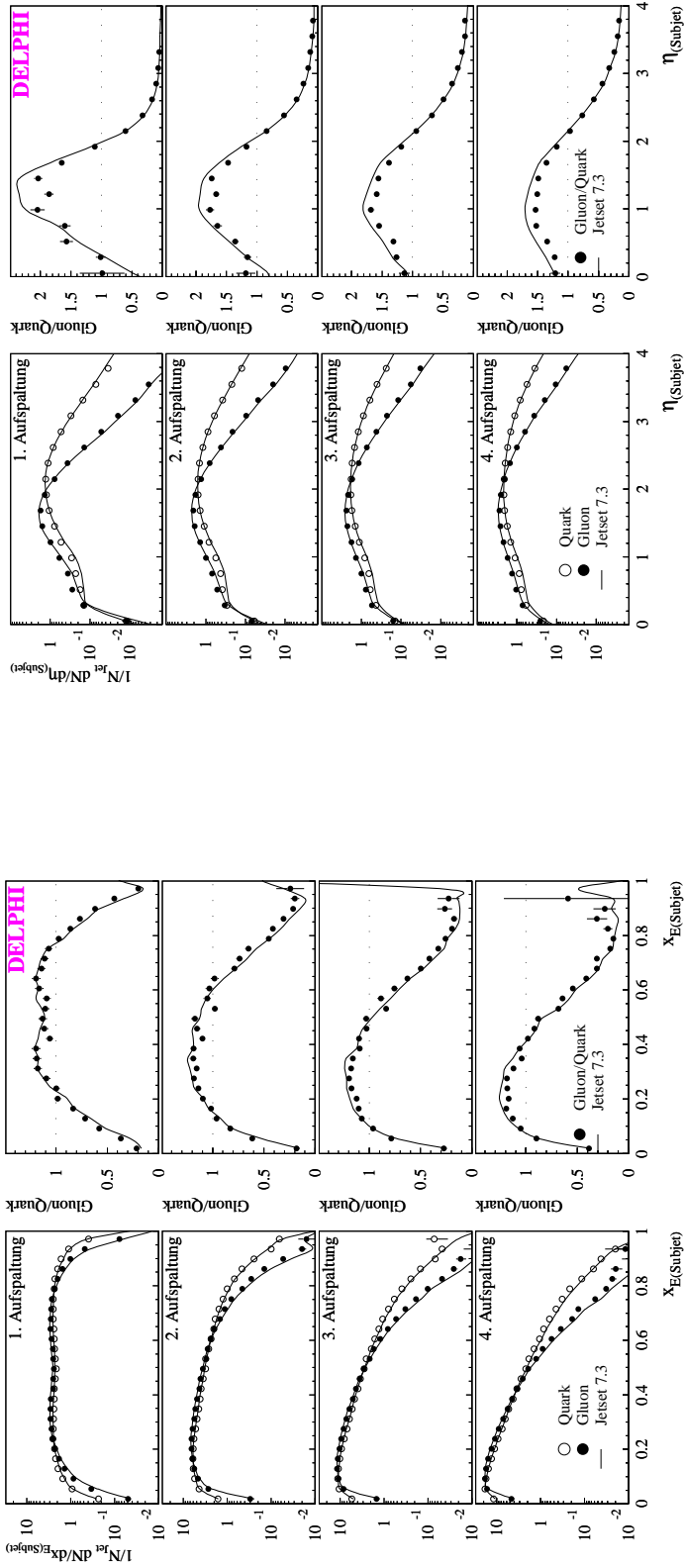


ABB. 9.52 : x_E -Verteilungen der ersten vier Aufspaltungen in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen

Zum Vergleich ist die Vorhersage des JETSET-Modells als Linie eingezeichnet.

ABB. 9.53 : η -Verteilungen der ersten vier Aufspaltungen in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen

Zum Vergleich ist die Vorhersage des JETSET-Modells als Linie eingezeichnet.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Kapitels wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- ▶ Die absoluten, die differentiellen und die modifizierten differentiellen Jet-Raten wurden untersucht.
- ▶ Das Maximum des Verhältnisses der ersten Aufspaltung in Quark- und Gluon-Jets wurde gemessen zu:

$$\tilde{r}_1^{max} = 2.66 \pm 0.09 \pm 0.10 \quad .$$

Dieses Ergebnis ist größer als die naive Erwartung C_A/C_F aber in guter Übereinstimmung mit der Erwartung aus der NLLA-Rechnung ($2.25 \rightarrow 2.67$ für $n_f = 3 \rightarrow 5$) und mit den Vorhersagen der Fragmentationsmodelle.

- ▶ Ein entscheidender Punkt ist, daß Fragmentationseffekte für Gluonen bei größerem y einsetzen als bei Quarks (das bedeutet bei einer größeren Masse, da $m \propto \kappa \cdot \sqrt{y}$). Theoretische Berechnungen sollten deshalb zu einer kleineren y -Abschneidung für Quarks entwickelt werden als für Gluonen, wenn sie direkt mit den Daten verglichen werden.
- ▶ Die Analyse der höheren Aufspaltungen in Quark- und Gluon-Jets führt zu der Schlußfolgerung, daß die ursprünglich vorhandene größere Subjet-Multiplizität in Gluon-Jets bei kleineren y kompensiert wird wegen der größeren differentiellen Aufspaltungsrate D_1^g in Quark-Jets.
- ▶ Im Limes kleiner y erklärt dies das relative kleine Verhältnis der Multiplizität zwischen Gluon- und Quark-Jets, obwohl die primären Aufspaltungen in Quarks und Gluonen der Erwartung der QCD-Farbfaktoren folgen, wie die Messungen von $r_i = D_i^g/D_i^q$ und $\tilde{r}_i = \tilde{D}_i^g/\tilde{D}_i^q$ zeigen.
- ▶ Die Azimutalwinkelverteilung, die Polarwinkelverteilung, der Stringeffekt und die Transversalimpulsverteilungen inner- und außerhalb der Ereignisebene der Subjets sind in Quark- und Gluon-Jets gemessen und verglichen worden.
- ▶ Bei den ersten vier Aufspaltungen sind sowohl die x_E -Verteilungen als auch die Rapiditätsverteilungen in Quark- und Gluon-Jets gemessen worden.

9.5 Präzise Messung der Gluon-Fragmentationsfunktionen und ein Vergleich der Skalenverletzungen in Gluon- und Quark-Jets

9.5.1 Das generelle Verhalten von Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen

Zwischen den skalierten Energie (x_E)-Verteilungen der in Quark- und Gluon-Jets produzierten stabilen Teilchen sind beträchtliche Unterschiede beobachtet worden (s. KAP. 9.1.7 und [5, 122, 123]). ABB. 9.54 und ABB. 9.55 zeigen Fragmentationsfunktionen von Quark- und Gluon-Jets aus der allgemeinen Menge von Drei-Jet-Ereignissen für drei verschiedene Mittelwerte der Skala κ_H ohne Verwendung eines expliziten y_{cut} -Schnittes. Letzteres vermeidet einen „Bias“ der Gluon-Jets durch Verhinderung weiterer Gluon Emission oberhalb von y_{cut} . Ein annähernd exponentieller Abfall der Fragmentationsfunktion wird mit steigendem x_E beobachtet, welcher im Falle der Gluonen stärker ausfällt. Die Fragmentationsfunktionen werden mit steigendem κ_H weicher. Auch dieser Effekt ist für Gluon-Jets stärker ausgeprägt als für Quark-Jets. Tabellen der Quark-Fragmentationsfunktionen für verschiedene Werte von κ_H und der Gluon-Fragmentationsfunktionen für verschiedene Werte von κ_H bzw. p_1^T mit statistischen Fehlern sind in der Durham/RAL HEP-Datenbank [124] und in Anhang D, sowohl für den DURHAM als auch den CAMBRIDGE-Cluster-Algorithmus verfügbar.

Um die systematischen Unsicherheiten der Fragmentationsfunktionen zu bestimmen, wurden folgende Fehlerquellen untersucht:

1. **Minimale Anzahl von Teilchen pro Jet**

Die minimale Anzahl von Teilchen, die jedem Jet zugehören müssen, wurde von zwei nach vier variiert. Dies hat für die Quark-Jets keinen Einfluß und führt zu einer $\simeq \pm 2\%$ Variation für Gluon-Jets.

2. **Minimaler Winkel zwischen den Jets und dem Strahl**

Der Schnitt des Polarwinkels zwischen den Jet-Achsen und der Strahlrichtung wurde von 30° auf 40° vergrößert. Dies hat wiederum keinen Einfluß auf die Quark-Jets und ist $\leq \pm 1\%$ für die Gluon-Jets.

3. **c verringerte Ereignismenge**

Die b -Identifikation wurde variiert, um verschiedene Zusammensetzungen der Quark-Flavours in der Normalen Mischungsmenge zu berücksichtigen (b und c verringert). Ein Einfluß wurde nicht beobachtet.

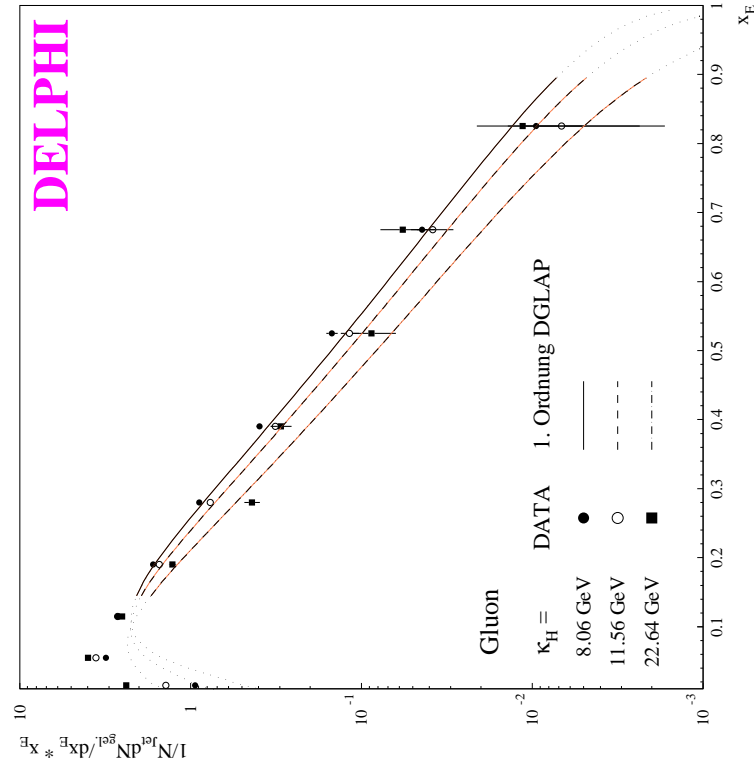


ABB. 9.55 : Die skalierte Hadron-Energieverteilung von Gluon-Jets für verschiedene Skalenwerte von κ_H (DURHAM-Algorithmus). Die Anpassung der DGLAP-Gleichungen in erster Ordnung ist den Daten überlagert. Der gepunktete Teil der Linien ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs.

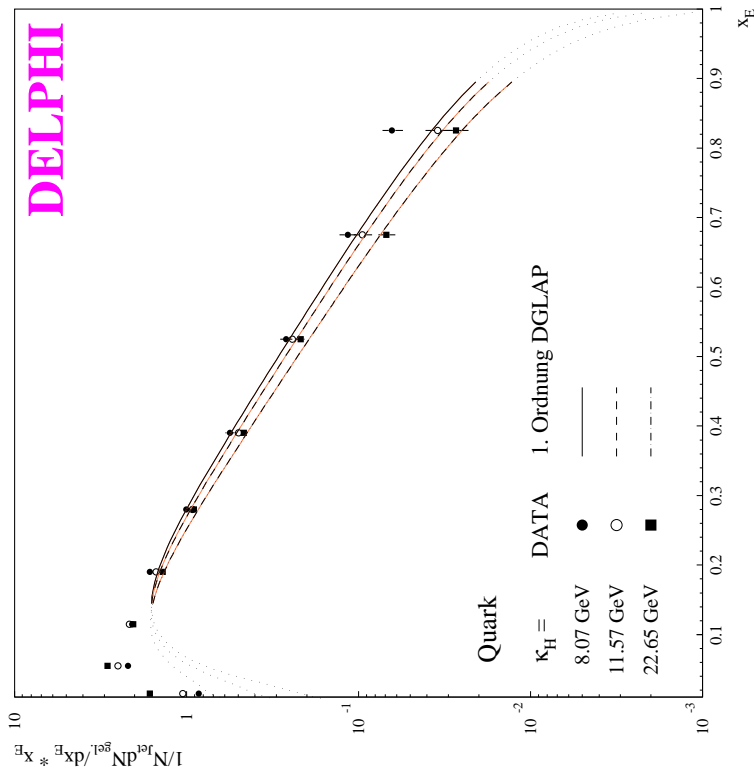


ABB. 9.54 : Die skalierte Hadron-Energieverteilung von Quark-Jets für verschiedene Skalenwerte von κ_H (DURHAM-Algorithmus). Die Anpassung der DGLAP-Gleichungen in erster Ordnung ist den Daten überlagert. Der gepunktete Teil der Linien ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs.

4. Variation der Zuordnung der Partonen zu den Jets

Verschiedene Schnitte auf die Winkel zwischen den Hadron- und Parton-Jets wurden durchgeführt, um die drei Parton-Jets den drei Hadron-Jets zuordnen zu können. Man beobachtet einen Einfluß $\leq \pm 2\%$ für Quarks und $\leq 3\%$ für Gluonen, der jedoch nur bei Skalen $< 10 GeV$ auftritt.

Um qualitativ die Verbindung zwischen der Stärke der Skalenverletzung bei hohen x_E -Werten und dem Anstieg der Teilchenmultiplizität zu demonstrieren, der vorwiegend bei sehr kleinen Teilchenenergien geschieht, werden in ABB. 9.56 bis 9.61 die ξ -Verteilungen ($\xi = -\ln x_E$) für Teilchen, die den einzelnen Gluon- und Quark-Jets zugeordnet wurden, für verschiedene Werte von p_1^T respektive κ_H verglichen. Hierbei wurden die Jets sowohl durch den CAMBRIDGE-Algorithmus, der ein besseres Verhalten bei der Rekonstruktion des Gluon-Jets (s. KAP. 4.4.1) aufweist, als auch mit dem DURHAM-Algorithmus rekonstruiert. Da erwartet wird, daß die Emission von sehr weichen Teilchen (d.h. bei großen ξ) kohärent vom $q\bar{q}g$ -Ensemble geschieht (s. KAP. 9.2.1), ist die Zuordnung dieser Teilchen zu einzelnen Jets in gewissem Grad zufällig. Vernachlässigt man diese Komplikation, erkennt man aus dem Verhalten der Daten in ABB. 9.56 bis 9.61 sowohl die Skalenverletzung, als auch den stärkeren Anstieg der Multiplizität in Gluon-Jets verglichen mit Quark-Jets. Dies ist eine direkte Konsequenz des höheren Farbfaktors der Gluonen und damit ihrer größer erscheinenden „Kopplung“ für Gluon-Abstrahlung.

Die Linien, die in ABB. 9.56 bis 9.61 dargestellt sind, sind einfache Anpassungen der Gauß-Funktion im Bereich um die Maxima der ξ -Verteilungen an die Daten. Die Werte der Maxima ξ^* dieser Anpassungen sind zusammen mit ihren statistischen Fehlern in TAB. 9.14 und 9.15, sowohl für den DURHAM- als auch den CAMBRIDGE-Cluster-Algorithmus dargestellt. Ein näherungsweise linearer Anstieg der ξ^* als eine Funktion der Skala κ_H für Quarks und κ_H bzw. p_1^T für Gluonen wird beobachtet (exemplarisch dargestellt am Beispiel des DURHAM-Algorithmus in ABB. 9.62). Bei der Anpassung des linearen Anstiegs wurden nur ξ^* -Werte von Verteilungen, die zu Jets mit einer minimalen Skala von $5.7 GeV$ bzw. $5.4 GeV$ gehören, verwendet. Der Anstieg ähnelt dem Verhalten aller Ereignisse bei verschiedenen Energien. Für Gluonen unterscheidet sich dieser Anstieg signifikant sowohl zwischen κ_H und p_1^T als auch zwischen dem DURHAM- und dem CAMBRIDGE-Algorithmus. Wegen der Schwierigkeit der Zuordnung von niederenergetischen Teilchen zu den einzelnen Jets, sollte dieser Anstieg jedoch nicht quantitativ mit den Ergebnissen aus allen e^+e^- Ereignissen verglichen werden, wo eine Zuordnung einzelner Spuren zu Jets nicht notwendig ist. TAB. 9.16 stellt zusammenfassend die resultierenden linearen Anstiege der ξ^* -Verteilungen für die Skalen κ_H und p_1^T unter Verwendung des DURHAM- und des CAMBRIDGE-Algorithmus dar.

Die Messung der ξ^* für Gluon- und Quark-Jets erlaubt im Prinzip den Test einer QCD-Vorhersage [117] für die Differenz der Positionen der Maxima bei Gluonen und Quarks. Gemäß der QCD sollte die destruktive Interferenz zwischen Beiträgen von weichen Gluonen die Hadron-Produktion bei sehr kleinem x_E unterdrücken. Als Konsequenz sollte die

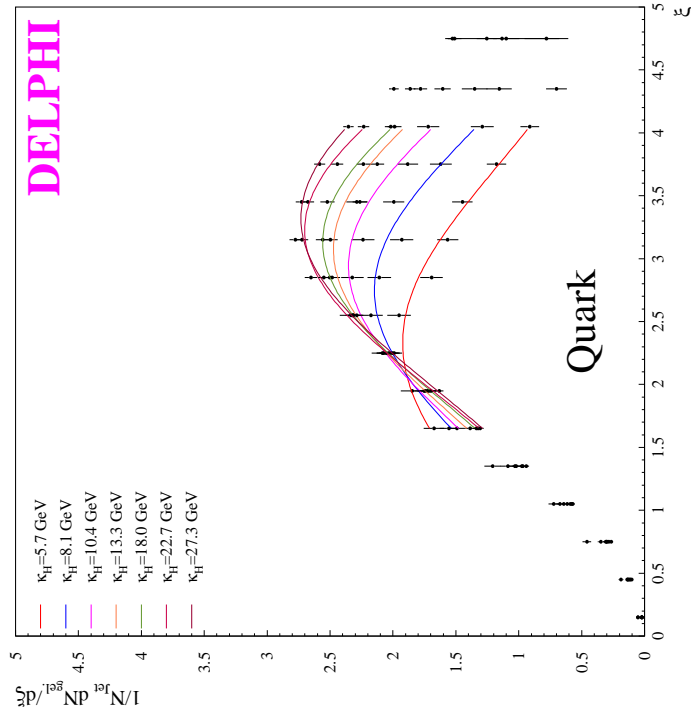


ABB. 9.56 : ξ -Verteilungen in Quark-Jets für verschiedenen „Hardness“-Skalen κ_H (CAMBRIDGE-Algorithmus)

Die Linien entsprechen einfachen Anpassungen der Gauß-Funktion an die Daten innerhalb der Region der Maxima der ξ -Verteilungen.

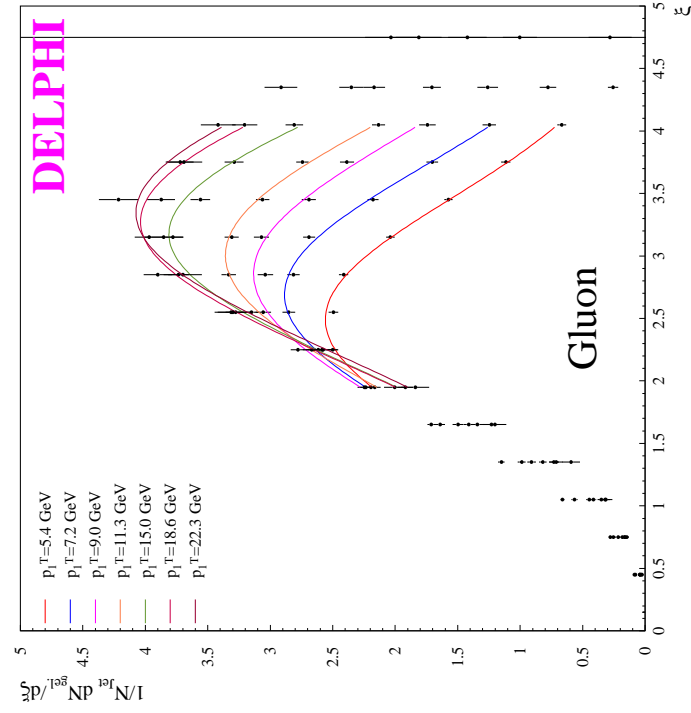


ABB. 9.57 : ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedenen Skalen p_T^J (CAMBRIDGE-Algorithmus)

Die Linien entsprechen einfachen Anpassungen der Gauß-Funktion an die Daten innerhalb der Region der Maxima der ξ -Verteilungen.

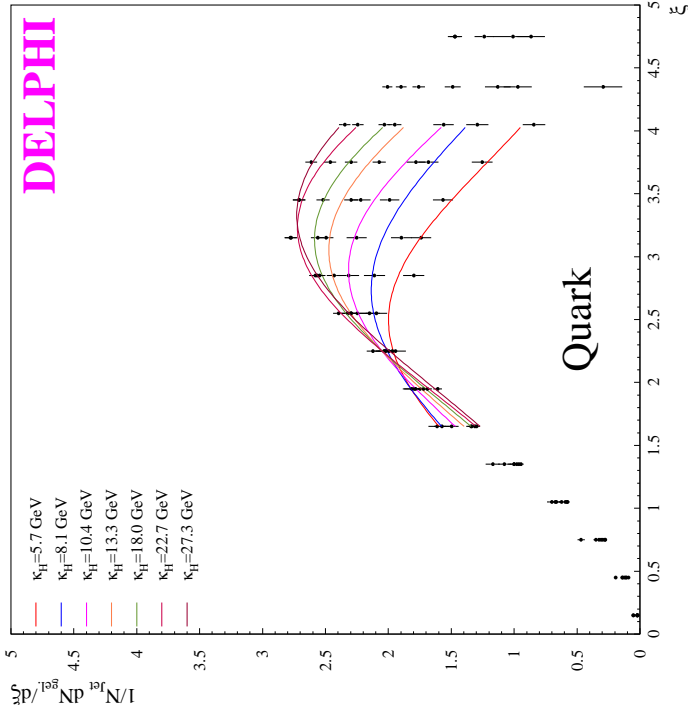


ABB. 9.58 : ξ -Verteilungen in Quark-Jets für verschiedenen „Hardness“-Skalen κ_H (DURHAM-Algorithmus)

Die Linien entsprechen einfachen Anpassungen der Gauß-Funktion an die Daten innerhalb der Region der Maxima der ξ -Verteilungen.

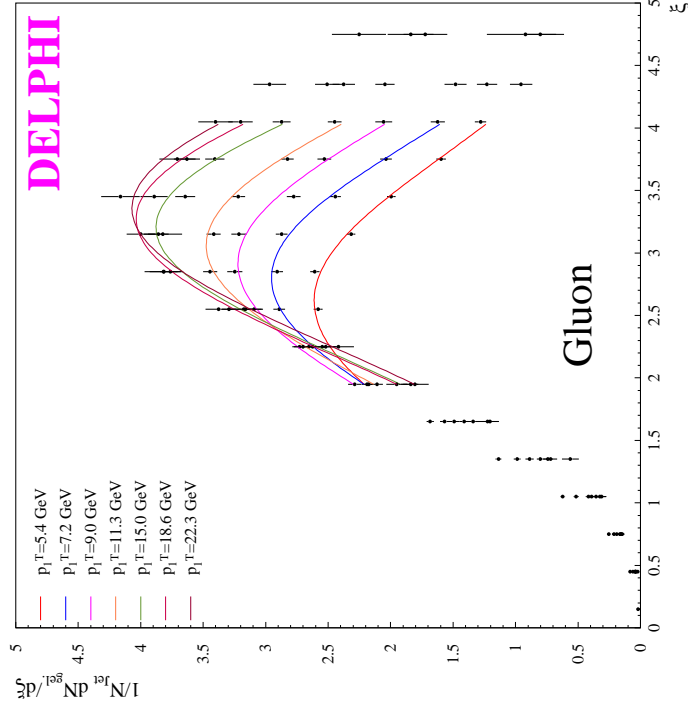


ABB. 9.59 : ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedenen Skalen p_T (DURHAM-Algorithmus)

Die Linien entsprechen einfachen Anpassungen der Gauß-Funktion an die Daten innerhalb der Region der Maxima der ξ -Verteilungen.

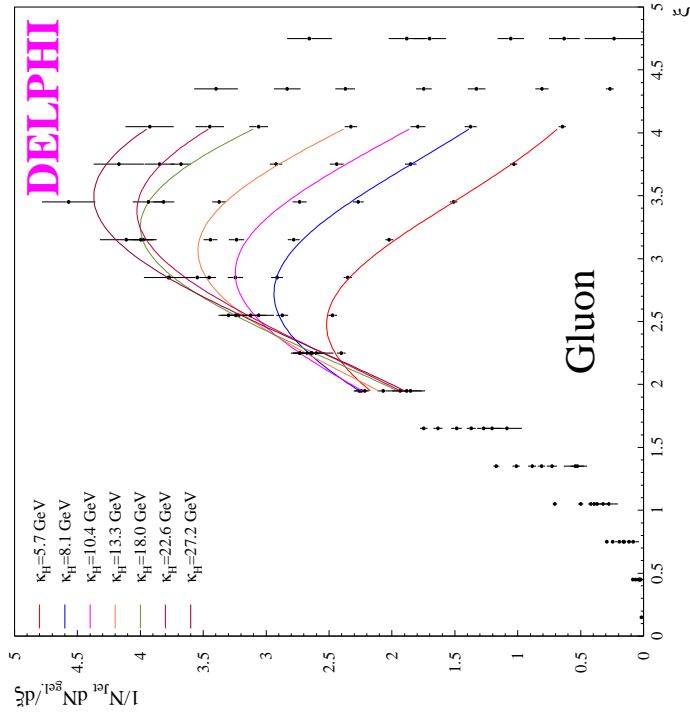
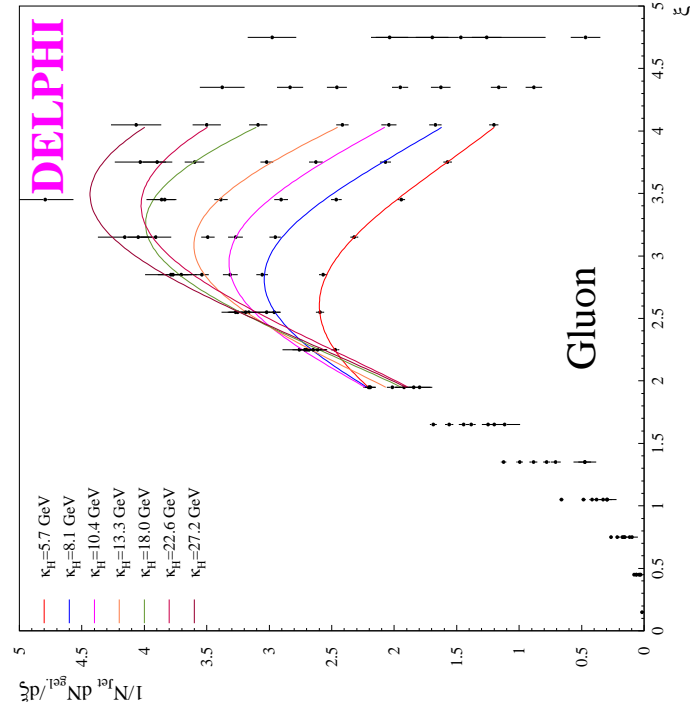


ABB. 9.61 : ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedene „Hardness“-Skalen κ_H (CAMBRIDGE-Algorithmus)

Die Linien entsprechen einfachen Anpassungen der Gauß-Funktion an die Daten innerhalb der Region der Maxima der ξ -Verteilungen.

ABB. 9.60 : ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedene „Hardness“-Skalen κ_H (DURHAM-Algorithmus)

Die Linien entsprechen einfachen Anpassungen der Gauß-Funktion an die Daten innerhalb der Region der Maxima der ξ -Verteilungen.

Quark-Jets				Gluon-Jets							
κ_H	ξ^*	\pm	$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$	p_1^T	ξ^*	\pm	$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$	κ_H	ξ^*	\pm	$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$
5.73	2.49	0.04	0.93	5.36	2.62	0.02	2.06	5.73	2.60	0.02	0.54
6.90	2.67	0.03	0.38	6.27	2.73	0.02	1.98	6.89	2.73	0.01	0.49
8.07	2.74	0.04	1.14	7.19	2.80	0.01	1.12	8.06	2.81	0.01	2.13
9.24	2.81	0.03	0.69	8.10	2.87	0.01	2.51	9.24	2.89	0.01	2.37
10.41	2.89	0.03	0.65	9.03	2.91	0.02	1.47	10.41	2.95	0.01	1.14
11.57	2.88	0.03	1.37	9.95	2.98	0.02	2.19	11.56	3.05	0.02	3.19
13.30	3.05	0.02	2.05	11.29	3.06	0.01	3.16	13.27	3.09	0.01	1.78
15.64	3.08	0.02	1.13	13.13	3.12	0.01	0.86	15.61	3.19	0.02	0.80
17.98	3.14	0.02	0.23	14.96	3.20	0.02	1.90	17.97	3.26	0.02	0.48
20.31	3.19	0.02	1.92	16.81	3.23	0.02	0.50	20.29	3.33	0.03	1.80
22.65	3.23	0.02	0.87	18.64	3.27	0.03	0.82	22.64	3.40	0.04	1.50
24.99	3.29	0.02	0.71	20.48	3.35	0.04	0.95	24.95	3.45	0.05	0.52
27.27	3.33	0.03	0.78	22.30	3.36	0.04	0.77	27.20	3.49	0.07	1.22
29.04	3.40	0.05	0.84	24.15	3.39	0.05	0.67	29.00	3.42	0.14	0.18

TAB. 9.14 : *Werte von ξ^* (DURHAM-Algorithmus)*

Quark-Jets				Gluon-Jets							
κ_H	ξ^*	\pm	$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$	p_1^T	ξ^*	\pm	$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$	κ_H	ξ^*	\pm	$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$
5.74	2.33	0.07	0.64	5.37	2.49	0.02	0.85	5.74	2.48	0.02	1.70
6.90	2.69	0.04	1.41	6.28	2.59	0.02	0.97	6.90	2.60	0.01	0.79
8.07	2.74	0.04	0.86	7.19	2.69	0.02	0.74	8.07	2.72	0.01	0.99
9.24	2.83	0.04	1.43	8.11	2.79	0.02	1.15	9.23	2.83	0.01	2.86
10.41	2.94	0.04	0.86	9.03	2.86	0.02	1.64	10.41	2.89	0.01	1.59
11.57	2.97	0.03	0.69	9.94	2.93	0.02	0.82	11.57	2.98	0.02	1.15
13.30	3.07	0.03	1.46	11.30	3.00	0.01	0.93	13.28	3.06	0.01	1.23
15.64	3.10	0.02	1.29	13.13	3.11	0.01	0.71	15.62	3.16	0.01	1.25
17.98	3.13	0.02	0.37	14.96	3.18	0.02	1.45	17.96	3.25	0.02	0.74
20.32	3.19	0.02	2.28	16.81	3.21	0.02	0.43	20.30	3.31	0.03	2.11
22.66	3.23	0.02	0.88	18.64	3.28	0.03	0.73	22.64	3.38	0.04	0.71
24.99	3.27	0.02	0.74	20.46	3.30	0.03	1.68	24.95	3.47	0.05	0.99
27.27	3.32	0.02	0.58	22.29	3.34	0.04	0.84	27.19	3.49	0.07	0.36
29.04	3.43	0.06	0.78	24.15	3.40	0.05	0.67	29.01	3.37	0.12	0.70

TAB. 9.15 : *Werte von ξ^* (CAMBRIDGE-Algorithmus)*

ξ -Verteilung asymptotisch gaußförmig sein. Für experimentelle Tests der vorhergesagten ξ -Verteilung ist es notwendig, die führenden sub-asymptotischen Korrekturen der Form der Verteilungen abzuschätzen. Für infrarot-sensitive Größen sind diese von der relativen

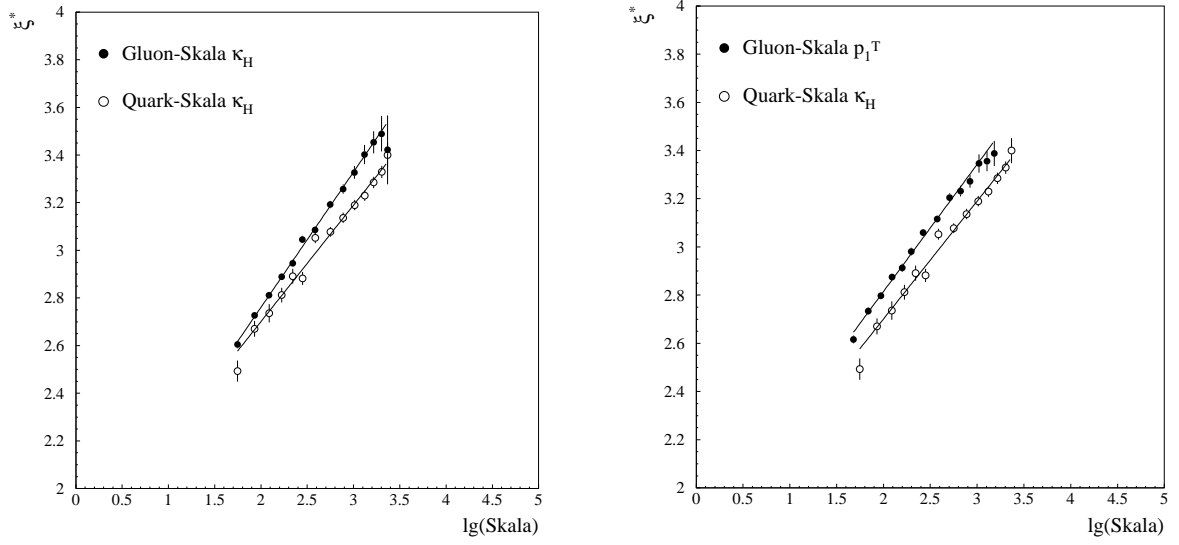


ABB. 9.62 : *Linearer Anstieg der ξ^* für Quark- und Gluon-Jets in Abhängigkeit der Skala κ_H (links) bzw. der Skala κ_H für Quarks und p_1^T für Gluonen (rechts) unter Verwendung des DURHAM-Algorithmus.*

Parton	Skala	Algorithmus	Steigung	$\chi^2/n.d.f.$
Quark	κ_H	DURHAM	0.49 ± 0.02	1.3
Gluon	κ_H	DURHAM	0.57 ± 0.01	0.5
Gluon	p_1^T	DURHAM	0.53 ± 0.01	1.0
Quark	κ_H	CAMBRIDGE	0.45 ± 0.02	2.6
Gluon	κ_H	CAMBRIDGE	0.67 ± 0.01	0.9
Gluon	p_1^T	CAMBRIDGE	0.63 ± 0.01	2.0

TAB. 9.16 : *Steigungen der ξ^* in Abhängigkeit verschiedenen Skalen und Cluster-Algorithmen*

Ordnung $\sqrt{\alpha_s}$ anstatt α_s . Für die Position des Maximums der ξ -Verteilung erhält man für Gluon-Jets [117]:

$$\xi^* = \frac{1}{2}\tau \left(1 + \frac{\rho}{24} \sqrt{\frac{48}{\beta\tau}} \right) + \mathcal{O}(1) \quad (9.23)$$

$$\text{mit } \beta = 11 - \frac{2n_f}{C_A}, \quad \rho = 11 + 2n_f/N_C^3$$

$$\tau = \ln \frac{\kappa_H}{\Lambda_{QCD}} .$$

Der führende relative Unterschied zwischen Quarks und Gluonen ergibt sich zu:

$$\frac{\Delta\xi^*}{\xi^*} = -\frac{w}{6\tau} \quad \text{mit} \quad w = 1 + \frac{n_f}{N_C^3} . \quad (9.24)$$

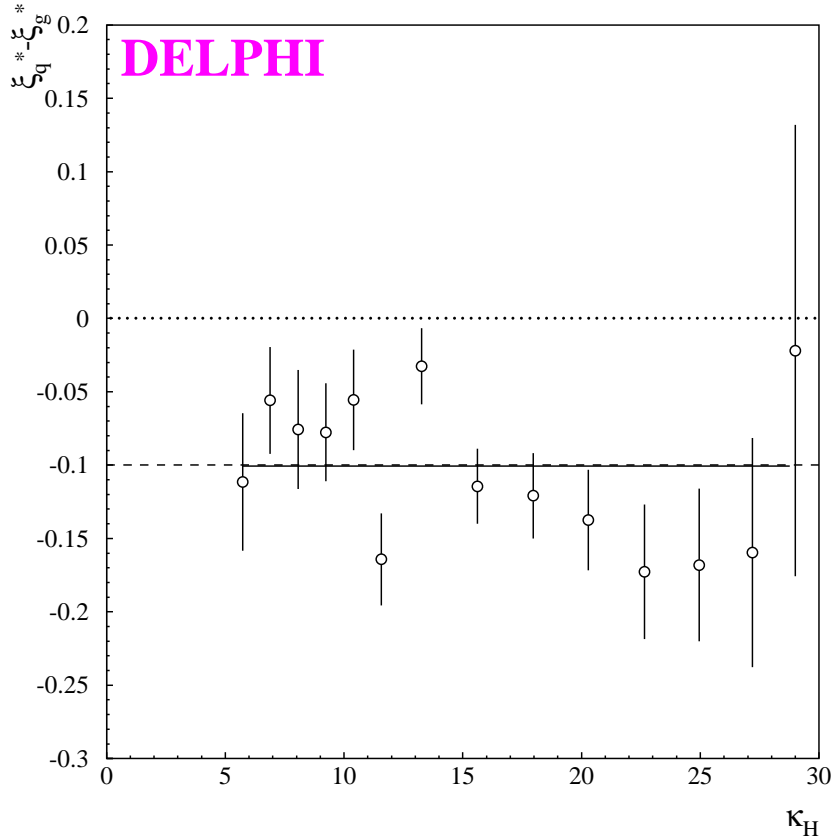


ABB. 9.63 : *Unterschied $\Delta\xi^*$ zwischen Quark- und Gluon-Jets.*
 Dargestellt ist der Fall unter Verwendung der Skala κ_H und des DURHAM-Algorithmus.

Somit ist das Maximum der Quark-Verteilung bei asymptotisch hohen Energien zur relativen Ordnung τ^{-1} zu kleineren Werten, d.h. zu größeren x_E , verschoben:

$$\Delta\xi^* = \xi_q^* - \xi_g^* \simeq \frac{1}{12} \left(1 + \frac{n_f}{N_C^3} \right) + \mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s}) \sim -0.1. \quad (9.25)$$

Man erwartet, daß nicht vernachlässigbare Korrekturen höherer Ordnung zu GL. 9.25 beitragen . Darüber hinaus kann es Unterschiede aufgrund von fehlerhaften Zuordnungen weicher Teilchen zu den einzelnen Jets geben. Bei den gegenwärtigen Energien kann man ebenfalls Rest-Verschiebungen aufgrund des Einflusses führender Teilchen erwarten.

Für den DURHAM-Algorithmus wird eine annähernd konstante Verschiebung zwischen den Quarks und den Gluonen von 0.10 ± 0.01 (s. ABB. 9.63) bzw. (0.05 ± 0.01) für die Skala κ_H bzw. die gemischten Skalen p_1^T und κ_H beobachtet. Im Falle des CAMBRIDGE-Algorithmus wird dagegen ein Anwachsen von kleinen Werten bei niedrigen Skalen zu $\Delta\xi^* \sim 0.15$ bei großen κ_H beobachtet. Im Falle der gemischten Skalen (κ_H, p_1^T) ist der Anstieg von $\Delta\xi^*$ mit der Skala schwach und $\Delta\xi^*$ ist mit 0 verträglich. Ein klare Interpretation des beobachteten Verhaltens scheint momentan nicht möglich.

9.5.2 Die Rapiditäten

ABB. 9.64 und 9.65 zeigen die Verteilungen der Rapidität $|\eta|$ in Gluon- und Quark-Jets in Abhängigkeit der Skala κ_H unter Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus. Zur besseren Erkennbarkeit sind die Daten durch ein Polynom fünften Grades angepaßt worden. Während sich die Verteilungen für große η angleichen, steigt die Höhe des Maximums der Rapiditätsverteilung mit der Skala κ_H an. Dieser Effekt ist bei den Gluon-Jets stärker ausgeprägt als in Quark-Jets. Der Einbruch bei kleinen Rapiditäten kann auf den Einfluß der Cluster-Algorithmus zurückgeführt werden.

Bei den Verhältnissen der Rapidität in Gluon- und Quark-Jets (nicht gezeigt) erkennt man in grober Näherung eine plateau-artige Struktur im Bereich der zentralen Rapidität für $|\eta| < 2$. Die Höhen dieser Plateaus entsprechen den Multiplizitätsverhältnissen in Gluon- und Quark-Jets im betrachteten Bereich der Rapidität und sind in TAB. 9.17 angegeben. Die Abhängigkeit dieses Verhältnisses ist in ABB. 9.66 als eine Funktion von

$$L = \ln \left((2\kappa_H)^2 / \Lambda_{QCD}^2 \right)$$

dargestellt. Wie in [98] ist Λ_{QCD} hier zu 220 MeV gewählt worden. Zum Vergleich der Entwicklung mit der Skala ist bei $L = 12$ (entspricht $\kappa_H \simeq 44 \text{ GeV}$) der entsprechende Wert der OPAL Kollaboration aus [125] eingezeichnet worden. Im betrachteten Bereich der Rapidität erkennt man deutlich einen Anstieg des Multiplizitätsverhältnisses in Gluon- und Quark-Jets mit der Skala. Bei asymptotisch großen Skalen sollte im Limes das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F erreicht werden.

$\kappa_H \text{ GeV}$	$N_g/N_q(\eta < 2)$
5.2	1.32 ± 0.03
7.4	1.29 ± 0.02
9.8	1.36 ± 0.02
12.1	1.44 ± 0.02
15.6	1.56 ± 0.02
20.3	1.63 ± 0.02
25.0	1.66 ± 0.02
28.4	1.74 ± 0.05
$\simeq 44.$	1.815 ± 0.038

TAB. 9.17 : **Multiplizitätsverhältnisse im Bereich der Rapidität $|\eta| < 2$ (CAMBRIDGE-Algorithmus)**

Der letzte Datenpunkt stammt aus [125]. Alle Datenpunkte sind nur mit ihrem statistischen Fehler angegeben.

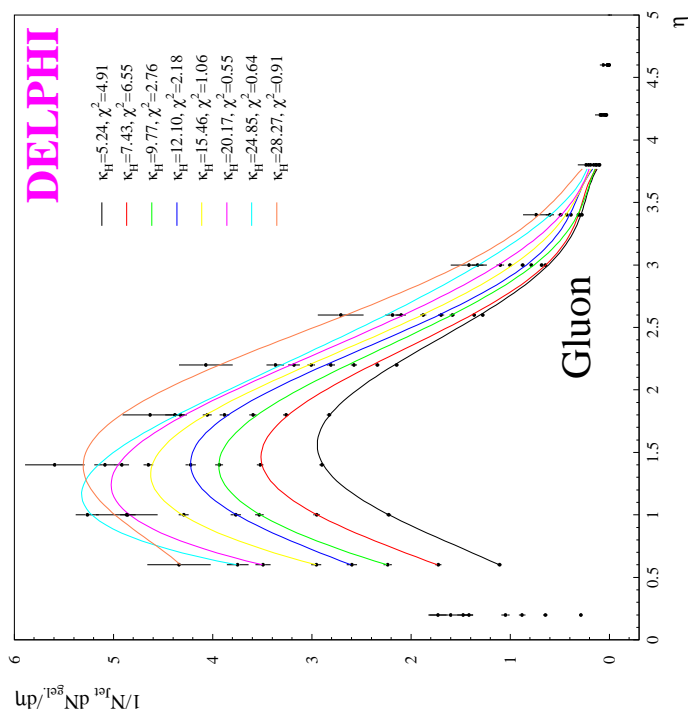


ABB. 9.65 : Rapiditätsverteilungen für Gluon-Jets bei verschiedenen Skalen κ_H unter Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus

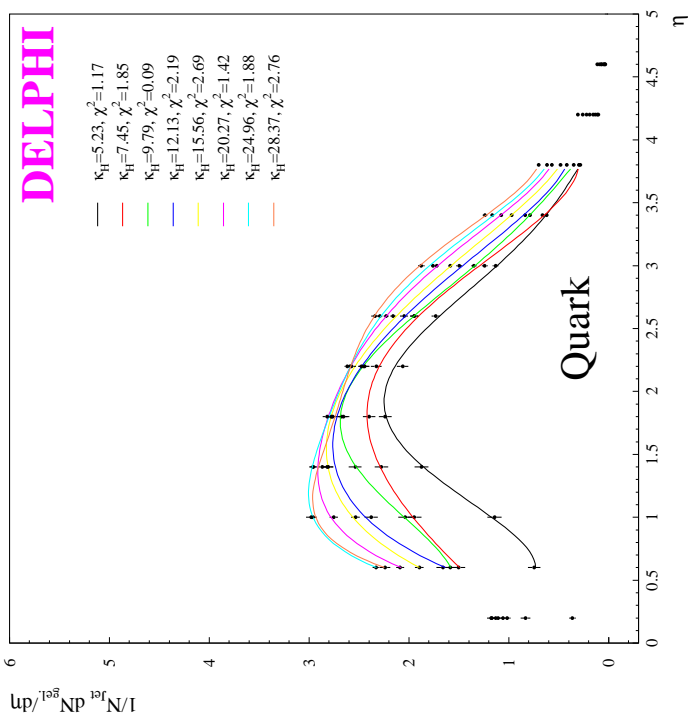


ABB. 9.64 : Rapiditätsverteilungen für Quark-Jets bei verschiedenen Skalen κ_H unter Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus

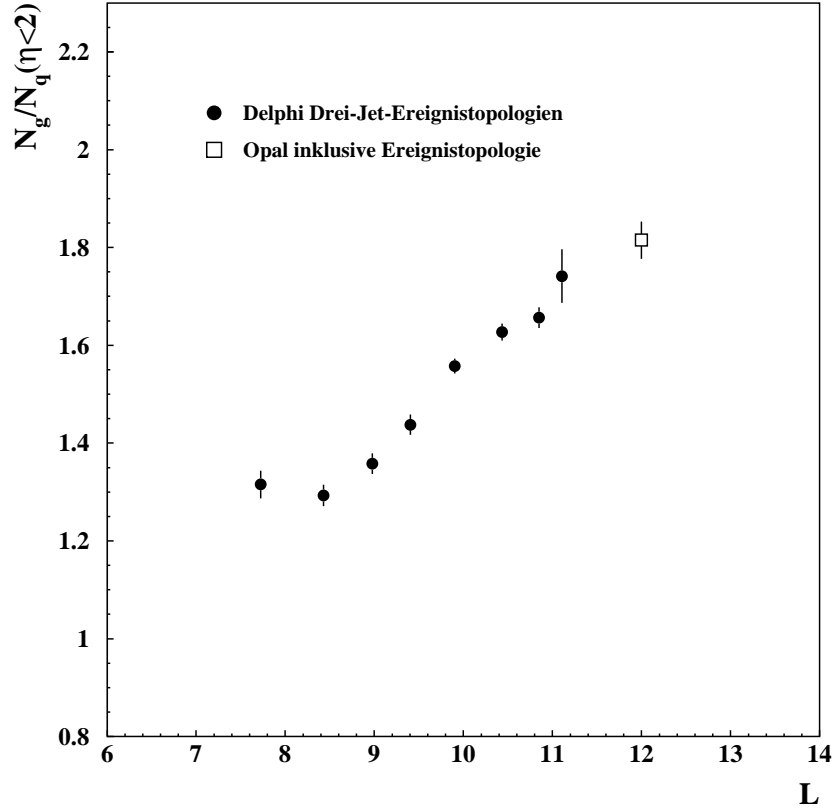


ABB. 9.66 : *Multiplizitätsverhältnisse im zentralen Bereich der Rapidität in Abhängigkeit der Skala L*

Der letzte Datenpunkt stammt aus [125].

9.5.3 Eine Untersuchung der Jet-Skalen

In ABB. 9.67 sind die Mittelwerte der Jet-Breite,

$$\beta = \frac{\sum |\vec{p}_i \times \vec{r}_{Jet}|}{2 \sum |\vec{p}_i|}, \quad (9.26)$$

als Funktion verschiedener Jet-Skalen unter Verwendung des DURHAM-Algorithmus gezeigt. Die \vec{p}_i sind die Impulse der Spuren, die zu einem Jet gehören und \vec{r}_{Jet} bezeichnet die entsprechende Jet-Richtung. Im Falle des CAMBRIDGE-Algorithmus ergibt sich ein analoges Bild (s. 9.68). Die in GL. 9.1 definierte Variable β ist wie schon in KAP. 9.1.5 in Analogie zu der Ereignisform-Variablen B [101] konstruiert worden, um eine quantitative Messung der Winkel der Teilchen bezüglich der Jet-Achse, d.h. der „Breite“ des Jets, zu erhalten. Es wird beobachtet, daß Gluon-Jets breiter sind als Quark-Jets (siehe die Daten in ABB. 9.67 bzw. 9.11), wie es auch von der unterschiedlichen Farbstruktur der Quarks und Gluonen erwartet wird (siehe dazu auch KAP. 9.1.5). Das Verhältnis Gluon/Quark der mittleren Werte von β ist bei Verwendung der Skala κ_H typischerweise $\simeq 1.4 - 1.5$.

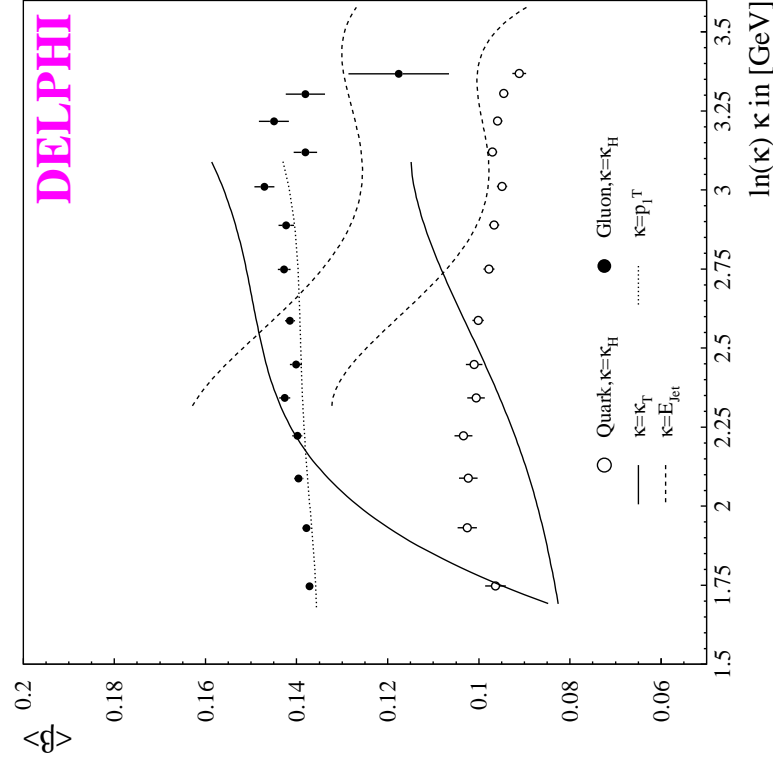


ABB. 9.68 : Mittelwerte der Jet-Breite β als Funktion verschiedener Jet-Skalen (CAMBRIDGE-Algorithmus)

Die gestrichelten, gepunkteten und durchgezogenen Kurven sind Anpassungen eines Polynoms vierten Grades an die $\kappa = \kappa_T$, $\kappa = p_T$ und $\kappa = E_{jet}$ Resultate. ANH. D

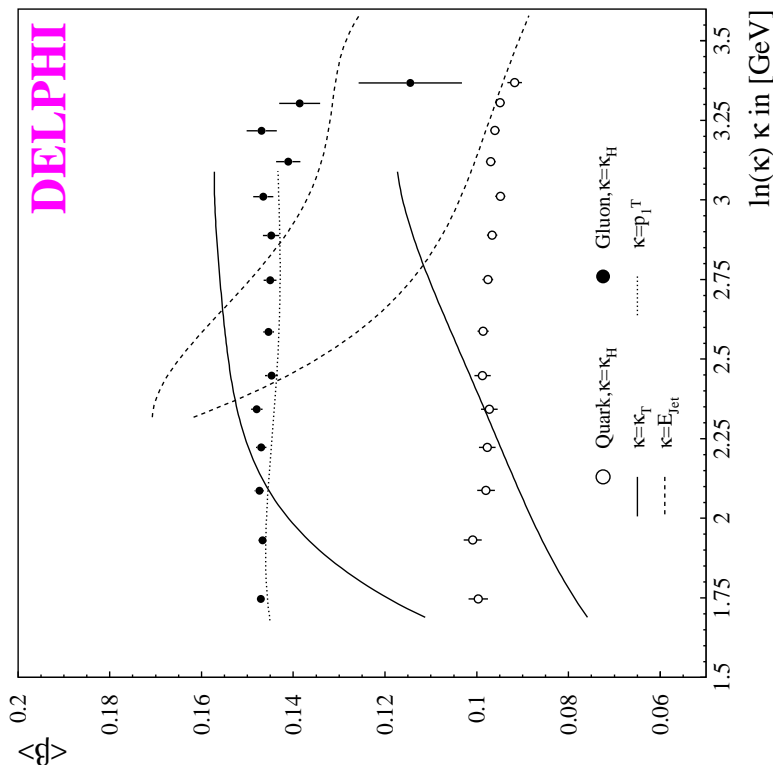


ABB. 9.67 : Mittelwerte der Jet-Breite β als Funktion verschiedener Jet-Skalen (DURHAM-Algorithmus)

Die gestrichelten, gepunkteten und durchgezogenen Kurven sind Anpassungen eines Polynoms vierten Grades an die $\kappa = \kappa_T$, $\kappa = p_T$ und $\kappa = E_{jet}$ Resultate. ANH. D

Wählt man stattdessen die Jet-Energie E_{Jet} als eine intuitive Skala, beobachtet man einen starken Abfall von β mit steigenden Skalenwerten. Alternativ führt die Verwendung des transversalen Jet-Impulses als Jet-Skala zu einem starken Anstieg mit steigenden Skalenwerten (siehe die Linien in ABB. 9.67 und ABB. 9.68).

Die annähernde Konstanz von $\langle \beta \rangle$ bei Verwendung der Skala κ_H impliziert, daß hier die longitudinalen und die transversalen Impulse so skalieren, wenn sich κ_H erhöht, wie man es für eine geeignete Energieskala erwarten würde. Diese Skala berücksichtigt also Phasenraum-Effekte in einer richtigen Art und Weise und macht so Jets aus verschiedenen Topologien vergleichbar. Dadurch wird nun erstmalig die Beschränkung auf Y- oder Mercedes-Ereignisse aufgehoben. Dieses Verhalten ist ähnlich für die Skala p_1^T (siehe die gepunktete Linie in ABB. 9.67 und ABB. 9.68).

Ein analoges Verhalten wird für die Ereignisform-Variable B als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beobachtet [126]. Die in diesem Fall beobachtete kleine Energieabhängigkeit kann auf das „Running“ von α_s und auf Power-Korrekturen [127] zurückgeführt werden. Das offensichtlich ganz andere Verhalten für die Skalen E_{Jet} und κ_T weist stark darauf hin, daß diese Variablen als Skala ungeeignet sind.

ABB. 9.69 zeigt den Vergleich der Quark-Fragmentationsfunktion für festes x_E als Funktion der Skala κ_H gemeinsam mit den gemessenen Quark-Fragmentationsfunktionen von Niederenergie e^+e^- -Experimenten [128] und bei höheren Schwerpunktsenergien mit DELPHI. Diese Datenverteilungen sind aus e^+e^- -Ereignissen durch Skalierung mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ gewonnen, um die unterschiedliche Zahl der primären Partonen zu berücksichtigen. Eine gute Übereinstimmung ist sowohl in der Normalisierung als auch in den Neigungen der Daten zu erkennen. Dies ist eine *a posteriori* Rechtfertigung dieser Analyse und liefert einen neuen Zugang zum Studium dynamischer Abhängigkeiten der Hadron-Verteilungen.

ABB. 9.70 zeigt die Gluon-Fragmentationsfunktionen für feste x_E als Funktion der Skala κ_H . Die erhaltenen Resultate aus dem gesamten Datensatz und denen aus symmetrischen Ereignissen stimmen gut überein. Dies ist nicht der Fall, wenn man zum Beispiel E_{Jet} als Skala wählt (siehe dazu auch [129] und KAP. 8). Die gute Übereinstimmung der Quark-Verteilungen aus Drei-Jet-Ereignissen mit den e^+e^- -Daten und der symmetrischen Gluon-Jets mit den Gluonen aus allen Topologien deutet wiederum daraufhin, daß $\kappa_H = E \cdot \sin \theta/2$ eine relevante Skala für dynamische Untersuchungen der Eigenschaften von Jets ist.

Das erwartete Potenzverhalten mit der Skala wird in der log-log Darstellung als lineares Verhalten sichtbar. Es ist angepaßt durch:

$$D(x_E, \kappa) = a(x_E) \cdot \kappa^{b(x_E)}, \quad (9.27)$$

und durch durchgezogene Linien in den ABB. 9.69 und 9.70 dargestellt. Das typische Verhalten der Skalenverletzung wird in beiden Abbildungen beobachtet: Ein starker Abfall bei großem x_E verringert sich mit fallendem x_E . Die Neigung verschwindet dann (bei

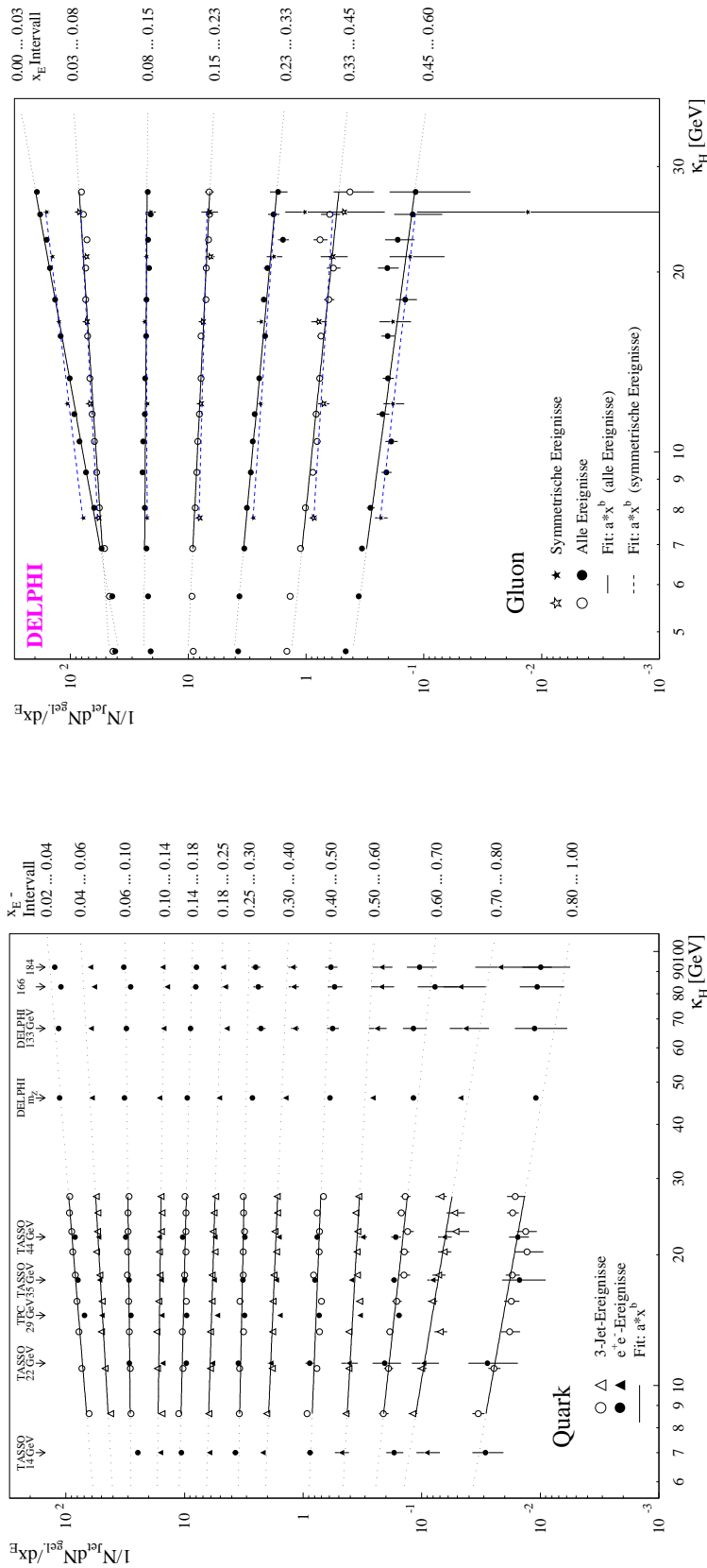


ABB. 9.69 : Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus)

Die Referenzdaten stammen aus Nieder- und Höherenergie-Experimenten. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassung eines Potenzgesetzes. Der gepunktete Teil der Limie ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs.

ABB. 9.70 : Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus)

Die durchgezogenen (gestrichelten) Linien resultieren aus Anpassungen eines Potenzgesetzes an alle (an die symmetrischen) Ereignisse. Der gepunktete Teil der Linien ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs.

$x_E \sim 0.1$) und wandelt sich schließlich in einen Anstieg bei kleinen x_E . Der Anstieg bei kleinen x_E verursacht den Anstieg der Multiplizität in Abhängigkeit der Skala [6] (vergleiche auch ABB. 9.56 bis 9.61). Das Verhalten der Skalenverletzung ist bei Gluonen viel stärker ausgeprägt als bei Quarks. Dies wird wiederum wegen der höheren Farbladung der Gluonen erwartet.

9.5.4 Die Skalenverletzungen

In der vorliegenden Arbeit zeigen ABB. 9.71 und 9.72 die gemessenen Quark- und Gluon-Fragmentationsfunktionen der am Z-Pol selektierten Drei-Jet-Ereignisse als eine Funktion der Skala κ_H unter Verwendung des DURHAM-Algorithmus. ABB. 9.73 und 9.74 zeigen das analoge Ergebnis unter Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus. ABB. 9.75 und 9.76 zeigen die entsprechenden Resultate für die Gluon-Fragmentationsverteilungen als eine Funktion der Skala p_1^T , sowohl unter Verwendung des DURHAM als auch des CAMBRIDGE-Algorithmus. Eine Anpassung der Fragmentationsfunktionen, die eine simultane DGLAP-Entwicklung beinhaltet, ist in den Abbildungen ebenfalls gezeigt. Bei der Betrachtung nicht zu kleiner x_E ($x_E \gtrsim 0.15$) fallen die Interjet-Teilchen durch die implizite Beschränkung auf die Teilchen mit großem Impulsanteil nicht ins Gewicht. Somit kann man die verbleibenden Teilchen einem einzelnen Jet im Gegensatz zu den Multiplizitätsmessungen gut zuordnen.

	Quark-Jets		Gluon-Jets	
a_1	-4.74	± 0.22	-6.27	± 0.32
a_2	0.58	± 0.10	0.28	± 0.19
a_3	0.059	± 0.011	0.011	± 0.003
a_4	1.024	± 0.070	1.29	± 0.10
$C_A = 2.97 \pm 0.12$				
$\Lambda_{\text{QCD}} = (397 \pm 113) \text{ MeV}$				

TAB. 9.18 : **Parameter der simultan angepaßten Fragmentationsfunktionen bei $\kappa_{H,0} = 5.5 \text{ GeV}$**

Die Fehler sind angegeben unter Vernachlässigung der Korrelationen zwischen den Parametern ($\chi^2/n.d.f \sim 1.4$, DURHAM-Algorithmus).

Für die Entwicklung sind die Fragmentationsfunktionen gemäß GL. 4.15 bei $\kappa_{H,0} = 5.5 \text{ GeV}$ über einen x_E Bereich von $0.15 \leq x_E \leq 0.9$ parametrisiert worden. Die Parameter der Anpassung sind im Falle des DURHAM-Algorithmus und der Skala κ_H in TAB. 9.18 gegeben. Parametrisierungen für die Skala p_1^T bzw. den CAMBRIDGE-Algorithmus finden sich in Anhang D. Für die Anpassung wurde der Bereich $6.5 \text{ GeV} \leq \kappa_H \leq 28 \text{ GeV}$ benutzt. Um eine Parametrisierung der Fragmentationsfunktion über einen weiten Bereich

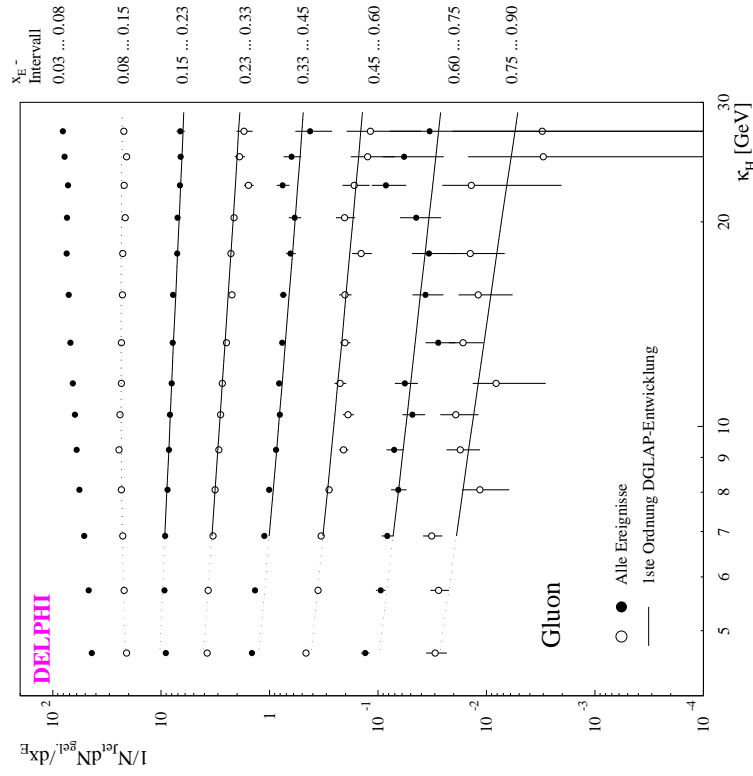


ABB. 9.71 : Skaleneabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktionen (DURHAM-Algorithmus)

Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der DGLAP-Entwicklung an die Fragmentationsfunktionen. Der gepunktete Teil der Kurve ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. ANH. D

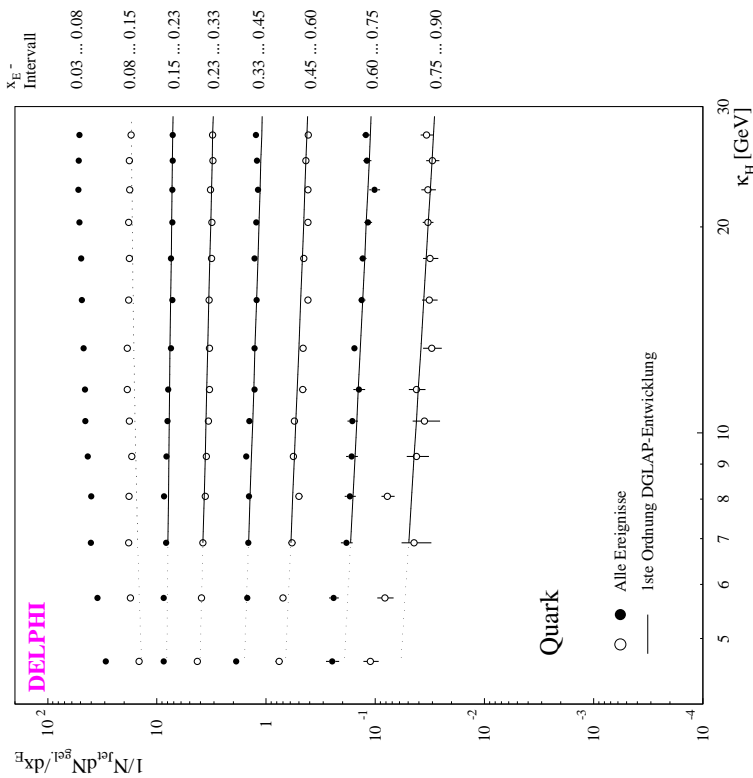


ABB. 9.72 : Skaleneabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (DURHAM-Algorithmus)

Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der DGLAP-Entwicklung an die Fragmentationsfunktionen. Der gepunktete Teil der Kurve ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. ANH. D

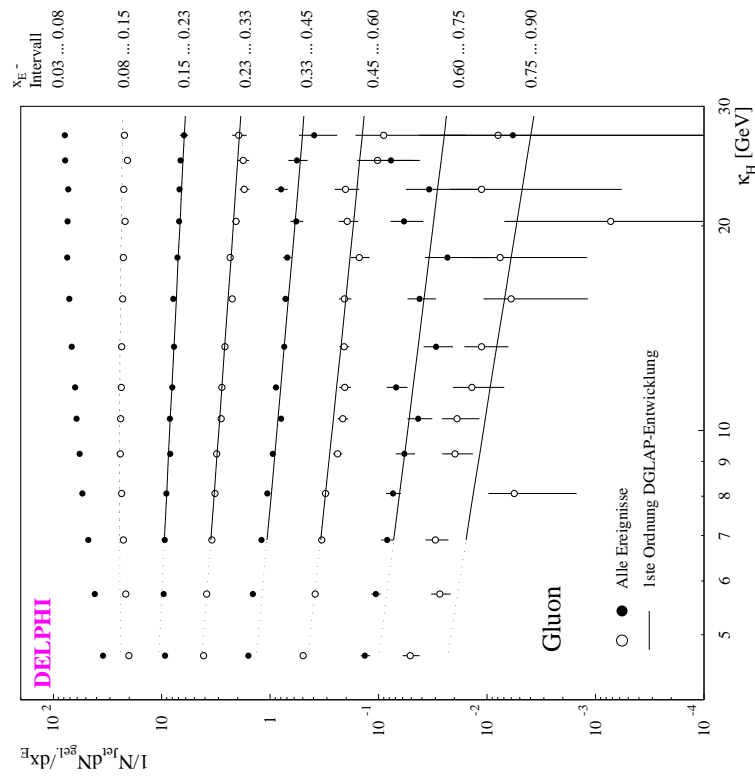


ABB. 9.74 : *Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (CAMBRIDGE-Algorithmus)*

Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der DGLAP-Entwicklung an die Fragmentationsfunktionen. Der gepunktete Teil der Kurve ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. ANH. D

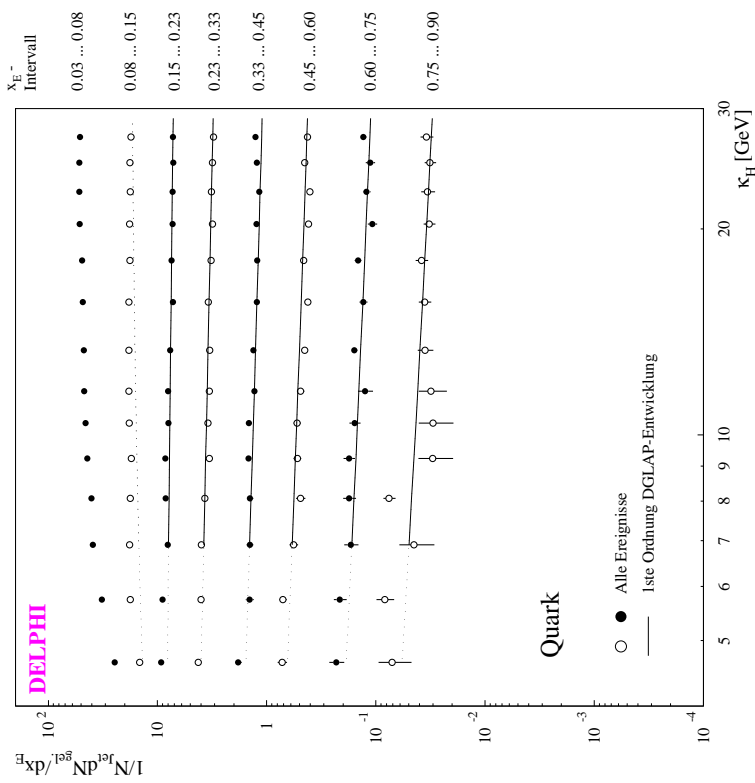


ABB. 9.73 : *Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktionen (CAMBRIDGE-Algorithmus)*

Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der DGLAP-Entwicklung an die Fragmentationsfunktionen. Der gepunktete Teil der Kurve ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. ANH. D

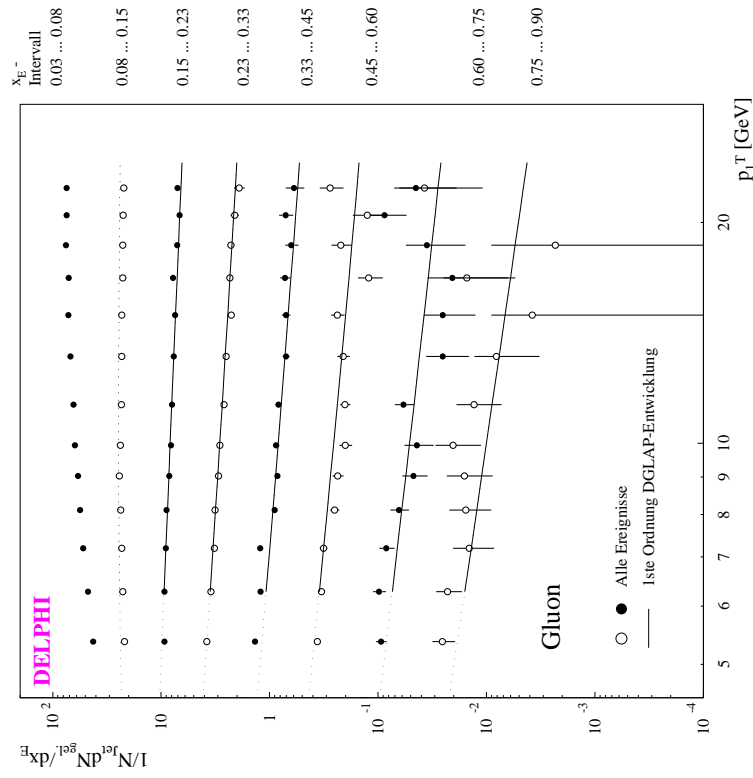


ABB. 9.76 : Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (CAMBRIDGE-Algorithmus)

Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der DGLAP-Entwicklung an die Fragmentationsfunktionen. Der gepunktete Teil der Kurve ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. ANH. D

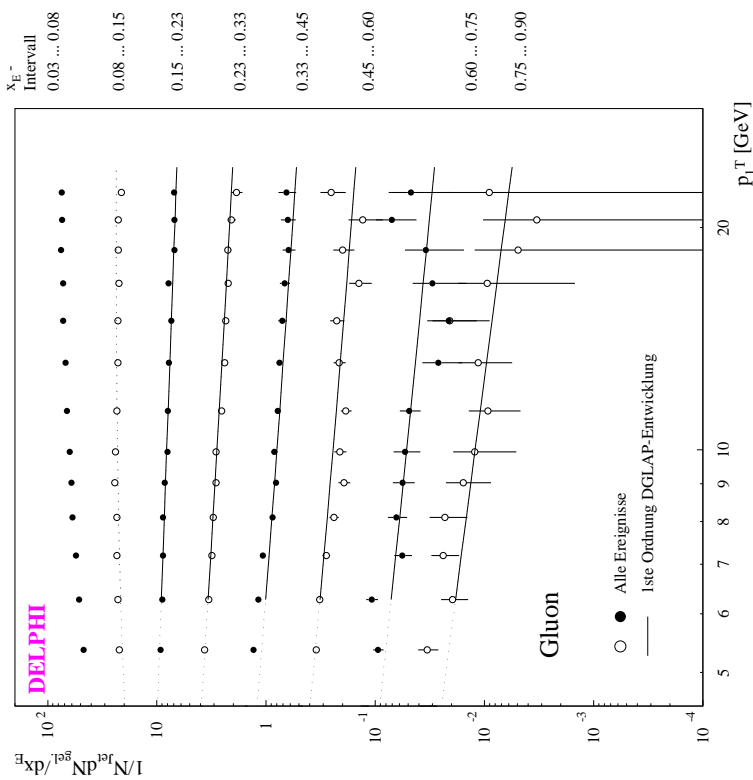


ABB. 9.75 : Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (DURHAM-Algorithmus)

Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der DGLAP-Entwicklung an die Fragmentationsfunktionen. Der gepunktete Teil der Kurve ist die Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. ANH. D

von der Skala κ_H zu erhalten, kann man einen Ansatz ähnlich zu dem in [130] benutzen. Die Anpassung liefert die Parameter:

$$\begin{aligned}
 D(x, \kappa^2) &= N_{g,q} \cdot x_{g,q}^\alpha (1-x)_{g,q}^\beta (1+x)_{g,q}^\gamma \\
 \text{mit } N_g &= 19.234 - 14.651 \cdot \tilde{s} \\
 \alpha_g &= -1.3370 \cdot \tilde{s} \\
 \beta_g &= 3.0574 - 2.1984 \cdot \tilde{s} \\
 \gamma_g &= -10.836 \cdot \tilde{s} \\
 \text{und } N_q &= 23.026 - 24.217 \cdot \tilde{s} + 16.732 \cdot \tilde{s}^2 \\
 \alpha_q &= -1.5052 \cdot \tilde{s} + 1.1115 \cdot \tilde{s}^2 \\
 \beta_q &= 2.3813 - 4.8667 \cdot \tilde{s} + 3.9190 \cdot \tilde{s}^2 \\
 \gamma_q &= -18.930 \cdot \tilde{s} + 12.265 \cdot \tilde{s}^2
 \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet \tilde{s} die Skalenvariable

$$\tilde{s} = \ln \frac{\ln(\kappa^2/\Lambda^2)}{\ln(\kappa_0^2/\Lambda^2)}$$

mit $\kappa_0 = 2 \text{ GeV}$ und $\Lambda = 190 \text{ MeV}$. Diese Parametrisierung ist im Interval $0.15 \leq x_E \leq 0.75$ im Falle der Gluon-Fragmentationsfunktion und im Interval $0.15 \leq x_E \leq 0.9$ im Falle der Quark-Fragmentationsfunktion (s. ABB. 9.77 und 9.78) gültig. Parametrisierungen für die Skala p_1^T bzw. für den CAMBRIDGE-Algorithmus finden sich in Anhang D.

Aus der Anpassung der Fragmentationsfunktionen in Abhängigkeit von κ_H , die man unter Verwendung des DURHAM-Algorithmus erhält, ist das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F bestimmt worden zu:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.23 \pm 0.09_{stat.} \pm 0.06_{sys.}, \quad (9.28)$$

in guter Übereinstimmung mit der Erwartung von $C_A/C_F = 2.25$. Der QCD-Skalenparameter hat in führender Ordnung einen angepaßten Wert von $\Lambda_{\text{QCD}} = (397 \pm 113) \text{ MeV}$, bei einem $\chi^2/n.d.f. \sim 1.4$ bei 134 Freiheitsgraden.

Ein systematischer Fehler auf C_A/C_F wird aus den in TAB. 9.19 angeführten Quellen bestimmt, welche bereits in KAP. 9.5.1 diskutiert worden sind. Um systematische Fehler ähnlich wie statistische Fehler behandeln und interpretieren zu können, wird auch hier die Hälfte der Differenz des Wertes, den man erhält, wenn ein Parameter von seinem zentralen Wert modifiziert wird, als systematische Unsicherheit angeführt. Die einzelnen Fehler addieren sich dann quadratisch.

Das Verhalten der Daten für Werte von $x_E \gtrsim 0.1$ wird gut durch die DGLAP-Entwicklung wiedergegeben. Die gute Übereinstimmung festigt die Interpretation als Skalenverletzung. Wiederum ist hier die Skala E_{Jet} kritisch zu betrachten, da die Anpassung in diesem Fall

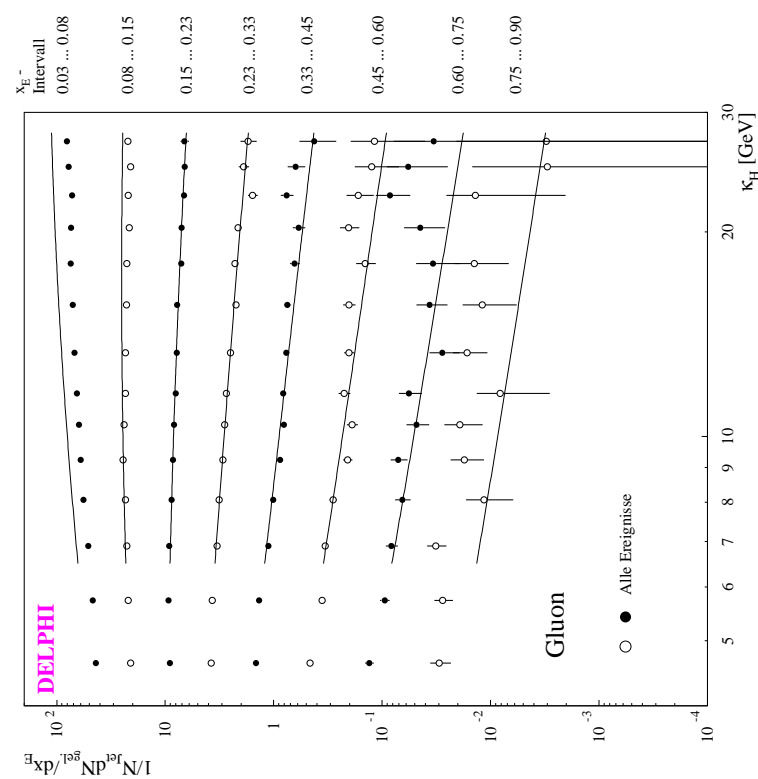


ABB. 9.78 : Skalenabhängige Parametrisierung der Gluon-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus)

Die durchgezogene Linie ist die simultane Anpassung einer energieabhängigen Parametrisierung der Fragmentationsfunktion.

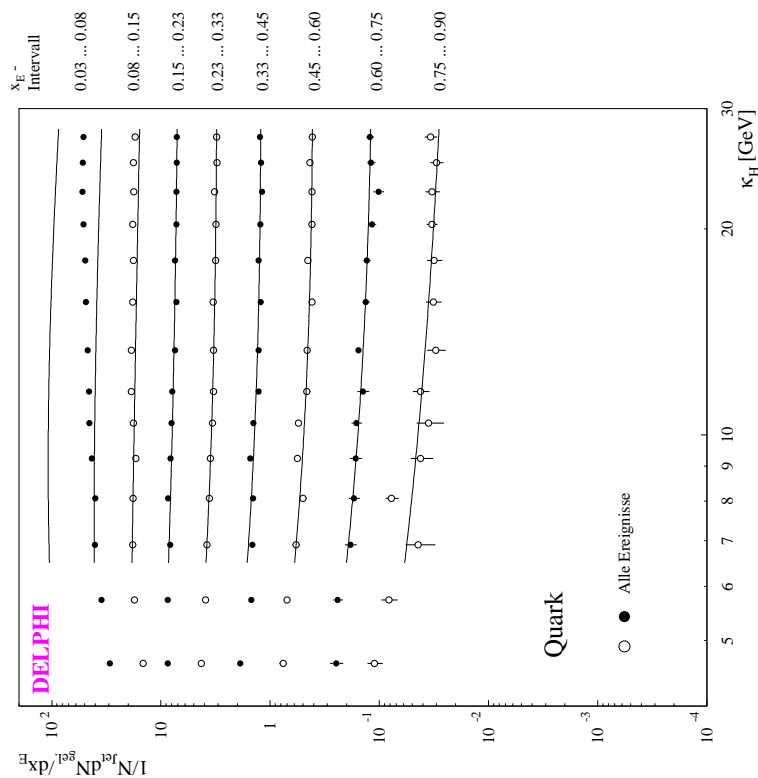


ABB. 9.77 : Skalenabhängige Parametrisierung der Quark-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus)

Die durchgezogene Linie ist die simultane Anpassung einer energieabhängigen Parametrisierung der Fragmentationsfunktion.

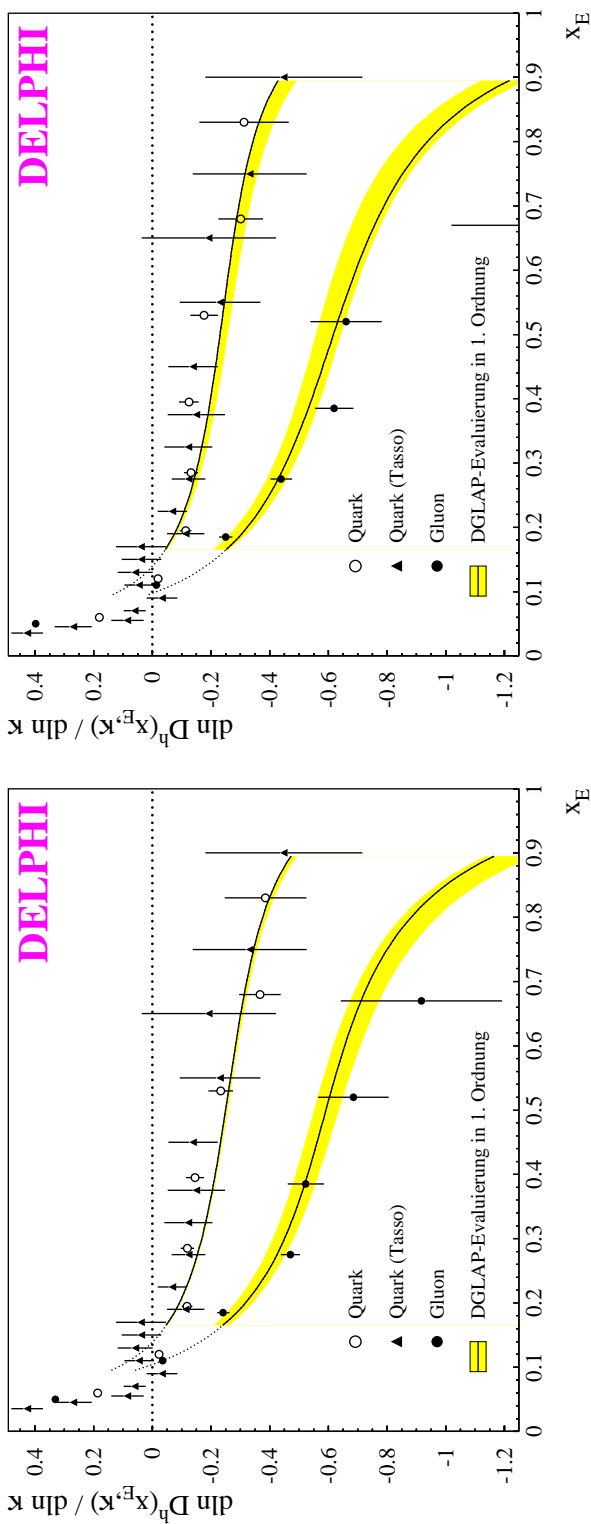


ABB. 9.79 : Vergleich der Skalenverletzung von Quark- und Gluon-Jets (DURHAM-Algorithmus, $\kappa_q = \kappa_H, \kappa_g = \kappa_H$)

ABB. 9.80 : Vergleich der Skalenverletzung von Quark- und Gluon-Jets (CAMBRIDGE-Algorithmus, $\kappa_q = \kappa_H, \kappa_g = p_1^T$)

Die durchgezogenen Kurven zeigen das Ergebnis der Anpassung der DGLAP-Entwicklung. Der gepunktete Teil der Kurve entspricht der Extrapolation außerhalb des Anpassungsbereichs. Der grau schattierte Bereich erhält man, indem man den Wert von C_A im Rahmen des Anpassungsfehlers variiert.

☛ ANH. D

☛ ANH. D

Quellen systematischer Fehler	rel. Fehler
Minimale Anzahl von Spuren je Jet	0.5%
Minimaler Winkel zwischen den Jets und dem Strahl	0.7%
c verringerte Ereignis Menge	0.5%
Variation der Zuordnung der Parton-Jets	2.4%
Summe	2.6%

TAB. 9.19 : *Quellen systematischer Fehler für C_A/C_F*

ein unphysikalisches Ergebnis für Λ_{QCD} ($\Lambda_{QCD} \geq 2 GeV$) liefert. Die Skala κ_T ist wegen eines schlechten $\chi^2/n.d.f.$ von ungefähr 2 ungeeignet. Eine andere mögliche Wahl der Skalen, nämlich eine Kombination der „Hardness“-Skala κ_H für die Quark-Jets und der Skala p_1^T für die Gluon-Jets (wie von GL. 8.3 vorhergesagt) liefert:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.14 \pm 0.09_{stat.} \quad (9.29)$$

in Übereinstimmung mit dem obigen Resultat. Hierbei ist für die p_1^T Skala ein Bereich von $6 GeV \leq p_1^T \leq 27.5 GeV$ verwendet worden. Λ_{QCD} hat einen angepaßten Wert von $\Lambda_{QCD} = (404 \pm 114) MeV$ bei einem $\chi^2/n.d.f. \sim 1.4$.

Die entsprechenden Resultate für den CAMBRIDGE-Cluster-Algorithmus lauten:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.44 \pm 0.12_{stat.}, \quad \Lambda_{QCD} = (280 \pm 102) MeV \quad \text{und} \quad (9.30)$$

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.35 \pm 0.12_{stat.}, \quad \Lambda_{QCD} = (292 \pm 104) MeV, \quad (9.31)$$

für die Skala κ_H bzw. die gemischten Skalen bei einem vergleichbaren $\chi^2/n.d.f.$ von ~ 1.4 . Die systematischen Unsicherheiten führen zu ähnlichen Resultaten in C_A/C_F wie bei den Ergebnissen aus GL. 9.28.

Das statistisch gewichtete Mittel der Ergebnisse aus GL. 9.28-9.31 wird als zentrales Resultat angegeben:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.26 \pm 0.09_{stat.} \pm 0.06_{sys.} \pm 0.12_{Clus.,Skala}. \quad (9.32)$$

Der statistische und der experimentelle systematische Fehler sind unter der Annahme, daß die Ergebnisse vollständig korreliert sind, als das Minimum der obigen Ergebnisse angenommen worden. Um die Unsicherheiten des Cluster-Algorithmus und der Wahl der Skalen zu berücksichtigen, ist die Standardabweichung der vier einzelnen Ergebnisse vom Mittelwert als zusätzlicher Fehler angegeben.

In ABB. 9.79 und 9.80 sind die Steigungen, die man aus den Anpassungen (GL. 9.27) an die Quark- und Gluon-Jets erhält, sowohl für den DURHAM-Algorithmus für die Skala κ_H als auch für den CAMBRIDGE-Algorithmus für die gemischten Skalen als Funktion von x_E dargestellt. Das typische Muster der Skalenverletzung ist direkt erkennbar. Die Daten werden durch die DGLAP-Erwartung für Quarks und Gluonen (siehe die Linien in ABB. 9.79 und 9.80) sehr gut beschrieben. Darüber hinaus sind die Steigungen der Quark-Fragmentationsfunktionen in sehr guter Übereinstimmung mit den Niederenergie-Daten von TASSO [128]. Die stärkere Skalenverletzung für Gluonen verglichen mit den Quarks ist in der höheren Farbladung der Gluonen begründet. Für die Gluonen ist auch die Variation des angepaßten C_A innerhalb der statistischen Fehler durch ein grau schattiertes Band dargestellt. Dies zeigt, daß diese Messung eine hohe Sensitivität auf den Farbfaktor C_A besitzt.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Kapitels wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- ▶ Eine Messung der Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen in stabile Hadronen wurde als eine Funktion der Jet-Skalen κ_H und p_1^T präsentiert.
- ▶ Die Energieabhängigkeit der ξ -Verteilungen illustriert sowohl den Anstieg der Teilchenmultiplizität mit der Skala als auch die Skalenverletzung der Fragmentationsfunktionen.
- ▶ Die Rapiditätsverteilungen und die Verhältnisse der Plateaus in den Rapiditätsverteilungen von Quark- und Gluon-Jets sind in Abhängigkeit der Jet-Skala bestimmt worden.
- ▶ Die Wahl einer geeigneten Jet-Skala (κ_H, p_1^T) erlaubt es, Jets aus unterschiedlichen Topologien miteinander zu vergleichen und hebt erstmals die Beschränkung auf Y- oder Mercedes-Ereignisse auf.
- ▶ Die beobachtete gute Übereinstimmung der gemessenen Quark-Fragmentationsfunktionen und der Fragmentationsfunktionen, die man aus Daten von e^+e^- -Experimenten bei Energien unterhalb und oberhalb der Z-Resonanz erhält, ist ein starker Hinweis auf die Richtigkeit der gewählten Jet-Skalen.
- ▶ Skalenverletzungen sind sowohl für Quark-Jets als auch für Gluon-Jets eindeutig beobachtet worden. In Gluon-Jets ist dies zugleich ein Nachweis des Drei-Gluon-Vertex, eines der grundlegenden Bestandteile der QCD. Die beobachtete Skalenverletzung ist in Gluon-Jets viel stärker ausgeprägt als in Quark-Jets.
- ▶ Das Verhältnis der Farbfaktoren

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.26 \pm 0.09_{stat.} \pm 0.06_{sys.} \pm 0.12_{Clus.,Skala}$$

erhält man aus der Skalenverletzung in Gluon- und Quark-Jets, indem die Quark- und Gluon-Fragmentationsfunktionen simultan durch eine Entwicklung der DGLAP-Gleichungen in erster Ordnung QCD angepaßt worden sind. Dieses Ergebnis ist vergleichbar mit den präzisesten Messungen dieses Verhältnisses aus Multiplizitäten in Quark- und Gluon-Jets [6] und aus Vier-Jet-Winkelverteilungen [131].

- ▶ Eine Parametrisierung der Quark- und Gluon-Fragmentationsfunktionen ist sowohl bei einer festen Referenzskala $\kappa_0 = 5.5 GeV$ als auch skalenabhängig für einen großen Bereich von κ_H angegeben worden.

9.6 Multiplizitäten geladener Teilchen in Gluon- und Quark-Jets und deren Skalenabhängigkeit

Aus der Integration der Fragmentationsfunktion D gewinnt man die Teilchenmultiplizität:

$$n = \int D(x_E) dx_E \quad .$$

Die Analyse der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets und in $q\bar{q}g$ -Ereignissen ist ausführlich in [2] behandelt. Hier sollen der Vollständigkeit halber nur kurz die zentralen Ergebnisse dargestellt werden. Außerdem wird eine neuere, verbesserte theoretische Vorhersage [98, 102] unter Berücksichtigung von Effekten endlicher Energie („Recoil Effect“) und Einschränkungen des Phasenraumes aufgrund von Winkelschnitten mit den Daten der Teilchenmultiplizität in $q\bar{q}g$ -Ereignissen verglichen.

9.6.1 Multiplizitäten in identifizierten Gluon- und Quark-Jets

Aus der Änderung der Multiplizitäten mit der Skala kann man Informationen über die relativen Farbladungen von Quark und Gluonen gewinnen. Unter der Annahme der Gültigkeit der perturbativen QCD-Vorhersage, erreicht das Verhältnis der geladenen Teilchenmultiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets (N_{Gluon}/N_{Quark}) bei großen Skalen κ einen konstanten Wert (annähernd das Verhältnis der Farbfaktoren). Trivialerweise impliziert dies, daß sich das Verhältnis der Steigungen der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets demselben Grenzwert nähert. Dies ist eine direkte Konsequenz aus der Regel von de l'Hôpital [132] und auch direkt ersichtbar aus der Linearität der Ableitung:

$$\text{bei großen Skalen: } N_{Gluon}(\kappa) = C \cdot N_{Quark}(\kappa); \quad \frac{dN_{gluon}/d\kappa}{dN_{quark}/d\kappa} = C \quad , \quad (9.33)$$

d.h. die QCD-Vorhersage des Verhältnisses der Multiplizitäten ist analog auf das Verhältnis der Steigungen der Teilchenmultiplizitäten anwendbar. Tatsächlich wird erwartet, daß das Verhältnis der Steigungen näher an der QCD-Vorhersage als das Verhältnis der Multiplizitäten selber liegt, da es weniger von nicht-perturbativen Effekten beeinflußt wird.

ABB. 9.81a) zeigt die Multiplizität in Gluon- und Quark-Jets als Funktion der „Hardness“-Skala κ_H . Für beide Multiplizitäten wird annähernd ein logarithmischer Anstieg mit κ_H beobachtet, der ca. zweimal so groß für Gluon-Jets als für Quark-Jets ist. Bereits an dieser Stelle erkennt man qualitativ die Bestätigung der QCD-Vorhersage. Ein stärkerer Anstieg der Multiplizität in Gluon-Jets wurde bereits in einer unseren früheren Veröffentlichungen angemerkt [3], wo jedoch die Jet-Energie als Skala gewählt wurde. Mittlerweile ist diese Beobachtung auch durch andere Messungen bestätigt [57, 135, 136] und auf verschiedene Skalen ausgedehnt [96] worden. *Monte Carlo*-Simulationen (hier nicht gezeigt) sagen einen Anstieg der Multiplizitäten voraus, der in guter Übereinstimmung mit den Daten ist.

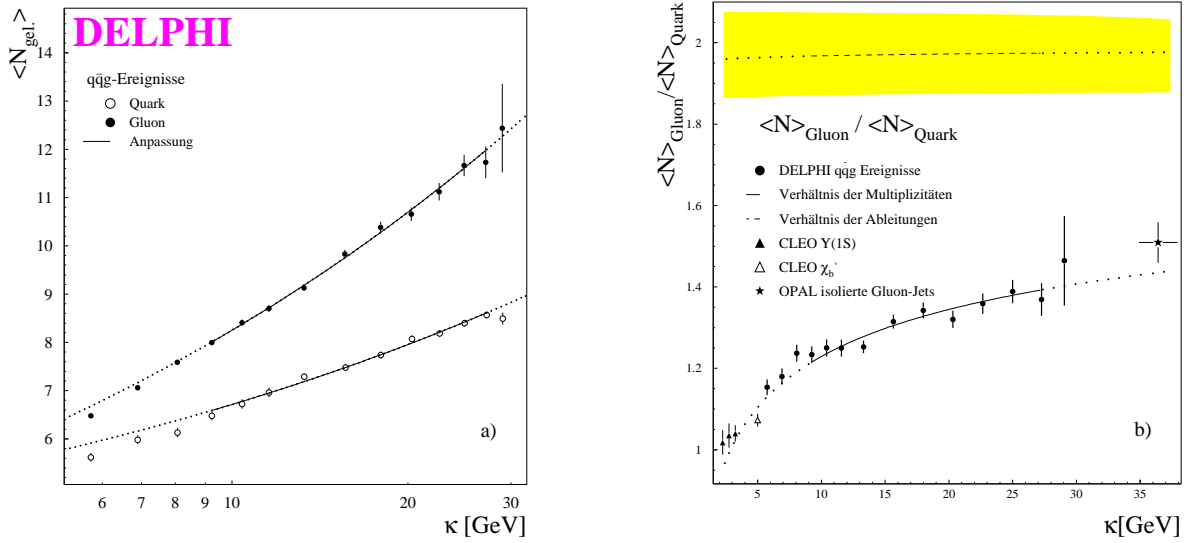


ABB. 9.81 : **Skalenabhängigkeit der Teilchenmultiplizität in Gluon- und Quark-Jets**

a) Mittlere geladene Teilchenmultiplizität für leichte Quark- und Gluon-Jets als eine Funktion der Skala κ_H , angepaßt durch GL. 9.34; b) Verhältnis der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets; Die durchgezogene Linie zeigt das Verhältnis der an die Daten angepaßten Funktionen, die gestrichelte Kurve ist das Verhältnis der Steigungen der Anpassungen an die Multiplizitäten. Alle Kurven sind bis an den Rand der Abbildung durch gepunktete Linien extrapoliert. Messungen von anderen Experimenten [57, 133, 134] sind ebenfalls gezeigt. Das graue Band bezeichnet den Fehler des Verhältnisses der Steigungen, wenn man alle Anpassungsparameter im Rahmen ihrer Fehler variiert [2].

Um quantitative Informationen aus den Daten von ABB. 9.81a) zu gewinnen, wurde folgender Ansatz an die Daten angepaßt:

$$\begin{aligned} \langle N_q \rangle(\kappa_H) &= N_0^q + N_{\text{pert}}(\kappa_H) \\ \langle N_g \rangle(\kappa_H) &= N_0^g + N_{\text{pert}}(\kappa_H) \cdot r(\kappa_H) \end{aligned} \quad (9.34)$$

Hierbei bezeichnen $N_0^{q,g}$ nicht-perturbative Terme, die eingeführt wurden, um die Unterschiede in der Fragmentation des führenden Quarks und des Gluons zu berücksichtigen, welche im Detail in KAP. 9.5.1 diskutiert worden sind. Sie sind hier als konstant angenommen. N_{pert} ist die perturbative Vorhersage der Teilchenmultiplizität aus GL. 4.20 und r stammt aus GL. 4.18. Die Anpassung beschreibt die Daten gut. Der Anpassungsbereich kann aufgrund von Beiträgen aus Zwei-Jet-Ereignissen nicht zu kleinen Skalen ausgedehnt werden, welche die Multiplizität zu kleineren Werten verschieben. Detailliertere Informationen und tabellierte Werte findet man in [2].

ABB. 9.81b) zeigt sowohl das Verhältnis der Multiplizitäten aus den Daten und Anpassungen als eine Funktion der Skala κ_H als auch das Verhältnis der Steigungen der Anpassungen. Das Verhältnis der Multiplizitäten steigt von ca. 1.15 bei kleinen Skalen auf ca. 1.4

bei den höchsten gemessenen Skalen an. Die Messungen aus $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma gg$ -Zerfällen [57] und χ'_b -Zerfällen [133] bei kleinen Skalen und aus „inkluisiven“ Gluonen [136] bei großer Skala stimmen mit der Erwartung aus den Anpassungen überein.

Das Verhältnis der Steigungen ist annähernd zwei, was einem Verhältnis der Farbfaktoren von $C_A/C_F = 2.12 \pm 0.10_{stat.}$ entspricht, kompatibel mit der QCD-Erwartung. Ein systematischer Fehler wird hier nicht angegeben, da diese Untersuchung hauptsächlich qualitative Aussagen macht.

9.6.2 Multiplizitäten in Drei-Jet-Ereignissen

Die Untersuchung im vorigen Abschnitt hat den Nachteil, daß man Teilchen mit geringer Energie einzelnen Jets zuordnen muß. Dies hat klarerweise einige Unsicherheiten zur Folge, da kohärente Abstrahlung weicher Gluonen nicht berücksichtigt wird. Man kann dieses Problem vermeiden und eine präzise Messung durchführen [2], indem man die Abhängigkeit der gesamten geladenen Multiplizität in Drei-Jet-Ereignissen als Funktion der Quark- und Gluon-Skalen untersucht. Analog wie in KAP. 9.2.5 werden für diese Analyse symmetrische Drei-Jet-Ereignisse unterschiedlicher Öffnungswinkel selektiert (hier jedoch ohne die Verwendung eines expliziten y_{cut} -Schnittes). Dann wird eine MLLA-Vorhersage aus GL. 4.24 unter Hinzunahme eines konstanten Verschiebungsterms N_0 an

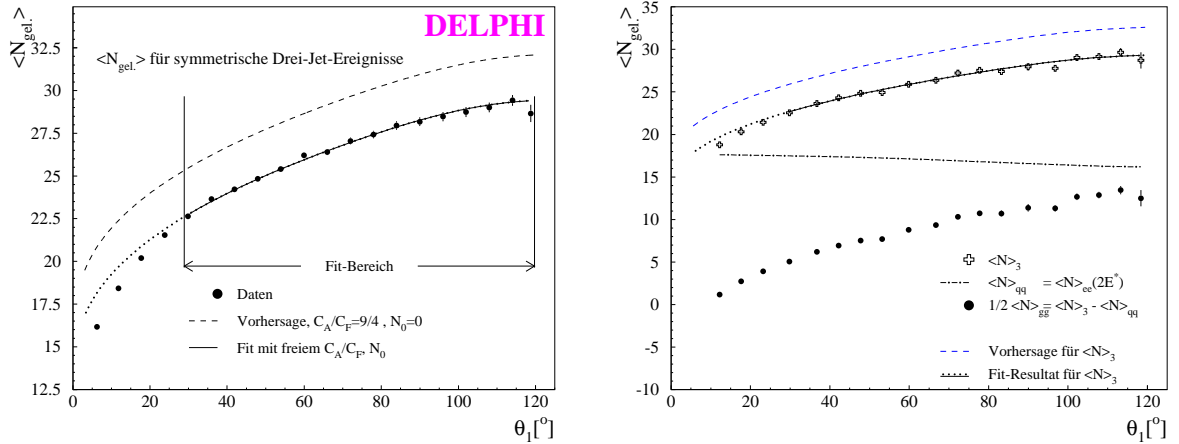


ABB. 9.82 : **Multiplizitäten in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen als Funktion des Öffnungswinkels (links); Zerlegung von $N_{q\bar{q}g}$ in die Anteile $N_{q\bar{q}}$ und $1/2 N_{gg}$ (rechts)**

Die gestrichelte Kurve ist die Vorhersage aus GL. 4.24, die durchgezogene die Anpassung an die Daten unter Hinzunahme eines konstanten Verschiebungsterms, wobei C_A/C_F und N_0 als freie Parameter behandelt werden.

die Daten angepaßt. Um Aussagen über das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F zu machen, muß die Skalenabhängigkeit der Multiplizität in Drei-Jet-Ereignissen mit der Multiplizität aus allen e^+e^- -Ereignissen verglichen werden [2]. Die gemessene, vollständig korrigierte Multiplizität aus allen symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen ist in ABB. 9.82 als Funktion des Öffnungswinkels gezeigt. Die Anpassung liefert folgendes Ergebnis [2, 6]:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.246 \pm 0.062 (stat.) \pm 0.080 (syst.) \pm 0.095 (theo.) . \quad (9.35)$$

Nach der Anpassung der (um einen konstanten Verschiebungsterm modifizierten) QCD-Vorhersagen [58] und [61] an die mit DELPHI gemessenen Multiplizitäten in Drei-Jet-Ereignissen kann man die Multiplizitäten $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg} berechnen, die den Multiplizitäten in $q\bar{q}$ - bzw. gg -Ereignissen entsprechen. Dabei ergibt sich $N_{q\bar{q}}$ aus dem Term $N_{e^+e^-}(2E^*)$ in GL. 4.24 und N_{gg} zu $2(N_3 - N_{q\bar{q}})$. Es wird dabei definiert, daß N_0 vollständig der Multiplizität des Gluons im Drei-Jet-Ereignis zugerechnet wird. ABB. 9.82 demonstriert die Konstruktion dieser beiden Größen. Aus der Anpassung von GL. 4.24 unter Hinzunahme des Verschiebungsterms (durchgezogene Linie) an die DELPHI-Messung (\oplus) berechnet

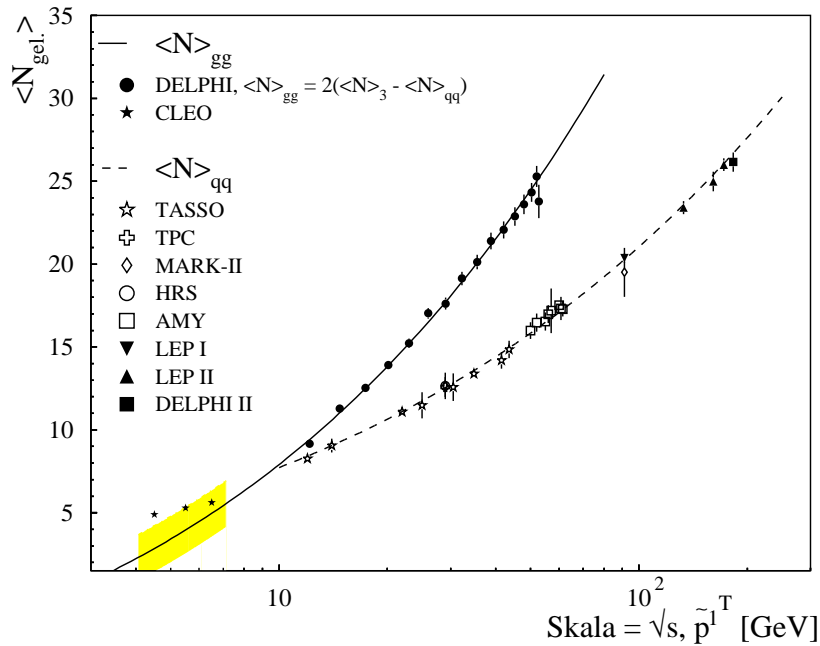


ABB. 9.83 : **Vergleich von $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg}**

Die gestrichelte Linie ergibt sich aus dem Term $N_{e^+e^-}(2E^*)$ in GL. 4.24 und repräsentiert die Multiplizität von $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung von GL. 4.24 (unter Hinzunahme des Verschiebungsterms) an die DELPHI-Messung nach der Subtraktion der (berechneten) Multiplizität $N_{q\bar{q}}$. Mit dem Symbol \star sind die Multiplizitäten der CLEO-Kollaboration [57] eingezeichnet. Die DELPHI gg -Daten finden sich in der Durham/RAL Datenbank [124].

sich $N_{q\bar{q}}(-\cdot-)$. Mit den geschlossenen Symbolen (\bullet) ist die Multiplizität dargestellt, die der Multiplizität des Gluon-Jets entspricht und sich daraus ergibt, daß der Funktionswert von $N_{q\bar{q}}(\theta_1)$ von der korrespondierenden Multiplizität des Drei-Jet-Ereignisses subtrahiert wird.

In ABB. 9.83 sind die beiden Multiplizitäten $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg} als Funktion ihrer Schwerpunktsenergie dargestellt. Man erkennt auch an dieser Darstellung, daß zwar die Multiplizität in Gluon-Jets ungefähr doppelt so schnell ansteigt wie in Quark-Jets, die Multiplizität selber aber bei weitem nicht doppelt so groß ist wie in Quark-Jets. Die Multiplizität in gg -Ereignissen extrapoliert recht gut zu den von der CLEO-Kollaboration publizierten Werten [57]. Die gute Übereinstimmung zwischen der aus der Anpassung ermittelten Funktion für $N_{q\bar{q}}(s)$ ($- - -$) und den Multiplizitäten von $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen [137, 138] resultiert aus dem Konstruktionsverfahren von $N_{q\bar{q}}$ und ist daher selbstverständlich. Eine Abweichung zwischen diesen Datenwerten und der berechneten Funktion würde sich genau dann ergeben, wenn sich aus der Anpassung ein Wert für C_A/C_F ergeben würde, der von dem Standardmodellwert von 2.25 deutlich abweicht.

Einschränkungen des Phasenraumes und Effekte endlicher Energie

An dieser Stelle sollen erste Ergebnisse präsentiert werden, bei denen verbesserte theoretische Berechnungen eingehen. Eine detailliertere Untersuchung ist noch in Arbeit und wird sich in [140] finden.

Unter Berücksichtigung von Effekten endlicher Energie und von impliziten Schnitten in den Phasenraum bei der Winkelselektion von Drei-Jet-Ereignissen wird in [98, 139] die Multiplizität $N_{q\bar{q}}(2E^*, \tilde{p}_1^T)$ abhängig von **zwei** Skalen, $2E^*$ und \tilde{p}_1^T berechnet. Hierbei berücksichtigt gerade die zusätzliche Abhängigkeit von der Skala \tilde{p}_1^T die Beschränkung des Phasenraumes.

In [98] wird der Zusammenhang zwischen der Änderung der Multiplizität eines $q\bar{q}$ -Ereignisses und der Änderung der Multiplizität eines gg -Ereignisses durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{d}{dL} N_{gg}(L + c_g - c_q) = \frac{N_C}{C_F} \left(1 - \frac{\alpha_0 c_r}{L}\right) \frac{d}{dL} N_{q\bar{q}}(L) \quad (9.36)$$

$$\text{mit } c_g = \frac{11}{6}, \quad c_q = \frac{3}{2}, \quad c_r = \frac{10}{27}\pi^2 - \frac{3}{2} \quad . \quad (9.37)$$

L ist hierbei durch $L = \ln s/\Lambda^2$ definiert. Durch Parametrisierung der Multiplizität $N_{q\bar{q}}(\sqrt{s})$ aus Zwei-Jet-Ereignissen oder durch Verwendung einer Vorhersage kann diese Differentialgleichung nach N_{gg} aufgelöst werden, so daß man eine Vorhersage für die

Multiplizität eines (hypothetischen) gg -Ereignisses erhält. Die dabei auftretende Integrationskonstante $N(L_0)$ kann wie folgt festgelegt werden [98]. Bei kleinen Werten von L bzw. der Energie wird die Teilchenmultiplizität im wesentlichen durch den Phasenraum bestimmt. Daraus folgt, daß man bei einer Grenzskaala L_0 erwartet, daß

$$N_{gg}(L_0) \approx N_{q\bar{q}}(L_0) \equiv N_0 \quad .$$

L_0 kann z.B. aus Messungen der CLEO-Kollaboration zu ≈ 6 bestimmt werden.

Die Multiplizität eines Drei-Jet-Ereignisses läßt sich dann wie in [102] wie folgt angeben:

$$N_{q\bar{q}g}(\theta_1) = N_{q\bar{q}}(2E^*, \tilde{p}_1^T) + \frac{1}{2} N_{gg}(\tilde{p}_1^T) \quad . \quad (9.38)$$

Im folgenden werden Daten aus symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen (wie in KAP. 9.2.5 beschrieben) unter Verwendung des CAMBRIDGE-Cluster-Algorithmus ohne einen expliziten y_{cut} -Schnitt benutzt. Die Anpassung von GL. 9.38 ab einem Winkel $\theta_1 = 25^\circ$ mit C_A als freiem Parameter beschreibt die Daten sehr gut (s. ABB. 9.84). Das Farbfaktorverhältnis ergibt sich durch Anpassung im Bereich $\theta_1 \geq 25^\circ$ zu:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.20 \pm 0.03_{stat.} \pm 0.08_{sys.} \pm 0.04_{Hadr.} \quad . \quad (9.39)$$

Das Anpassungsergebnis ist sehr stabil gegen Variation des Anpassungsbereiches [140]. L_0 ist hierbei nach [98] zu 5.7 gewählt worden. Eine Untersuchung der Abhängigkeit des

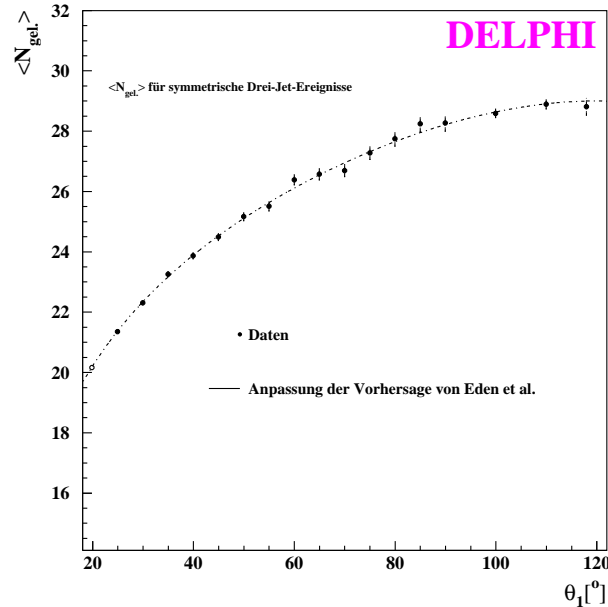


ABB. 9.84 : *Multiplizitäten in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen als Funktion des Öffnungswinkels*

Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung von GL. 9.38 an die Daten dar.

☛ ANH. E

Farbfaktorverhältnisses von L_0 findet sich in [140]. Der experimentelle systematische Fehler wurde trotz der hervorragenden Stabilität konservativ aus [2] übernommen. Der dritte Fehler stammt aus einer Variation der Hadronisierungskorrektur um 30%. Im Rahmen dieser Korrektur wird berücksichtigt, daß sich die Jet-Skalen auf Parton-Niveau von den Jet-Skalen auf Hadron-Niveau durch Hadronisierungseffekte unterscheiden können. Zur Überprüfung dieses Effektes wurden die Multiplizitäten von Ereignissen verglichen, die auf Parton- bzw. Hadron-Niveau einer symmetrischen Ereignistopologie zugehören. Diese Korrektur beträgt bei kleinen Winkeln ($\theta_1 \sim 20^\circ$) ca. 5% und verschwindet zu großen Winkeln.

Über GL. 9.38 hat man nun die Möglichkeit, N_{gg} ohne Beeinflussung aus der Multiplizität von Drei-Jet-Ereignissen zu extrahieren:

$$N_{gg}(\tilde{p}_1^T) = 2 \cdot (N_{q\bar{q}g}(\theta_1) - N_{q\bar{q}}(2E^*, \tilde{p}_1^T)) \quad . \quad (9.40)$$

Dies wird mit der Vorhersage von N_{gg} durch Lösen von GL. 9.37 verglichen (s. ABB. 9.85). Auch hier ist eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen. Die Darstellung von $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg} in ABB. 9.85 ist die momentan bestmögliche Approximation an die in der Theorie berechneten Multiplizitäten von $q\bar{q}$ - und gg -Ereignissen. Es ist anzumerken, daß sich in der Natur gg -Ereignisse bei den hier gezeigten Schwerpunktsenergien natürlich nicht beobachten lassen.

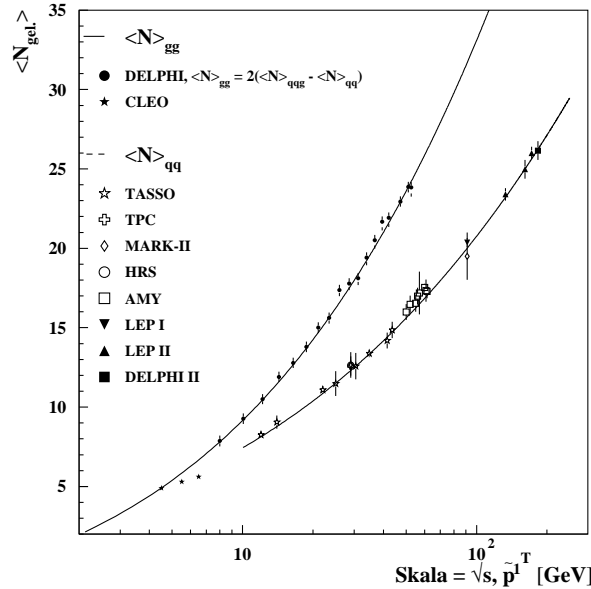


ABB. 9.85 : **Vergleich von $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg}**

Die gestrichelte Linie ergibt sich aus dem Term $N_{e^+e^-}(2E^*, \tilde{p}_1^T)$ in GL. 9.38 und repräsentiert die Multiplizität von $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung von GL. 9.38 an die DELPHI-Messung nach der Subtraktion der (berechneten) Multiplizität $N_{q\bar{q}}$. Mit dem Symbol \star sind die Multiplizitäten der CLEO-Kollaboration [57] eingezeichnet. \blacktriangleleft ANH. E

Zusammenfassung

Aus diesem Kapitel ergeben sich folgende Ergebnisse:

- ▶ Das Verhältnis der Änderungen der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets mit der Skala stimmt mit der QCD-Erwartung der höheren Farbladung für Gluonen überein.
- ▶ Der Anstieg des Multiplizitätsverhältnisses in Gluon- und Quark-Jets mit steigender Skala ist verstanden aufgrund der Unterschiede in der Fragmentation. Die gleichzeitige Beschreibung der Multiplizität der Quark- und Gluon-Jets unterstützt auch die LPHD-Annahme [34], obwohl große nicht-perturbative Terme für das beobachtete relative kleine Multiplizitätsverhältnis in Quark- und Gluon-Jets verantwortlich sind.
- ▶ Durch Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus zur Selektion von symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen kann der Anpassungsbereich für das Farbfaktorverhältnis zu kleineren Winkeln θ_1 ausgedehnt werden.
- ▶ Durch Verwendung der Rechnungen unter Einschluß von Effekten endlicher Energie und der Phasenraumbegrenzung, braucht kein weiterer Verschiebungsterm (wie in [2]) eingeführt werden.
- ▶ Durch Verwendung der neuen Methode, die Entwicklung der Multiplizität in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen in Abhängigkeit des Öffnungswinkels zu bestimmen, erhält man ein präzises Ergebnis für das Farbfaktorverhältnis:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.20 \pm 0.03_{stat.} \pm 0.08_{sys.} \pm 0.04_{Had.} .$$

Dieses Ergebnis ist vergleichbar mit den besten Messungen aus Vier-Jet-Ereignissen [131].

- ▶ Außerdem ist es möglich, die Multiplizitäten für gg -Ereignisse zu bestimmen.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist eine umfassende Untersuchung der Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets. Zu Beginn der Arbeit waren die Eigenschaften von Gluon-Jets nur ungenau bekannt. Verbesserte Identifikationsmethoden, die primär auf der Messung von Impaktparametern beruhen, erlauben eine klare Unterscheidung zwischen Gluon- und Quark-induzierten-Jets. Die Selektion verschiedener symmetrischer und asymmetrischer Drei-Jet-Ereignistopologien erlaubt die präzise Messung der Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets und deren direkten Vergleich. Hierfür wurde das Konzept der Jet-Skala eingeführt, das den Vergleich von Gluon- und Quark-Jets aus unterschiedlichen Drei-Jet-Ereignistopologien ermöglicht. Dadurch konnte erstmals die Beschränkung auf symmetrische Drei-Jet-Ereignisse aufgehoben werden und Gluon- und Quark-Jets aus asymmetrischen Ereignissen miteinander verglichen werden. Als Konsequenz erhöht sich nicht nur die Statistik, um genauere quantitative Untersuchungen durchführen zu können, sondern es ist auch erstmals möglich eine detaillierte skalenabhängige Untersuchung der Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets direkt innerhalb eines Experiments vorzunehmen.

Aufgrund der oben dargestellten Fortschritte, konnten in dieser Arbeit verschiedene Analysen durchgeführt werden, um ein möglichst umfassendes Bild der Eigenschaften von Gluon- und Quark-Jets zu erlangen. Diese hier und in [2] erhaltenen Ergebnisse gehören zu den genauesten und umfangreichsten in der Welt.

Zusammenfassungen zu den einzelnen Analysen finden sich im Detail am Ende des jeweiligen Ergebniskapitels. Hier werden nur noch einmal die wesentlichsten Ergebnisse präsentiert:

Verschiedene topologische Observablen, die auf Unterschiede bezüglich des hadronischen Endzustandes in Gluon- und Quark-Jets sensitiv sind, sind analysiert worden: Räumliche Verteilung der Teilchen und deren Dichte, mittlerer Energiebruchteil und mittlere Multiplizität innerhalb eines Kegels um die Jet-Achse, Transversalimpulsverteilungen innerhalb und außerhalb der Ereignisebene, Jet-Breiten, Rapidität und Rapidität des

führenden Teilchens und Fragmentationsfunktionen. Diese Untersuchungen erstellen ein umfassendes Bild des hadronischen Endzustandes in Gluon- und Quark-Jets. Gluon-Jets sind breiter, haben eine größere Multiplizität und ein weicherer Fragmentationsspektrum. Die *Monte Carlo*-Generatoren JETSET, ARIADNE und HERWIG beschreiben i.allg. die Daten gut.

Kohärenz-Effekte in Form des Stringeffektes sind in vollständig symmetrischen Mercedes-Ereignissen gemessen worden. Diese Messung und der Vergleich von $q\bar{q}g$ - mit $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen gleicher Topologie stimmen sehr gut mit den perturbativen Berechnungen überein. Der Vergleich der Abhängigkeit der Teilchenmultiplizität in einem Kegel senkrecht zur Ereignisebene von dem Öffnungswinkel zwischen den Jets mit perturbativen Rechnungen erlaubt einen Test der Farbkohärenz unabhängig von Fragmentationsmodellen und zugleich einen Test der LPHD-Annahme.

Bei Untersuchungen identifizierter Teilchen wurde das normalisierte Multiplizitätsverhältnis (R') für Protonen in Y-Ereignissen bestimmt zu:

$$R'_p = \frac{R_p}{r_{gel.}} = \frac{(N_p/N_{gel.})_g}{(N_p/N_{gel.})_q} = 1.205 \pm 0.041_{stat.} \pm 0.025_{sys.}$$

Der Überschuß der Baryon-Produktion in Gluon-Jets weist daraufhin, daß Baryonen direkt von farbigen Objekten oder aus dem String produziert werden. Baryon-Produktion wird von keinem Modell sehr gut beschrieben. Die $\phi(1020)$ - und die $K^*(892)^0$ -Resonanzen wurden weltweit erstmals in identifizierten Quark- und Gluon-Jets gemessen. Ein Überschuß der isoskalaren $\phi(1020)$ -Resonanz wurde nicht beobachtet ($R_\phi = \frac{N_g}{N_q} = 0.7 \pm 0.3$).

Über das Konzept der Subjets und der modifizierten differentiellen Jet-Raten sind die Aufspaltungskerne („splitting kernels“) für Gluonen und Quarks direkt gemessen worden und sind in guter Übereinstimmung mit NLLA-Vorhersagen. Es stellt sich heraus, daß Fragmentationseffekte für Gluonen bei einem größeren Jet-Auflösungsparameter y als bei Quarks einsetzen. Dieser Umstand erklärt das kleine gemessene Multiplizitätsverhältnis in Gluon- und Quark-Jets.

In Abhängigkeit der Jet-Skala wurden die Gluon- (und Quark-) Fragmentationsfunktionen präzise vermessen. Skalenverletzungen sind sowohl für Quark-Jets als auch für Gluon-Jets eindeutig beobachtet worden. In Gluon-Jets ist dies zugleich ein Nachweis des Drei-Gluon-Vertex, eines der grundlegenden Bestandteile der QCD. Die beobachtete Skalenverletzung ist in Gluon-Jets viel stärker ausgeprägt als in Quark-Jets. Das Verhältnis der Farbfaktoren

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.26 \pm 0.09_{stat.} \pm 0.06_{sys.} \pm 0.12_{Clus.,Skala}$$

erhält man aus der Skalenverletzung in Gluon- und Quark-Jets, indem die Quark- und Gluon-Fragmentationsfunktionen simultan durch eine Entwicklung der DGLAP-Gleichungen in erster Ordnung QCD angepaßt worden sind. Dieses Ergebnis ist vergleichbar mit den präzisesten Messungen dieses Verhältnisses.

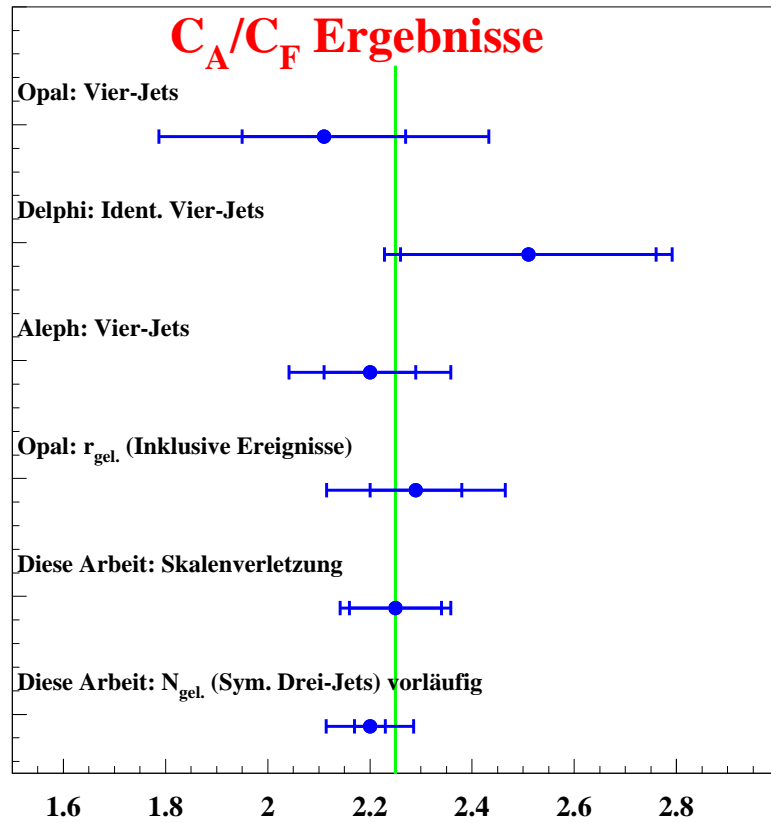


ABB. 10.1 : *Ergebnisse für das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F im Überblick*

Der innere Balken ist der statistische Fehler und der äußere Balken stellt den Gesamtfehler dar. Der gesamte Fehler ergibt sich aus der quadratischen Addition des statistischen und des systematischen Fehlers. Weitere Arten von Fehlern (z.B. aus der Theorie, der Hadronisierung etc.) sind nicht mit eingezeichnet, da sie nicht für alle Analysen verfügbar sind.

Durch Verwendung der neuen Methode, die Entwicklung der Multiplizität in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen in Abhängigkeit des Öffnungswinkels zu bestimmen und mit verbesserten theoretischen Rechnungen zu vergleichen, kann man das Farbfaktorverhältnis bestimmen zu:

$$\frac{C_A}{C_F} = 2.20 \pm 0.03_{stat.} \pm 0.08_{sys.} \pm 0.04_{Hadr.} .$$

ABB. 10.1 zeigt im Überblick die Ergebnisse dieser Arbeit für das Farbfaktorverhältnis C_A/C_F im Vergleich zu Ergebnissen anderer Publikationen [95, 131]. Der statistische und der systematische Fehler sind separat dargestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] The JADE Collaboration, Z. Phys. **C 21**, 37 (1983)
The JADE Collaboration, Phys. Lett. **B 123**, 460 (1983)
The UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 144**, 291 (1984)
The MARK II Collaboration, Phys. Rev. Lett. **55**, 1954 (1985)
The HRS Collaboration, Phys. Lett. **B 165**, 449 (1985)
The UA1 Collaboration, Nucl. Phys. **B 276**, 253 (1986)
The AMY Collaboration, Phys. Rev. Lett. **63**, 1772 (1989)
The TASSO Collaboration, Z. Phys. **C 45**, 1 (1989)
The CLEO Collaboration, Phys. Rev. **D 46**, 4822 (1992)
The TOPAZ Collaboration, Phys. Lett. **B 313**, 475 (1993)
The VENUS Collaboration, Phys. Rev. Lett. **71**, 38 (1993)

- [2] P. Langefeld
Vergleich der Fragmentation von Gluonen und Quarks durch Messungen mit dem DELPHI-Detektor - Präzisionsmessung von C_A/C_F aus den Multiplizitäten von symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen
Dissertation BUGh WUPPERTAL **WUB-DIS 99-3** (1999)

- [3] The DELPHI Collaboration
Energy Dependence of the Differences between the Quark and Gluon Jet Fragmentation
Zeit. Phys. **C 70**, 179 (1996)

- [4] The DELPHI Collaboration
Identified Particles in Quark and Gluon Jets
Phys. Lett. **B 401**, 118 (1997)

- [5] The DELPHI Collaboration
Investigation of the Splitting of Quark and Gluon Jets
Eur. Phys. J. **C 4**, 1 (1998)

- [6] The DELPHI Collaboration
The Scale Dependence of the Hadron Multiplicity in Quark and Gluon Jets and a Precise Determination of C_A/C_F
Phys. Lett. **B 449**, 383 (1999)

- [7] The DELPHI Collaboration
Measurement of the Gluon Fragmentation Function and a Comparison of the Scaling Violations in Gluon and Quark Jet
CERN-EP/99-144, wird in Eur. Phys. J. C veröffentlicht.
- [8] K. Hamacher, O. Klapp, P. Langefeld und M. Siebel
A Test of QCD Coherence and LPHD using Symmetric 3-Jet Events
Delphi 99-115 CONF 302, Konferenzbeitrag #3-20 zur EPS-HEP'99 Konferenz, Tampere
- [9] The DELPHI Collaboration
Identified Charged Particles and Resonances in Quark and Gluon Jets
CERN-EP/2000-007, wird in Eur. Phys. J. C veröffentlicht.
- [10] J. A. Appel et al., PRL **39**, 252 (1977)
- [11] Particle Data Group, Eur. Phys. J. C **3**, 1 (1998)
- [12] The D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **79**, 1197 (1997)
The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **80**, 2767 (1998)
The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **80**, 2779 (1998)
- [13] D. Griffiths
Einführung in die Elementarteilchenphysik
Akademie Verlag, Berlin (1996)
- [14] F. Halzen & A. D. Martin
Quarks & leptons
John Wiley & Sons, New York (1984)
- [15] The ALEPH, DELPHI, L3, AND OPAL Collaborations
Limits on Higgs Boson Masses from the Data of the Four LEP Experiments at $\sqrt{s} =$ or Less than 183 GeV
CERN-EP-99-060 (1999)
- [16] The ALEPH, DELPHI, L3, UND OPAL Collaborations, LEP Electroweak Working Group und SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups
A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model
CERN-EP/99-015 (1999)
- [17] The SUPER-KAMIOKANDE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998)
- [18] R. K. Ellis, W. J. Stirling und B. R. Webber
QCD and Collider Physics
Cambridge University Press

- [19] R. Reinhardt, private Kommunikation
The DELPHI Collaboration, Nucl. Phys. **B 418**, 403 (1994)
vgl. auch:
The DELPHI Collaboration
Cross Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmetries from the Z Running of LEP
Soll in E. Phys. J. C veröffentlicht werden.
- [20] The DELPHI Collaboration, Nucl. Instrum. Methods **A 303**, 233 (1991)
- [21] The DELPHI Collaboration, Nucl. Instrum. Methods **A 378**, 57 (1996)
- [22] Weitere Informationen über die Funktionalität und das Leistungsverhalten des DELPHI-Detektors finden sich im WWW unter
<http://home.cern.ch/~offline/physics/delphi-detector.html>
- [23] H. Borner et al.
The DELPHI Microvertex Detector
DELPHI internal note **92-92 PHYS 203** (1992)
P. Collins
The alignment and performance of the DELPHI double sided vertex detector
DELPHI internal note **95-174 MVX 9** (1995)
Chabaud, A. Andreazza, P. Collins und Dijkstra
Alignment of the DELPHI vertex detector
DELPHI internal note **95-177 MVX 10** (1995)
- [24] G. Hamel de Monchenault, P. Jarry und Y. Sacquin
Z measurement in the Delphi TPC : Time Calibrations and Drift Velocity Tuning
DELPHI internal note **91-5 PROG 159TRACK 64** (1991)
Y. Sacquin
The DELPHI Time Projection Chamber
DELPHI internal note **92-41 TRACK 70** (1992)
Etwas aktuellere Informationen finden sich im WWW unter:
[http://delonline.cern.ch/delphi\\$specific/cp/monitor/presenter/help_files/tpc_descrip.html](http://delonline.cern.ch/delphi$specific/cp/monitor/presenter/help_files/tpc_descrip.html)
- [25] CERN Program Library, Entry Q100
- [26] The DELPHI Collaboration
DELPHI Data Analysis Program Users Guide
DELPHI internal note **89-44 PROG 137** (1989)
M. E. Pol
Description of the DELANA Pilot Record and DST Content
DELPHI internal note **97-171 PROG 225** (1997)

- [27] The DELPHI Collaboration
DELPHI TANAGRA Track Analysis and Graphics Package
DELPHI internal note **87-95 PROG 98** (1987)
- [28] The DELPHI Collaboration
DELPHI Event Viewing Software
DELPHI internal note **89-6 PROG 126** (1989)
- [29] The DELPHI Collaboration
DELPHI event generation and detector simulation
DELPHI internal note **89-67 PROG-142** (1989)
- The DELPHI Collaboration
DELSIM Reference Manual
DELPHI internal note **89-68 PROG-143** (1989)
- [30] An dieser Stelle möchte ich mich bei P. Langefeld, R. Reinhardt und H. Staeck für die interessante und fruchtbare Zusammenarbeit bei der Administration der zentralen Rechner-Systeme der DELPHI-Gruppe in Wuppertal bedanken.
- [31] W. Greiner, B. Mueller
Theoretische Physik Band 5, Quantenmechanik Teil 2, Symmetrien
Verlag Harry Deutsch Thun / Frankfurt a. Main (1990)
- T. Hebbeker, Phys. Rev. **217**, 69 (1992)
- [32] G. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1609 (1975)
- [33] The TASSO Collaboration, Phys. Lett. **B 86**, 243 (1979)
The MARK J Collaboration, Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979)
The PLUTO Collaboration, Phys. Lett. **B 86**, 418 (1979)
The JADE Collaboration, Phys. Lett. **B 91**, 142 (1980)
- [34] Ya. I Azimov, Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze und S. I. Troyan
Z. Phys. **C 27**, 65 (1985)
Siehe dazu auch [35].
- [35] Yu. L. Dokshitzer und S. I. Troyan in
Proc. XIX Winter school of the LNPI 1 p.144 (Leningrad)
- [36] The DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C 73**, 11 (1996)
- [37] Yu. L. Dokshitzer und S. I. Troyan, LNPI-922 (1984)
Siehe dazu auch [35, 69, 70].
- [38] B. Andersson, G. Gustafson und T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B 94**, 211 (1980)

-
- [39] Ya. I. Azimov, Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze und S. I. Troyan
Phys. Lett. **B 165**, 147 (1985); Sov. J. Nucl. Phys. **43**, 95 (1986)
- [40] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber
New Clustering Algorithm for Multijet Cross Sections in e^+e^- Annihilation
Cavendish-HEP-91/5
publiziert auch in
S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber
Phys. Lett. **B 269**, 432 (1991) ;
hier fehlen allerdings einige wichtige Gleichungen
- [41] S. Bethke, Z. Kunszt, D. E. Soper, W. J. Stirling, Nucl. Phys. **B 370**, 310 (1992)
- [42] Z. Kunszt und P. Nason in *Z Physics at LEP1*
ed. Z. Kunszt et al.
CERN Yellow Report 89-08, Vol. 1 (1989).
- [43] H. Staeck
Messung der Kopplungskonstanten $\alpha_s(M_Z)$ mit dem DELPHI-Detektor unter Anwendung von Jet-Algorithmen auf hadronische Ereignisse
Dissertation BUGh WUPPERTAL **WUB-DIS 93-4** (1993)
- [44] L. Smolik, PhD thesis, Heidelberg (1990), DESY-90-089
The DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C 54**, 55 (1992)
- [45] The JADE Collaboration, Phys. Lett. **B 213**, 235 (1988)
- [46] Dank an P. Buschmann für diese Abbildung.
- [47] Yu.L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti, B. R. Webber
Better Jet Clustering Algorithms
hep-ph/9707323 v2, 1997
- [48] S. Bentvelsen, I. Meyer, Eur. Phys. J. **C 4**, 623 (1998)
- [49] V. N. Gribov und L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 und 675 (1972)
G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126**, 298 (1977)
Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977)
- [50] P. Nason and B. R. Webber, Nucl. Phys. **B 421**, 473 (1994)
- [51] S. J. Brodsky und J. F. Gunion, Phys. Rev. Lett. **37**, 402 (1976)
- [52] T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B 157**, 321 (1985)
- [53] S. Catani, private Kommunikation

- [54] O. Klapp
Quark- und Gluonjets aus Z-Zerfällen – Vergleichende Studien des Jetendzustandes und der Substruktur
Diplomarbeit BUGh WUPPERTAL **WU D 95-15** (1995)
- [55] The DELPHI Collaboration, Phys. Lett. **B 398**, 194 (1997)
- [56] The ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 357**, 487 (1995)
- [57] The CLEO Collaboration, Phys. Rev. **D 56**, 17 (1997)
- [58] J. B. Gaffney und A. H. Mueller, Nucl. Phys. **B 250**, 109 (1985)
A. H. Mueller, Nucl. Phys. **B 241**, 141 (1984)
- [59] B. R. Webber, Phys. Lett. **B 143**, 501 (1984)
- [60] M. Siebel
Fragmentationsfunktionen von Quarks und Gluonen – Eine Untersuchung der Skalenverletzung in und der Multiplizität von Quark- und Gluon-Jets
Diplomarbeit BUGh WUPPERTAL **WU D 97-43** (1997)
- [61] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, und S. J. Trojan
Int. J. Mod. Phys. **A 7**, 1875 (1992)
- [62] V. A. Khoze and W. Ochs, Int. J. Mod. Phys. **12**, 2949 (1997).
- [63] T. Sjöstrand, Phys. Comm. **39**, 346 (1986)
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Phys. Comm. **43**, 367 (1987)
T. Sjöstrand, *JETSET 7.3 Program and Manual*, CERN-TH 6488/92 (1992)
B. Bambah et al., *QCD Generators for LEP*, CERN-TH 5466/89 (1989)
- [64] R. D. Field und R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B 136**, 1 (1978)
- [65] A. Ali et al., Phys. Lett. **B 93**, 155 (1980)
- [66] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. **B 161**, 349 (1979)
- [67] R. Odorico, NP **B 172**, 157 (1980)
- [68] G. C. Fox und S. Wolfram, Nucl. Phys. **B 168**, 285 (1980)
- [69] G. Marchesini und B. R. Webber, Nucl. Phys. **B 238**, 1 (1984)
- [70] B. R. Webber, Nucl. Phys. **B 238**, 492 (1984)
- [71] X. Artru und G. Menessier, Nucl. Phys. **B 70**, 93 (1974)
- [72] B. Anderson, G. Gustafson und T. Sjöstrand, Physica Scripta **32**, 574 (1985)

- [73] K. Hamacher und M. Weierstall
The Next Round of Hadronic Generator Tuning Heavily Based on Identified Particle Data
DELPHI internal note **95-80** (1995), WUPPERTAL int. Bericht **WU B 95-07** (1995)
- [74] L. Loennblad
ARIADNE 4.4 Program and Manual
Comp. Phys. Comm. **71**, 15 (1992)
- [75] T. Sjöstrand
QCD Generators in Z Physics at LEP 1, Vol.3
CERN Report 89-08 (1989)
- [76] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 50**, 1 (1994)
- [77] G.V. Borisov
Measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ with hemisphere double tag technique
DELPHI internal note **94-27 PHYS 361** (1994)
- [78] The ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 313**, 535 (1993)
- [79] G.V. Borisov
Combined b-tagging
DELPHI internal note **97-94 PHYS 716** (1997)
- [80] V. Blobel
Unfolding methods in high-energy physics experiments
DESY 84-118 (1984)
- [81] H.A. Bethe, Ann. d. Phys. **5**, 325 (1930)
- [82] Dank an T. Brenke, F. Seemann und P. Sponholz für diese Abbildung.
- [83] Leider hat DELPHI bisher keine aktuelle Publikation zur Teilchenidentifikation mit der *TPC* herausgegeben. Eine Dokumentation des Programmpakets *DEDXID* findet sich im **WWW** unter <http://home.cern.ch/~pubxx/tasks/hadident/www/dedx/dedxid.ps>.
Des weiteren sei für Informationen über die Kalibration der dE/dx -Messung auf [86] und <http://home.cern.ch/~pubxx/tasks/hadident/www/dedx/> verwiesen.
Ferner finden sich Informationen über die Teilchenidentifikation mit der *TPC* in:
F. Richard
How to improve on DE/DX Measurements in the TPC of DELPHI
DELPHI internal note **88-21 TRACK 47** (1988)
T. Bolognese, Y. Sacquin und G. Smadja
Mass Assignment by DE/DX Measurements in the TPC
DELPHI internal note **89-07 PROG 127TRACK 51** (1989)

- [84] P. A. Cherenkov, Phys. Rev. **52**, 378 (1937)
- [85] I. Frank und I. Tamm, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **14**, 107 (1938)
- [86] J. Dahm
Messung der π^\pm -, $K\pi^\pm$ -, p/\bar{p} -Produktion in hadronischen Z^0 -Zerfällen
Dissertation BUGh WUPPERTAL **WUB-DIS 96-13** (1996)
- [87] E. Schyns
Measurement of π^\pm , $K\pi^\pm$, p and \bar{p} production in $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ and $Z^0 \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$
Dissertation BUGh WUPPERTAL **WUB-DIS 96-22** (1996)
- [88] M. Battaglia, P. Kluit
Particle identification using the RICH detectors based on the RIBMEAN package
DELPHI internal note **96-133 RICH 90** (1996)
- [89] E. Schyns
NEWTAG - π , K , p Tagging for Delphi RICHes
DELPHI internal note **96-103 RICH 89** (1996)
- [90] Leider hat DELPHI bisher keine zitierbare Publikation zur kombinierten Teilchenidentifikation mit der TPC und dem RICH herausgegeben. Eine Dokumentation des Programmpakets *COMBINED TAG* findet sich im WWW unter <http://home.cern.ch/~pubxx/tasks/hadident/www/rich/combine.ps>. Dieses Programm kombiniert die von den Programmpaketen *DEDXID* [83] und *RIBMEAN* [88] berechneten Wahrscheinlichkeiten. Allgemeine Informationen über die kombinierte Identifikation geladener Hadronen in DELPHI finden sich unter <http://home.cern.ch/~pubxx/tasks/hadident/www/rich/hadident.html>.
- [91] M. Feindt, C. Kreuter und O. Podobrin
ELEPHANT Reference Manual
DELPHI internal note **96-82 PROG 217** (1996)
- M. Feindt, W. Oberschulte geb. Beckmann und C. Weiser
How to use the MAMMOTH program
DELPHI internal note **96-52 PROG 216** (1996)
- [92] Dank an J. Dahm für die Bereitstellung dieser Daten.
- [93] Yu. L. Dokshitzer, private Kommunikation.
Siehe auch [94] und
Yu. L. Dokshitzer, D. I. Dyakonov und S. I. Troyan, Phys. Rev. **58 No. 5**, 269 (1980)

-
- [94] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller und S. I. Troyan
Basics of perturbative QCD
Editions Frontières (1991)
- [95] The OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C **11**, 217 (1999)
- [96] The ALEPH Collaboration, Z. Phys. C **76**, 191 (1997)
- [97] I. M. Dremin, private Kommunikation
- [98] P. Edén und G. Gustafson, JHEP **09**, 015 (1998)
- [99] The OPAL Collaboration, Z. Phys. C **63**, 197 (1994)
- [100] M. Weierstall
Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform- und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchenspektren
Dissertation BUGh WUPPERTAL **WUB-DIS 95-11** (1995)
- [101] S. Catani, G. Turnock und B. R. Webber, Phys. Lett. B **295**, 269 (1992)
Yu.L. Dokshitzer et al., JHEP **08**, 1 (1998)
- [102] P. Edén, G. Gustafson und V. Khoze
On particle Multiplicity Distributions in Three-jet Events
hep-ph/9904455 (1999)
- [103] The DELPHI Collaboration, Eur. Phys. J. C **6**, 19 (1999)
- [104] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B **160**, 301 (1979)
- [105] P. Nason und B. R. Webber, Nucl. Phys. B **421**, 473 (1994)
- [106] G. Altarelli et al., Phys. Rep. **81 N1**, 1 (1982)
- [107] The OPAL Collaboration, Z. Phys. C **68**, 203 (1995)
- [108] S. Marti i Garcia, Tesi Doctoral, Univ. de València (1995).
- [109] V. A. Khoze, S. Lupia und W. Ochs, Phys. Lett. B **394**, 179 (1997)
- [110] W. Ochs, private Kommunikation
- [111] The ARGUS Collaboration, Phys. Rev. **276**, 223 (1996)
- [112] The OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C **8**, 2241 (1999)
- [113] The DELPHI Collaboration, Phys. Lett. B **372**, 172 (1996)

- [114] The OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **73**, 569 (1997)
The DELPHI Collaboration
Inclusive Σ^- and $\Lambda(1520)$ production in hadronic Z decays
Soll in Eur. Phys. J. C veröffentlicht werden.
- [115] The DELPHI Collaboration, *Phys. Lett. B* **361**, 207 (1995)
The OPAL Collaboration, *Phys. Lett. B* **358**, 162 (1995)
- [116] F. Hahn
Inklusive K^\pm - und $p\bar{p}$ -Produktion in Z^0 -Zerfällen
Dissertation BUGH WUPPERTAL **WUB-DIS 95-2** (1995)
The DELPHI Collaboration, *Nucl. Phys. B* **444**, 3 (1995)
- [117] C. P. Fong und B. R. Webber, *Phys. Lett. B* **229**, 289 (1989)
- [118] N.C. Brümmer, *Z. Phys. C* **66**, 367 (1995)
- [119] The DELPHI Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **5**, 585 (1998)
- [120] The DELPHI Collaboration
Charged and Identified Particles from the hadronic decay of W bosons and in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ from 130 to 189 GeV
Soll in Eur. Phys. J. C veröffentlicht werden.
- [121] The ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **346**, 389 (1995)
- [122] The ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **384**, 353 (1996)
- [123] The OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **68**, 179 (1995)
- [124] HEPDATA database, <http://cpt1.dur.ac.uk/HEPDATA>; see also
M. R. Whalley, *HEPDATA - World Wide Web User Guide*, DPDG/96/01.
- [125] Opal Physics Note PN344
Konferenzbeitrag #296 zur ICHEP'98 Konferenz, Vancouver
- [126] The DELPHI Collaboration
QCD Results from the DELPHI Measurements of Event Shape and Inclusive Particle Distributions between 48 GeV and 189 GeV
Delphi 99-19 CONF 219 (Beitrag zum XXXIV. Rencontre de Moriond, Les Arcs)
- [127] R. Reinhardt, Dissertation in Vorbereitung
- [128] Für eine Zusammenstellung einer großen Menge an Ergebnissen von Quark-Fragmentationsfunktionen aus der e^+e^- -Vernichtung und aus Lepton-Streuung siehe [124]. In dieser Arbeit werden Daten aus [36] und aus folgenden Veröffentlichungen verwendet:

- The TASSO Collaboration, *Z. Phys.* **C 47**, 187 (1990)
The TPC Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1263 (1988)
The DELPHI Collaboration, *Z. Phys.* **C 73**, 229 (1997)
The DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* **B 459**, 397 (1999)
- [129] O. Klapp, Vortrag gehalten bei der *American Physical Society* (APS), Treffen der *Division of Particles and Fields* (DPF 99), Los Angeles, USA (05.-09. Januar 1999);
Proceedings DPF'99
Comparing Gluon to Quark Jets with Delphi
hep-ph/9903398
- [130] J. Binnewies, B.A. Kniehl and G. Kramer, *Z. Phys.* **C 65**, 471 (1995)
- [131] The ALEPH Collaboration, *Z. Phys.* **C 76**, 1 (1997)
The DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* **B 414**, 401 (1997)
The OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C 65**, 367 (1995)
- [132] G. F. A. Marquis de l'Hôpital
Analyse des infiniment petits pour l'intelligence des lignes courbes
Paris 1692
- [133] The CLEO Collaboration, *Phys. Rev.* **D 46**, 4822 (1992)
- [134] The OPAL Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C 1**, 479 (1998)
- [135] Für eine Zusammenstellung siehe:
J. Fuster et al., *Proc. of QCD 96*, ed. S. Narison
Nucl. Phys. **B 54A**, Proc. suppl. (1997)
- [136] The OPAL Collaboration, *Phys. Lett.* **B 388**, 659 (1996)
- [137] The TASSO Collaboration, *Z. Phys.* **C 45**, 193 (1989)
The TPC Collaboration, *Phys. Lett.* **184 B**, 299 (1987)
The MARK-II Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2580 (1985)
The HRS Collaboration, *Phys. Rev.* **D 34**, 3304 (1986)
The AMY Collaboration, *Phys. Rev.* **D 42**, 737 (1990)
- [138] P. Abreu, *Nucl. Phys.* **B 71**, 164 (1999) ;
The DELPHI Collaboration,
Charged particles from the Hadronic Decay of W Bosons and in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ at 183 GeV
DELPHI internal note **98-16 ICHEP'98 CONF 117** (1998) Konferenzbeitrag
#287 zur ICHEP'98 Konferenz, Vancouver
- [139] P. Edén
Event Selection Effects on Multiplicities in Quark and Gluon Jets
hep-ph/9911352 (1999)

- [140] K. Hamacher, O. Klapp, P. Langefeld, M. Siebel
More about the Multiplicity of Symmetric Three-Jet Events
Beitrag zum XXXV. Rencontre de Moriond

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der fundamentale Feynman-Graph der QED	9
2.2	Das R -Verhältnis	12
2.3	Die fundamentalen Vertizes der QCD	14
3.1	Die elementaren Feynman-Graphen der e^+e^- -Annihilation bei LEP	19
3.2	Der LEP-Speicherring	20
3.3	Schematische Darstellung des DELPHI-Detektors	23
3.4	Datennahme, -verarbeitung und -analyse bei DELPHI	30
3.5	Schematische Darstellung der TANAGRA-Bank-Struktur in DELANA	31
3.6	Zur Datenanalyse verwendete Rechner-Systeme der Wuppertaler DELPHI-Gruppe	33
4.1	Die fundamentalen Feynman-Graphen der QCD und ihre Kopplungen	36
4.2	Schematische Darstellung der Jet-Produktion	37
4.3	Symmetrische, mit dem DELPHI-Detektor gemessene Zwei-, Drei- und Vier-Jet-Ereignisse	39
4.4	Schema zur LPHD	40
4.5	Schematische Darstellung der Winkelordnung	41
4.6	Schematische Darstellung des Stringeffektes	41
4.7	Zwei- bis Sechs-Jet-Rate	43
4.8	Die Näherung für kleine Winkel	43
4.9	Mit P-SCHEMA-Rekombination gefundenes Drei-Jet-Ereignis, $y_{cut} = 0.03$	44

4.10	Gleiches Drei-Jet-Ereignis mit DURHAM-Rekombination, $y_{cut} = 0.015$	44
4.11	Ansicht eines in die xy -Ebene projizierten generierten $q\bar{q}$ -Ereignisses	48
4.12	Aufspaltungskerne von Quarks und Gluonen	51
4.13	Aufspaltung eines Jets in zwei Subjets	53
4.14	Korrelation der Härten mit (y_1) und ohne Renormalisierung (y_0)	54
4.15	Korrelation der Skalen y mit (y_1) und ohne Renormalisierung (y_0) für die erste Jet-Aufspaltung in den verschiedenen Jet-Klassen	54
4.16	Graphen zur tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung und e^+e^- -Annihilation .	59
5.1	Die vier Phasen der Hadron-Entstehung	65
5.2	Born-Diagramme der 2. Ordnung Störungstheorie	66
5.3	Schema einer Partonschauer-Entwicklung	67
5.4	Schema der Clusterfragmentierung	69
5.5	Flußschlauch des Farbfeldes	69
5.6	Schematische Darstellung der Stringfragmentierung	70
5.7	Wahrscheinlichkeitsfunktion $f(z)$ des auf das Hadron übertragenen Energiebruch- teils	72
6.1	Wirkung des Schnittes auf die minimale geladene Multiplizität (links) und Energie (rechts) eines Ereignisses.	78
6.2	Ereignistopologien	79
6.3	Mit dem DELPHI-Detektor gemessenes Mercedes-Ereignis	82
6.4	Definition der Impaktparameter	83
6.5	Impaktparameterverteilungen für Y-Ereignisse	84
6.6	Signifikanz in (R, ϕ)	85
6.7	Signifikanz in z	85
6.8	Der sekundäre Vertex	88
6.9	Die Ereigniswahrscheinlichkeit λ_E	89

6.10	Effizienz- und Reinheitsverteilung der b -Ereignisselektion der verschiedenen Daten-Jahre	90
6.11	Verbesserungen der b -Ereignisselektion in Abhängigkeit von der Datenprozessierung	90
6.12	Die Jet-Wahrscheinlichkeit λ_J	91
6.13	Verhältnis der Jet-Wahrscheinlichkeit vor und nach der b -Ereignisselektion	91
6.14	Verhältnis von λ_J und λ_E für Daten und <i>Monte Carlo</i> 1992-1995	92
6.15	Vergleich der Jet-Bildung auf Hadron-Niveau (a)) und auf Parton-Niveau (b))	94
6.16	Korrelation zwischen dem minimalen Winkel eines Hadron-Jets zu einem Parton-Jet und dem nächst-größeren Winkel zu einem Parton-Jet	95
6.17	Winkeldifferenzen zwischen den Jets des generierten <i>Monte Carlos</i> und den Parton-Jets in Y-Ereignissen	96
6.18	Winkeldifferenzen zwischen den Jets des detektorkorrigierten <i>Monte Carlos</i> und den Parton-Jets in Y-Ereignissen	96
6.19	Vergleich der verschiedenen Erweiterungen der b -Ereignis- und Jet-Identifikationsverfahren	100
6.20	Abhängigkeit der Gluon-Selektionseffizienz vom Schnitt auf λ_J	101
6.21	Gluon und Quark Anteile p_{ij}	102
7.1	Spezifischer Energieverlust dE/dx als Funktion von $\eta = p/m$	107
7.2	Messung der spezifischen Ionisation mit der <i>TPC</i>	108
7.3	Schematischer Aufbau der <i>RICH</i> -Detektoren in DELPHI	110
7.4	Verteilung von θ_C im Flüssigkeits- (links) und Gasradiator (rechts)	111
7.5	Erwartungswertkurven und Effizienzen der Teilchenidentifikation	114
7.6	Nachweiseffizienzen für π und p aus Λ^0 -Zerfällen	116
7.7	Daten/MC-Übereinstimmung der Nachweisraten für id. Hadronen ($\pi + K + p$)	117
7.8	Qualitätsflaggen für die Teilchenidentifikation	119
7.9	Daten/MC-Übereinstimmung der Nachweisraten nach der Selektion mit der modifizierten Flagge $f'_{Komb.}$	121
7.10	Effizienz der Teilchenidentifikation	122

7.11	Reinheit der Teilchenidentifikation	124
7.12	Reinheit der Teilchenidentifikation nach Korrektur auf sekundäre Wechselwirkung	125
7.13	Effizienz der Teilchenidentifikation nach Korrektur auf sekundäre Wechselwirkung	125
8.1	Berechnete Jet-Energie für Gluon- und Quark-Jets in Y- und Mercedes-Ereignissen	128
8.2	Berechnete Jet-Energie für Gluon- und Normale Mischungs-Jets in verschiedenen symmetrischen Y-artigen Topologien	129
8.3	Vergleich verschiedenartiger Jet-Skalen für verschiedene symmetrische Y-artige Ereignistopologien	131
8.4	Vergleich verschiedenartiger Jet-Skalen für allgemeine asymmetrische Ereignistopologien	131
8.5	Die Multiplizität von Quark- und Gluon-Jets aus allen Ereignissen im Vergleich mit der Jet-Multiplizität aus symmetrischen Ereignissen für verschiedene Jet-Skalen	133
8.6	Verteilung verschiedenartiger Jet-Skalen für fünf symmetrische Ereignistopologien	133
8.7	Entwicklung der Energie E_{Jet} und der „Hardness“-Skala κ_H mit dem Winkel zum energiereichsten Jet	134
8.8	Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion von κ_H	135
8.9	Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktion von p_1^T	135
8.10	Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion von E_{Jet}	136
8.11	Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktion von E_{Jet}	136
9.1	Räumliche Verteilung von Teilchen in der Ereignisebene	139
9.2	Spurwinkelverteilung relativ zur Quark- bzw. Gluon-Jet-Achse	140
9.3	Die orientierte Winkelverteilung der in die Ereignisebene projizierten Impulse geladener Teilchen	141
9.4	Multiplizität geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	143
9.5	Energiedeposition geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	145
9.6	Differentielle Energiedeposition für Y-Ereignisse	147
9.7	Verteilung der Transversalimpulse geladener Teilchen innerhalb der Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets	148

9.8	Verteilung der Transversalimpulse geladener Teilchen senkrecht zur Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets	148
9.9	Verteilung der aufsummierten Transversalimpulse geladener Teilchen innerhalb der Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets	150
9.10	Verteilung der aufsummierten Transversalimpulse geladener Teilchen senkrecht zur Ereignisebene in Quark- und Gluon-Jets	150
9.11	Breite β von Quark- und Gluon-Jets	152
9.12	Rapidität geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	154
9.13	Rapidität des führenden geladenen Teilchens in Quark- und Gluon-Jets	155
9.14	Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktion von Y-Ereignissen, $\theta_2, \theta_3 \in [150^\circ \pm 15^\circ]$	157
9.15	Vergleich der direkt gemessenen Gluon-Fragmentationsfunktionen in Y- und Mercedes-Ereignissen mit inklusiven Ergebnissen	159
9.16	Kinematik der Interjet-Strahlung in Drei-Jet-Ereignissen	162
9.17	Directivity Diagramm der weichen Gluon-Abstrahlung	163
9.18	$q\bar{q}\gamma$ -Ereignisse	166
9.19	Der geladene Teilchenfluß in $q\bar{q}g$ - und $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen.	167
9.20	Fluß geladener Teilchen in $q\bar{q}g$ -Mercedes-Ereignissen	168
9.21	Selektion von symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen	169
9.22	Definition des Kegels senkrecht zur Ereignisebene	170
9.23	Multiplizität geladener Teilchen aus symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen im Kegel	172
9.24	Mittlerer Impuls geladener Teilchen im Kegel	173
9.25	Mittlerer transversaler Impuls geladener Teilchen im Kegel	173
9.26	Mittlere Multiplizitäten für identifizierte Teilchen in Quark- und Gluon-Jets . . .	177
9.27	Impulsspektrum identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	182
9.28	Verhältnisse der Impulsspektren identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets aus Y-Ereignissen	182
9.29	Rapiditätsspektrum identifizierter Hadronen in Quark- und Gluon-Jets	184
9.30	Verhältnisse der Rapiditätsspektren identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets aus Y-Ereignissen	184

9.31	ξ'_p -Spektren identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	185
9.32	Normalisierte Verhältnisse $R'_p = R_p/r_{gel.}$ für verschiedene Zusammensetzungen der Quark-Menge	185
9.33	Verschiedene Möglichkeiten der Baryon-Produktion in Strings	187
9.34	Angepaßte Maxima der ξ_p -Spektren aus Y- und Mercedes-Ereignissen und aus e^+e^- -Ereignissen unterschiedlicher Schwerpunktsenergie	188
9.35	Winkelverteilung der $\phi(1020)$ -Resonanz zum nächsten Jet im Raum	193
9.36	$\phi(1020)$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y-Ereignissen.	194
9.37	$K^*(892)^0$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y-Ereignissen.	194
9.38	$\phi(1020)$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y-Ereignissen (Untergrund subtrahiert).	195
9.39	$K^*(892)^0$ -Resonanz in Gluon-Jets (links) und Jets der Normalen Mischungsmenge (rechts) aus Y-Ereignissen (Untergrund subtrahiert).	195
9.40	Vergleich der ersten Subjet-Aufspaltung in Y-Ereignissen mit NLLA-Rechnungen und <i>Monte Carlo</i> -Modellen	199
9.41	Vergleich der höheren Subjet-Aufspaltungen mit JETSET	200
9.42	Verhältnis der modifizierten differentiellen Subjet-Raten ($\tilde{r}_i = \tilde{D}_i^g/\tilde{D}_i^q$) und der differentiellen Subjet-Raten ($r_i = D_i^g/D_i^q$) in Y-Ereignissen.	201
9.43	Beitrag der verschiedenen Aufspaltungsmöglichkeiten des Gluons zum Verhältnis \tilde{r}_1	202
9.44	Subjet-Multiplizitäten	204
9.45	Definition der Jet-Achsen und Subjet-Achsen eines Ereignisses zur Winkeldefinition	207
9.46	Azimutalwinkelverteilung Ψ	209
9.47	Korrelation von Ψ mit dem Subjet-Auflösungsparameter y	210
9.48	Polarwinkelverteilung θ_{Ang} für Y- und Mercedes-Ereignisse	211
9.49	Stringeffekt (θ_{Sub}) für Subjets aus Y-Ereignissen	211
9.50	p_T^{in} -Verteilung in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen	213
9.51	p_T^{out} -Verteilung in Quark- und Gluon-Jets in Y- und Mercedes-Ereignissen	213

9.52	x_E -Verteilungen der ersten vier Aufspaltungen in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen	214
9.53	η -Verteilungen der ersten vier Aufspaltungen in Quark- und Gluon-Jets in Y-Ereignissen	214
9.54	Die skalierte Hadron-Energieverteilung von Quark-Jets für verschiedene Skalenergebnisse von κ_H (DURHAM-Algorithmus)	217
9.55	Die skalierte Hadron-Energieverteilung von Gluon-Jets für verschiedene Skalenergebnisse von κ_H (DURHAM-Algorithmus)	217
9.56	ξ -Verteilungen in Quark-Jets für verschiedenen „Hardness“-Skalen κ_H (CAMBRIDGE-Algorithmus)	219
9.57	ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedenen Skalen p_1^T (CAMBRIDGE-Algorithmus)	219
9.58	ξ -Verteilungen in Quark-Jets für verschiedenen „Hardness“-Skalen κ_H (DURHAM-Algorithmus)	220
9.59	ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedenen Skalen p_1^T (DURHAM-Algorithmus)	220
9.60	ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedene „Hardness“-Skalen κ_H (DURHAM-Algorithmus)	221
9.61	ξ -Verteilungen in Gluon-Jets für verschiedenen „Hardness“-Skalen κ_H (CAMBRIDGE-Algorithmus)	221
9.62	Linearer Anstieg der ξ^* für Quark- und Gluon-Jets in Abhängigkeit der Skala κ_H (links) bzw. der Skala κ_H für Quarks und p_1^T für Gluonen (rechts) unter Verwendung des DURHAM-Algorithmus.	223
9.63	Unterschied $\Delta\xi^*$ zwischen Quark- und Gluon-Jets.	224
9.64	Rapiditätsverteilungen für Quark-Jets bei verschiedenen Skalen κ_H unter Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus	226
9.65	Rapiditätsverteilungen für Gluon-Jets bei verschiedenen Skalen κ_H unter Verwendung des CAMBRIDGE-Algorithmus	226
9.66	Multiplizitätsverhältnisse im zentralen Bereich der Rapidität in Abhängigkeit der Skala L	227
9.67	Mittelwerte der Jet-Breite β als Funktion verschiedener Jet-Skalen (DURHAM-Algorithmus)	228
9.68	Mittelwerte der Jet-Breite β als Funktion verschiedener Jet-Skalen (CAMBRIDGE-Algorithmus)	228

9.69	Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus) .	230
9.70	Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus) .	230
9.71	Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktionen (DURHAM-Algorithmus)	232
9.72	Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (DURHAM-Algorithmus)	232
9.73	Skalenabhängigkeit der Quark-Fragmentationsfunktionen (CAMBRIDGE-Algorithmus)	233
9.74	Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (CAMBRIDGE-Algorithmus)	233
9.75	Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (DURHAM-Algorithmus)	234
9.76	Skalenabhängigkeit der Gluon-Fragmentationsfunktionen (CAMBRIDGE-Algorithmus)	234
9.77	Skalenabhängige Parametrisierung der Quark-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus)	236
9.78	Skalenabhängige Parametrisierung der Gluon-Fragmentationsfunktion (DURHAM-Algorithmus)	236
9.79	Vergleich der Skalenverletzung von Quark- und Gluon-Jets (DURHAM-Algorithmus, $\kappa_q = \kappa_H, \kappa_g = \kappa_H$)	237
9.80	Vergleich der Skalenverletzung von Quark- und Gluon-Jets (CAMBRIDGE-Algorithmus, $\kappa_q = \kappa_H, \kappa_g = p_1^T$)	237
9.81	Skalenabhängigkeit der Teilchenmultiplizität in Gluon- und Quark-Jets	242
9.82	Multiplizitäten in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen als Funktion des Öffnungswinkels (links); Zerlegung von $N_{q\bar{q}g}$ in die Anteile $N_{q\bar{q}}$ und $1/2N_{gg}$ (rechts)	243
9.83	Vergleich von $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg}	244
9.84	Multiplizitäten in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen als Funktion des Öffnungswinkels	246
9.85	Vergleich von $N_{q\bar{q}}$ und N_{gg}	247
10.1	Ergebnisse für das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F im Überblick	251
B.1	Mittlere Multiplizitäten für identifizierte Teilchen in Quark- und Gluon-Jets. . .	Ah11
B.2	Impulsspektrum identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	Ah12

B.3	Verhältnisse der Impulsspektren identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets von Mercedes-Ereignissen	Ah12
B.4	Rapiditätsspektrum identifizierter Hadronen in Quark- und Gluon-Jets	Ah13
B.5	Verhältnisse der Rapiditätsspektren identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets aus Mercedes-Ereignissen	Ah13
B.6	ξ'_p -Spektren identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	Ah14
B.7	Normalisierte Verhältnisse $R'_p = R_p/r_{gel.}$ für verschiedene Zusammensetzungen der Quark-Menge	Ah14

Tabellenverzeichnis

2.1	Wechselwirkungen der Elementarteilchen	6
2.2	Überblick über die fundamentalen Fermionen und Austauschbosonen des Standardmodells	8
2.3	Vergleich zwischen der QED und der QCD	15
3.1	Mittlere integrierte Luminositäten von LEP	19
3.2	Akzeptanzbereiche und Auflösungsvermögen der DELPHI-Subdetektoren	24
3.3	Größe der verwendeten Datensätze	34
4.1	Jet-Algorithmen Übersicht	45
5.1	Wichtige JETSET-Parameter und die entsprechenden Werte des DELPHI- <i>Monte Carlo</i>	74
5.2	Angepaßte Parameter der verwendeten <i>Monte Carlo</i> -Generatoren	74
6.1	Spurschnitte	76
6.2	Energieschnitte für neutrale Teilchen	76
6.3	Ereignisschnitte	77
6.4	Selektierte (hadronische) Ereignismengen	78
6.5	Vorselektion symmetrischer Drei-Jet-Ereignisse	81
6.6	Ereignismengen der selektierten Ereignistopologien	81
6.7	Statistik zur Funktionsfähigkeit der Winkel-Methode	93
6.8	Statistik zur Funktionsfähigkeit der Partonschauer-Methode	95

6.9	Mittlere Winkeldifferenzen zwischen den Hadron-Jets und den jeweiligen Parton-Jets für Y-Ereignisse	95
6.10	Korrelationsmatrix zwischen der Winkel- und History- bzw. der Winkel- und Partonschauer-Methode zur Bestimmung des Gluon-Jets	97
6.11	Anzahl der Ereignisse mit identifiziertem Gluon-Jet in verschiedenen Topologien	99
6.12	Inhalte der verschiedenen Jet-Klassen in Y-Ereignissen.	102
7.1	Minimaler Impuls für die Emission von Cherenkov-Licht	111
7.2	Einsatzbereiche der Detektoren zur Teilchenidentifikation	113
9.1	Mittelwerte und Varianzen der Transversalimpulsverteilungen	151
9.2	Mittelwerte und Varianzen der Jet-Breitenverteilungen	153
9.3	Mittelwerte und Varianzen der Rapiditätsverteilungen	156
9.4	Multiplizitäten von identifizierten und allen geladenen Teilchen in Quark- und Gluon-Jets	178
9.5	Normalisierte Multiplizitätsverhältnisse R'_X (für $udscb$ Quarks) verglichen mit Vorhersagen von <i>Monte Carlo</i> -Simulationen	179
9.6	R'_X aus Messungen von verschiedenen Kollaborationen	180
9.7	Systematische Fehler für N_X^Q , N_X^G , R_X und R'_X in Y-Ereignissen.	181
9.8	Maxima der ξ_p -Verteilungen	188
9.9	Steigung der ξ_p^* -Werte als Funktion von $\ln \kappa_H$	189
9.10	Eigenschaften der $K^*(892)^0$ - und $\phi(1020)$ -Resonanz	190
9.11	Ergebnisse der Anpassungen der $\phi(1020)$ - und $K^*(892)^0$ -Resonanzen in identifizierten Gluon-Jets und Jets der Normalen Mischungsmenge	193
9.12	Verhältnis der modifizierten differentiellen Ein-Jet-Rate für Y-Ereignisse (Daten und Simulation).	198
9.13	Systematische Unsicherheiten (absolut) von \tilde{r}_1^{max} , r_M^{max} und r_M^{Had}	206
9.14	Werte von ξ^* (DURHAM-Algorithmus)	222
9.15	Werte von ξ^* (CAMBRIDGE-Algorithmus)	222
9.16	Steigungen der ξ^* in Abhängigkeit verschiedenen Skalen und Cluster-Algorithmen	223

9.17	Multiplizitätsverhältnisse im Bereich der Rapidität $ \eta < 2$ (CAMBRIDGE-Algorithmus)	225
9.18	Parameter der simultan angepaßten Fragmentationsfunktionen bei $\kappa_{H,0} = 5.5 \text{ GeV}$	231
9.19	Quellen systematischer Fehler für C_A/C_F	238

Anhang A

Ergebnisse topologischer Größen in tabellarischer Darstellung

KAP. 9.1.1 Räumliche Verteilung von Teilchen in symmetrischen Ereignissen

ABB. 9.2 Spurwinkelverteilung relativ zur Quark- bzw. Gluon-Jet-Achse

$\theta [^\circ]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{d\theta} Q$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{d\theta} G$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{d\theta} Q$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{d\theta} G$	Gluon Quark
DELPHI							
0	6	0.238±0.001	0.161±0.001	0.675±0.006	0.243±0.002	0.162±0.003	0.665±0.016
6	12	0.255±0.002	0.276±0.001	1.085±0.009	0.253±0.003	0.284±0.005	1.122±0.023
12	18	0.176±0.002	0.250±0.001	1.424±0.015	0.182±0.003	0.253±0.005	1.392±0.033
18	24	0.125±0.001	0.197±0.001	1.577±0.021	0.137±0.003	0.224±0.005	1.640±0.047
24	30	0.089±0.001	0.142±0.001	1.587±0.026	0.115±0.003	0.183±0.004	1.589±0.050
30	36	0.060±0.001	0.102±0.001	1.708±0.036	0.098±0.002	0.164±0.004	1.669±0.059
36	42	0.043±0.001	0.071±0.001	1.654±0.043	0.086±0.002	0.134±0.004	1.561±0.060
42	48	0.031±0.001	0.049±0.001	1.592±0.050	0.070±0.002	0.120±0.004	1.729±0.077
48	54	0.023±0.001	0.036±0.001	1.561±0.060	0.059±0.002	0.096±0.003	1.611±0.079
54	60	0.020±0.001	0.026±0.001	1.316±0.054	0.052±0.002	0.076±0.003	1.452±0.078

KAP. 9.1.1 Räumliche Verteilung von Teilchen in symmetrischen Ereignissen

ABB. 9.3 Die orientierte Winkelverteilung der in die Ereignisebene projizierten Impulse geladener Teilchen

Φ [°]		Y-Topologie		Mercedes-Topologie	
von	bis	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{N.M.}}$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{I.d.G.}}$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{N.M.}}$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{I.d.G.}}$
DELPHI					
0	5	0.2960±0.0007	0.3205±0.0012	0.2467±0.0017	0.2735±0.0040
5	10	0.1499±0.0005	0.1877±0.0009	0.1449±0.0013	0.1838±0.0033
10	15	0.0854±0.0004	0.1068±0.0007	0.0925±0.0011	0.1104±0.0025
15	20	0.0551±0.0003	0.0650±0.0006	0.0625±0.0009	0.0657±0.0020
20	25	0.0382±0.0002	0.0434±0.0005	0.0468±0.0008	0.0455±0.0016
25	30	0.0283±0.0002	0.0299±0.0004	0.0370±0.0007	0.0328±0.0014
30	35	0.0216±0.0002	0.0225±0.0003	0.0287±0.0006	0.0265±0.0012
35	40	0.0175±0.0002	0.0178±0.0003	0.0249±0.0006	0.0205±0.0011
40	45	0.0143±0.0001	0.0141±0.0003	0.0200±0.0005	0.0169±0.0010
45	50	0.0122±0.0001	0.0120±0.0002	0.0184±0.0005	0.0134±0.0009
50	55	0.0108±0.0001	0.0099±0.0002	0.0161±0.0004	0.0140±0.0009
55	60	0.0094±0.0001	0.0086±0.0002	0.0145±0.0004	0.0114±0.0008
60	65	0.0086±0.0001	0.0075±0.0002	0.0138±0.0004	0.0107±0.0008
65	70	0.0078±0.0001	0.0069±0.0002	0.0140±0.0004	0.0116±0.0008
70	75	0.0071±0.0001	0.0063±0.0002	0.0149±0.0004	0.0137±0.0009
75	80	0.0069±0.0001	0.0063±0.0002	0.0156±0.0004	0.0174±0.0010
80	85	0.0067±0.0001	0.0056±0.0002	0.0184±0.0005	0.0225±0.0011
85	90	0.0070±0.0001	0.0060±0.0002	0.0206±0.0005	0.0282±0.0013
90	95	0.0074±0.0001	0.0063±0.0002	0.0233±0.0005	0.0422±0.0016
95	100	0.0078±0.0001	0.0069±0.0002	0.0298±0.0006	0.0558±0.0018
100	105	0.0085±0.0001	0.0081±0.0002	0.0364±0.0007	0.0758±0.0021
105	110	0.0096±0.0001	0.0099±0.0002	0.0468±0.0008	0.0971±0.0024
110	115	0.0114±0.0001	0.0126±0.0002	0.0654±0.0009	0.1223±0.0027
115	120	0.0139±0.0001	0.0172±0.0003	0.0958±0.0011	0.1472±0.0029
120	125	0.0178±0.0002	0.0248±0.0003	0.1488±0.0014	0.1695±0.0032
125	130	0.0241±0.0002	0.0370±0.0004	0.2008±0.0016	0.1791±0.0032
130	135	0.0343±0.0002	0.0562±0.0005	0.2100±0.0016	0.1601±0.0031
135	140	0.0514±0.0003	0.0839±0.0006	0.1530±0.0014	0.1214±0.0027
140	145	0.0769±0.0003	0.1118±0.0007	0.0992±0.0011	0.0806±0.0022
145	150	0.1110±0.0004	0.1432±0.0008	0.0724±0.0009	0.0551±0.0018
150	155	0.1527±0.0005	0.1745±0.0009	0.0539±0.0008	0.0424±0.0016
155	160	0.1941±0.0005	0.1950±0.0010	0.0430±0.0007	0.0324±0.0014
160	165	0.2005±0.0005	0.1858±0.0009	0.0369±0.0007	0.0275±0.0013
165	170	0.1456±0.0005	0.1418±0.0008	0.0302±0.0006	0.0256±0.0012
170	175	0.1035±0.0004	0.1015±0.0007	0.0251±0.0006	0.0211±0.0011
175	180	0.0776±0.0003	0.0786±0.0006	0.0230±0.0005	0.0229±0.0012
180	185	0.0634±0.0003	0.0730±0.0006	0.0216±0.0005	0.0254±0.0012
185	190	0.0647±0.0003	0.0829±0.0006	0.0226±0.0005	0.0282±0.0013
190	195	0.0786±0.0003	0.1072±0.0007	0.0244±0.0005	0.0311±0.0014
195	200	0.1039±0.0004	0.1379±0.0008	0.0286±0.0006	0.0399±0.0015

A. ERGEBNISSE TOPOLOGISCHER GRÖSSEN IN TABELLARISCHER DARSTELLUNG

$\Phi [^\circ]$		Y-Topologie		Mercedes-Topologie	
von	bis	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{N.M.}}$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{I.d.G.}}$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{N.M.}}$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Phi_{I.d.G.}}$
DELPHI					
200	205	0.1285±0.0004	0.1528±0.0008	0.0332±0.0006	0.0467±0.0017
205	210	0.1426±0.0005	0.1515±0.0008	0.0397±0.0007	0.0561±0.0018
210	215	0.1443±0.0005	0.1392±0.0008	0.0488±0.0008	0.0705±0.0020
215	220	0.1340±0.0004	0.1209±0.0008	0.0640±0.0009	0.1018±0.0024
220	225	0.1113±0.0004	0.0971±0.0007	0.0871±0.0010	0.1398±0.0029
225	230	0.0798±0.0003	0.0704±0.0006	0.1256±0.0012	0.1864±0.0033
230	235	0.0532±0.0003	0.0496±0.0005	0.1669±0.0014	0.1976±0.0034
235	240	0.0373±0.0002	0.0355±0.0004	0.1885±0.0015	0.1779±0.0032
240	245	0.0263±0.0002	0.0258±0.0003	0.1717±0.0015	0.1355±0.0028
245	250	0.0196±0.0002	0.0201±0.0003	0.1224±0.0012	0.1109±0.0026
250	255	0.0153±0.0002	0.0151±0.0003	0.0827±0.0010	0.0754±0.0021
255	260	0.0124±0.0001	0.0126±0.0002	0.0580±0.0008	0.0575±0.0018
260	265	0.0107±0.0001	0.0112±0.0002	0.0431±0.0007	0.0452±0.0016
265	270	0.0098±0.0001	0.0101±0.0002	0.0347±0.0007	0.0369±0.0015
270	275	0.0091±0.0001	0.0105±0.0002	0.0277±0.0006	0.0299±0.0013
275	280	0.0092±0.0001	0.0094±0.0002	0.0234±0.0005	0.0255±0.0012
280	285	0.0089±0.0001	0.0094±0.0002	0.0189±0.0005	0.0216±0.0011
285	290	0.0091±0.0001	0.0095±0.0002	0.0181±0.0005	0.0205±0.0011
290	295	0.0095±0.0001	0.0105±0.0002	0.0167±0.0005	0.0175±0.0010
295	300	0.0105±0.0001	0.0113±0.0002	0.0155±0.0004	0.0161±0.0010
300	305	0.0114±0.0001	0.0122±0.0002	0.0167±0.0005	0.0175±0.0010
305	310	0.0124±0.0001	0.0132±0.0002	0.0176±0.0005	0.0164±0.0010
310	315	0.0142±0.0001	0.0155±0.0003	0.0201±0.0005	0.0165±0.0010
315	320	0.0161±0.0002	0.0172±0.0003	0.0232±0.0005	0.0206±0.0011
320	325	0.0187±0.0002	0.0207±0.0003	0.0257±0.0006	0.0235±0.0012
325	330	0.0229±0.0002	0.0255±0.0003	0.0309±0.0006	0.0311±0.0014
330	335	0.0294±0.0002	0.0322±0.0004	0.0383±0.0007	0.0327±0.0014
335	340	0.0391±0.0002	0.0436±0.0005	0.0488±0.0008	0.0495±0.0017
340	345	0.0545±0.0003	0.0625±0.0005	0.0642±0.0009	0.0719±0.0021
345	350	0.0834±0.0004	0.1006±0.0007	0.0916±0.0011	0.1024±0.0025
350	355	0.1438±0.0005	0.1752±0.0009	0.1453±0.0013	0.1777±0.0032
355	360	0.2847±0.0007	0.3084±0.0012	0.2433±0.0017	0.2691±0.0040

KAP. 9.1.2 Teilchendichte in Quark- und Gluon-Jets

ABB. 9.4 Multiplizität geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$\theta[^\circ]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\langle N_{Quark} \rangle$	$\langle N_{Gluon} \rangle$	$\frac{\text{Gluon}}{\text{Quark}}$	$\langle N_{Quark} \rangle$	$\langle N_{Gluon} \rangle$	$\frac{\text{Gluon}}{\text{Quark}}$
DELPHI							
5	10	1.126±0.007	0.713±0.005	0.634±0.006	1.147±0.012	0.718±0.018	0.626±0.017
10	15	2.513±0.012	2.078±0.009	0.827±0.005	2.532±0.021	2.100±0.031	0.829±0.014
15	20	3.528±0.015	3.422±0.012	0.970±0.005	3.560±0.026	3.482±0.041	0.978±0.013
20	25	4.288±0.017	4.573±0.014	1.066±0.005	4.364±0.030	4.675±0.048	1.071±0.013
25	30	4.858±0.019	5.490±0.015	1.130±0.005	5.000±0.034	5.765±0.054	1.153±0.013
30	35	5.287±0.020	6.181±0.017	1.169±0.005	5.574±0.036	6.655±0.058	1.194±0.013
35	40	5.588±0.021	6.710±0.017	1.201±0.005	6.073±0.039	7.475±0.062	1.231±0.013
40	45	5.820±0.022	7.091±0.018	1.218±0.005	6.516±0.041	8.172±0.065	1.254±0.013

KAP. 9.1.3 Energiedeposition in Quark- und Gluon-Jets

ABB. 9.5 Energiedeposition geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$\theta[^\circ]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\langle \frac{E_{gel.}}{\sum E_{gel.}} \rangle_Q$	$\langle \frac{E_{gel.}}{\sum E_{gel.}} \rangle_G$	$\frac{\text{Gluon}}{\text{Quark}}$	$\langle \frac{E_{gel.}}{\sum E_{gel.}} \rangle_Q$	$\langle \frac{E_{gel.}}{\sum E_{gel.}} \rangle_G$	$\frac{\text{Gluon}}{\text{Quark}}$
DELPHI							
5	10	0.344±0.003	0.168±0.002	0.489±0.008	0.321±0.006	0.139±0.007	0.433±0.023
10	15	0.626±0.005	0.420±0.004	0.671±0.008	0.567±0.008	0.353±0.012	0.622±0.023
15	20	0.766±0.006	0.610±0.005	0.797±0.009	0.694±0.010	0.511±0.015	0.737±0.023
20	25	0.847±0.007	0.740±0.005	0.874±0.009	0.770±0.011	0.626±0.016	0.813±0.024
25	30	0.896±0.007	0.827±0.006	0.924±0.010	0.820±0.012	0.713±0.018	0.870±0.025
30	35	0.927±0.007	0.883±0.006	0.953±0.010	0.860±0.012	0.776±0.018	0.902±0.025
35	40	0.946±0.007	0.920±0.006	0.973±0.010	0.890±0.012	0.829±0.019	0.932±0.025
40	45	0.959±0.008	0.944±0.006	0.985±0.010	0.915±0.013	0.868±0.020	0.949±0.025

KAP. 9.1.4 Verteilungen der Transversalimpulse in Quark- und Gluon-Jets
ABB. 9.7 p_T^{in} -Verteilung geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$p_T^{in}[GeV/c]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{in} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{in} G}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{in} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{in} G}$	Gluon Quark
DELPHI							
0.0	0.4	30.466±0.097	37.698±0.081	1.237±0.005	36.980±0.202	48.706±0.329	1.317±0.011
0.4	0.8	3.691±0.029	4.792±0.024	1.298±0.012	5.375±0.062	7.299±0.101	1.358±0.024
0.8	1.2	0.842±0.014	1.040±0.012	1.234±0.025	1.327±0.035	2.251±0.059	1.697±0.063
1.2	1.6	0.244±0.007	0.281±0.006	1.154±0.044	0.531±0.021	0.762±0.034	1.436±0.085
1.6	2.0	0.085±0.004	0.084±0.003	0.992±0.062	0.222±0.014	0.329±0.023	1.479±0.139
2.0	2.4	0.036±0.002	0.030±0.002	0.850±0.081	0.104±0.010	0.161±0.017	1.544±0.224
2.4	2.8	0.015±0.001	0.011±0.001	0.734±0.106	0.052±0.007	0.083±0.012	1.586±0.309
2.8	3.2	0.009±0.001	0.004±0.001	0.476±0.093	0.034±0.006	0.044±0.009	1.298±0.344
3.2	3.6	0.004±0.001	0.003±0.001	0.624±0.180	0.019±0.004	0.022±0.007	1.182±0.479
3.6	4.0	0.003±0.001	0.001±0.000	0.318±0.114	0.013±0.002	0.008±0.003	0.658±0.254

KAP. 9.1.4 Verteilungen der Transversalimpulse in Quark- und Gluon-Jets
ABB. 9.8 p_T^{out} -Verteilung geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$p_T^{out}[GeV/c]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{out} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{out} G}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{out} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dp_T^{out} G}$	Gluon Quark
DELPHI							
0	0.4	29.717±0.096	36.713±0.080	1.235±0.005	36.684±0.198	48.272±0.323	1.316±0.011
0.4	0.8	3.997±0.031	5.330±0.026	1.333±0.012	5.473±0.065	7.763±0.106	1.418±0.026
0.8	1.2	0.908±0.014	1.130±0.012	1.244±0.024	1.438±0.034	2.021±0.055	1.405±0.051
1.2	1.6	0.277±0.008	0.287±0.006	1.036±0.036	0.476±0.020	0.697±0.034	1.464±0.095
1.6	2.0	0.102±0.004	0.087±0.003	0.851±0.049	0.193±0.014	0.298±0.023	1.543±0.162
2.0	2.4	0.046±0.003	0.028±0.002	0.606±0.053	0.113±0.009	0.111±0.013	0.985±0.140
2.4	2.8	0.017±0.002	0.012±0.001	0.671±0.097	0.047±0.007	0.071±0.012	1.513±0.332
2.8	3.2	0.005±0.001	0.007±0.001	1.498±0.515	0.027±0.004	0.024±0.006	0.890±0.269
3.2	3.6	0.004±0.001	0.002±0.001	0.459±0.165	0.018±0.004	0.014±0.006	0.816±0.376
3.6	4.0	0.002±0.001	0.001±0.000	0.683±0.374	0.013±0.002	0.002±0.002	0.180±0.132

KAP. 9.1.4 Verteilungen der Transversalimpulse in Quark- und Gluon-Jets
ABB. 9.9 Aufsummierte p_T^{in} -Verteilung geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$\sum p_T^{in}[GeV/c]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{in} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{in} G}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{in} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{in} G}$	Gluon Quark
DELPHI							
0.000	1.667	0.154±0.001	0.044±0.001	0.285±0.005	0.057±0.001	0.009±0.001	0.151±0.020
1.667	3.333	0.289±0.003	0.218±0.002	0.754±0.011	0.240±0.003	0.060±0.003	0.248±0.012
3.333	5.000	0.133±0.003	0.216±0.003	1.627±0.048	0.168±0.004	0.157±0.006	0.932±0.046
5.000	6.667	0.058±0.003	0.098±0.002	1.692±0.089	0.081±0.005	0.166±0.009	2.039±0.169
6.667	8.333	0.022±0.002	0.043±0.002	1.946±0.190	0.047±0.005	0.107±0.008	2.287±0.278
8.333	10.000	0.017±0.002	0.022±0.001	1.290±0.139	0.045±0.004	0.088±0.007	1.929±0.242

KAP. 9.1.4 Verteilungen der Transversalimpulse in Quark- und Gluon-Jets
ABB. 9.10 Aufsummierte p_T^{out} -Verteilung geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$\sum p_T^{out} [GeV/c]$		Y-Topologie					Mercedes-Topologie				
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} G}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} G}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} G}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d \sum p_T^{out} G}$	Gluon Quark
DELPHI											
0	1	0.070±	0.001	0.013±	0.000	0.183±0.006	0.021±	0.001	0.004±	0.001	0.191±0.047
1	2	0.288±	0.002	0.111±	0.001	0.385±0.006	0.162±	0.002	0.017±	0.001	0.104±0.009
2	3	0.286±	0.004	0.251±	0.003	0.878±0.016	0.256±	0.004	0.089±	0.004	0.346±0.018
3	4	0.179±	0.004	0.244±	0.004	1.357±0.039	0.203±	0.005	0.161±	0.008	0.796±0.043
4	5	0.093±	0.004	0.174±	0.004	1.875±0.095	0.129±	0.006	0.182±	0.010	1.416±0.106
5	6	0.052±	0.004	0.102±	0.003	1.964±0.148	0.090±	0.007	0.150±	0.011	1.668±0.171
6	7	0.029±	0.003	0.056±	0.002	1.940±0.206	0.066±	0.005	0.097±	0.009	1.466±0.182
7	8	0.022±	0.002	0.031±	0.002	1.430±0.170	0.031±	0.005	0.087±	0.010	2.848±0.599
8	9	0.014±	0.002	0.016±	0.001	1.115±0.169	0.026±	0.005	0.062±	0.008	2.379±0.537
9	10	0.011±	0.001	0.009±	0.001	0.796±0.138	0.021±	0.003	0.032±	0.006	1.534±0.368

KAP. 9.1.5 Jet-Breiten
ABB. 9.11 Breite β in Quark- und Gluon-Jets

β		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\beta_{gel. Q}}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\beta_{gel. G}}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\beta_{gel. Q}}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\beta_{gel. G}}$	Gluon Quark
DELPHI							
0.000	0.017	0.579±0.018	0.041±0.006	0.071±0.010	0.239±0.026	0.029±0.032	0.121±0.136
0.017	0.034	3.250±0.051	0.399±0.022	0.123±0.007	2.253±0.075	0.130±0.035	0.058±0.016
0.034	0.050	7.662±0.089	1.371±0.043	0.179±0.006	6.281±0.142	0.566±0.080	0.090±0.013
0.050	0.067	9.492±0.124	3.469±0.078	0.365±0.010	8.108±0.193	2.079±0.189	0.256±0.024
0.067	0.084	8.818±0.152	5.921±0.110	0.672±0.017	8.228±0.216	3.250±0.246	0.395±0.032
0.084	0.101	7.403±0.168	7.531±0.129	1.017±0.029	6.333±0.251	5.497±0.361	0.868±0.067
0.101	0.118	5.697±0.177	8.339±0.142	1.464±0.052	4.712±0.290	7.265±0.461	1.542±0.136
0.118	0.134	4.276±0.175	8.029±0.144	1.877±0.084	4.319±0.275	6.453±0.434	1.494±0.138
0.134	0.151	3.960±0.159	6.398±0.129	1.616±0.073	4.197±0.264	5.636±0.409	1.343±0.129
0.151	0.168	3.032±0.144	5.121±0.117	1.689±0.089	3.094±0.237	4.764±0.375	1.540±0.169
0.168	0.185	2.363±0.127	3.816±0.103	1.615±0.097	2.844±0.227	4.342±0.355	1.527±0.174
0.185	0.202	1.778±0.112	2.808±0.091	1.579±0.112	2.336±0.207	3.510±0.324	1.503±0.192
0.202	0.218	1.466±0.092	1.819±0.074	1.241±0.093	1.898±0.200	3.236±0.319	1.705±0.247
0.218	0.235	1.204±0.076	1.142±0.059	0.948±0.077	1.271±0.201	3.152±0.333	2.481±0.472
0.235	0.252	0.755±0.063	0.764±0.049	1.012±0.106	1.590±0.154	1.876±0.232	1.180±0.185
0.252	0.269	0.522±0.051	0.491±0.040	0.941±0.120	0.944±0.179	2.128±0.300	2.255±0.532
0.269	0.286	0.315±0.043	0.315±0.034	0.999±0.174	1.144±0.145	1.481±0.223	1.295±0.255
0.286	0.302	0.240±0.036	0.198±0.028	0.826±0.170	0.370±0.219	2.000±0.394	5.405±3.376
0.302	0.319	0.174±0.028	0.119±0.021	0.684±0.164	0.782±0.127	0.947±0.197	1.212±0.319
0.319	0.336	0.155±0.020	0.050±0.013	0.326±0.094	0.598±0.120	0.581±0.197	0.972±0.383
0.336	0.353	0.091±0.019	0.037±0.015	0.410±0.185	0.374±0.090	0.359±0.145	0.960±0.450

KAP. 9.1.6 Teilchenrapiditäten in Quark- und Gluon-Jets
ABB. 9.12 Rapidity geladener Teilchen in Quark- und Gluon-Jets

$\eta_{gel.}$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. Q}}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. G}}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. Q}}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. G}}$	Gluon Quark
DELPHI							
0	0.4	0.730±0.019	0.920±0.016	1.260±0.040	1.365±0.047	1.960±0.077	1.437±0.075
0.4	0.8	1.335±0.026	1.943±0.022	1.455±0.033	3.003±0.060	4.563±0.099	1.519±0.045
0.8	1.2	2.024±0.027	3.252±0.023	1.607±0.025	3.305±0.058	5.586±0.097	1.690±0.042
1.2	1.6	2.594±0.027	4.184±0.023	1.613±0.019	3.111±0.050	5.076±0.082	1.632±0.037
1.6	2.0	2.689±0.025	4.006±0.021	1.490±0.016	2.776±0.044	4.201±0.072	1.513±0.035
2.0	2.4	2.444±0.021	2.999±0.018	1.227±0.013	2.514±0.037	2.998±0.059	1.192±0.029
2.4	2.8	2.082±0.017	1.842±0.013	0.885±0.010	2.032±0.030	1.890±0.045	0.930±0.026
2.8	3.2	1.457±0.012	0.960±0.009	0.659±0.008	1.477±0.022	1.016±0.032	0.688±0.024
3.2	3.6	0.846±0.008	0.408±0.006	0.482±0.008	0.887±0.015	0.437±0.020	0.493±0.024
3.6	4.0	0.405±0.005	0.148±0.003	0.367±0.009	0.450±0.009	0.140±0.010	0.312±0.023
4.0	4.4	0.158±0.003	0.043±0.002	0.272±0.011	0.177±0.005	0.044±0.005	0.251±0.030
4.4	4.8	0.053±0.001	0.009±0.001	0.162±0.013	0.057±0.002	0.008±0.002	0.148±0.038
4.8	5.2	0.013±0.001	0.001±0.000	0.110±0.019	0.014±0.001	0.003±0.002	0.237±0.114

KAP. 9.1.6 Teilchenrapiditäten in Quark- und Gluon-Jets
ABB. 9.13 Rapidity des führenden geladenen Teilchens in Quark- und Gluon-Jets

$\eta_{gel.}^{(1)}$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. Q}^{(1)}}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. G}^{(1)}}$	Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. Q}^{(1)}}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\eta_{gel. G}^{(1)}}$	Gluon Quark
DELPHI							
0	0.4	0.0044±0.0007	0.0018±0.0005	0.3984±0.1238	0.0039±0.0032	0.0092±0.0057	2.3646±2.4148
0.4	0.8	0.0082±0.0016	0.0104±0.0013	1.2711±0.2964	0.0337±0.0043	0.0306±0.0064	0.9071±0.2208
0.8	1.2	0.0230±0.0033	0.0509±0.0028	2.2097±0.3379	0.0784±0.0084	0.1302±0.0140	1.6607±0.2525
1.2	1.6	0.0783±0.0062	0.1971±0.0054	2.5159±0.2093	0.1213±0.0121	0.2921±0.0208	2.4073±0.2948
1.6	2.0	0.2043±0.0085	0.4155±0.0073	2.0335±0.0922	0.2135±0.0147	0.4276±0.0248	2.0023±0.1801
2.0	2.4	0.3539±0.0094	0.5538±0.0079	1.5646±0.0471	0.3307±0.0153	0.4841±0.0249	1.4640±0.1012
2.4	2.8	0.4922±0.0089	0.5197±0.0072	1.0558±0.0239	0.4229±0.0149	0.4774±0.0234	1.1290±0.0682
2.8	3.2	0.5147±0.0073	0.3665±0.0056	0.7120±0.0148	0.4529±0.0131	0.3552±0.0193	0.7843±0.0483
3.2	3.6	0.4088±0.0054	0.2033±0.0038	0.4974±0.0115	0.4043±0.0098	0.1870±0.0124	0.4626±0.0326
3.6	4.0	0.2484±0.0037	0.0957±0.0025	0.3852±0.0116	0.2545±0.0066	0.0787±0.0071	0.3092±0.0292
4.0	4.4	0.1170±0.0022	0.0344±0.0014	0.2941±0.0135	0.1238±0.0041	0.0310±0.0042	0.2507±0.0347
4.4	4.8	0.0456±0.0011	0.0074±0.0006	0.1611±0.0132	0.0472±0.0021	0.0055±0.0015	0.1166±0.0326
4.8	5.2	0.0125±0.0005	0.0011±0.0002	0.0904±0.0171	0.0124±0.0013	0.0033±0.0016	0.2659±0.1278
5.2	5.6	0.0026±0.0002	0.0002±0.0001	0.0693±0.0297	0.0027±0.0004	0.0000±0.0000	0.0000±0.0000

KAP. 9.1.7 Die Fragmentationsfunktion

ABB. 9.14 Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktion

$x_{E(gel.)}$ von bis		Y-Topologie					Mercedes-Topologie				
		$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dx_{E(gel.)}_Q}$		$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dx_{E(gel.)}_G}$		Gluon Quark	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dx_{E(gel.)}_Q}$		$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{dx_{E(gel.)}_G}$		Gluon Quark
DELPHI											
0.000	0.077	54.441±	0.271	72.729±	0.226	1.336±0.008	79.088±	0.583	113.663±	0.949	1.437±0.016
0.077	0.154	18.333±	0.143	23.895±	0.119	1.303±0.012	18.906±	0.251	23.629±	0.404	1.250±0.027
0.154	0.231	8.004±	0.086	8.236±	0.070	1.029±0.014	7.450±	0.138	6.675±	0.211	0.896±0.033
0.231	0.308	4.016±	0.055	3.253±	0.043	0.810±0.015	3.689±	0.085	2.253±	0.121	0.611±0.036
0.308	0.385	2.172±	0.036	1.318±	0.027	0.607±0.016	1.739±	0.055	0.960±	0.077	0.552±0.048
0.385	0.462	1.149±	0.024	0.592±	0.018	0.515±0.019	0.972±	0.039	0.403±	0.052	0.415±0.056
0.462	0.538	0.670±	0.017	0.271±	0.012	0.404±0.020	0.546±	0.026	0.165±	0.030	0.303±0.057
0.538	0.615	0.401±	0.011	0.096±	0.007	0.240±0.018	0.280±	0.017	0.051±	0.017	0.184±0.063
0.615	0.692	0.233±	0.008	0.046±	0.004	0.199±0.020	0.157±	0.013	0.036±	0.014	0.232±0.091
0.692	0.769	0.128±	0.005	0.019±	0.003	0.146±0.021	0.080±	0.008	0.013±	0.009	0.161±0.109
0.769	0.846	0.062±	0.004	0.011±	0.002	0.181±0.036	0.043±	0.005	0.003±	0.003	0.071±0.072
0.846	0.923	0.034±	0.002	0.003±	0.001	0.088±0.027	0.020±	0.003	0.000±	0.000	0.000±0.000
0.923	1.000	0.019±	0.002	0.001±	0.001	0.055±0.030	0.006±	0.002	0.000±	0.000	0.000±0.000

KAP. 9.2.5 Ein Test der QCD-Kohärenz und LPHD unter Benutzung symmetrischer Drei-Jet-Ereignisse

ABB. 9.23 Multiplizität geladener Teilchen im Kegel

$\langle \theta_1 \rangle [^\circ]$	$\langle N_{gel.,Kegel} \rangle$	# Ereignisse	
DELPHI			
30.56	0.70±0.08	679±	26
35.02	0.62±0.05	1438±	37
39.94	0.60±0.04	1876±	43
44.96	0.57±0.04	1878±	43
49.97	0.66±0.05	1611±	40
54.97	0.70±0.05	1422±	38
59.97	0.77±0.06	1156±	34
64.96	0.69±0.06	1004±	32
69.91	0.71±0.07	853±	29
74.98	0.81±0.08	782±	28
79.97	0.76±0.09	653±	26
87.44	0.77±0.06	1111±	33
97.47	0.87±0.08	828±	29
107.48	0.84±0.07	794±	28
116.99	0.95±0.10	453±	21

Anhang B

Abbildungen und Tabellen identifizierter Teilchen

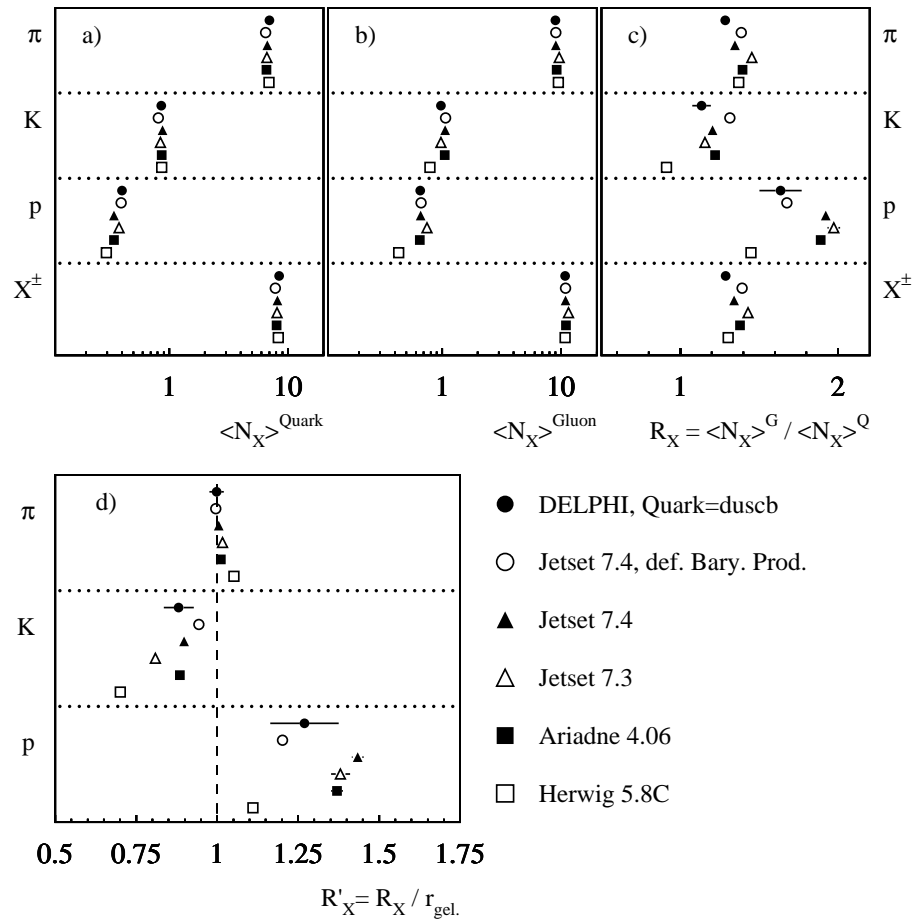


ABB. B.1 : *Mittlere Multiplizitäten für identifizierte Teilchen in Quark- und Gluon-Jets.*
 Dargestellt am Beispiel der Mercedes-Ereignisse, verglichen mit verschiedenen Monte Carlo-Modellen.

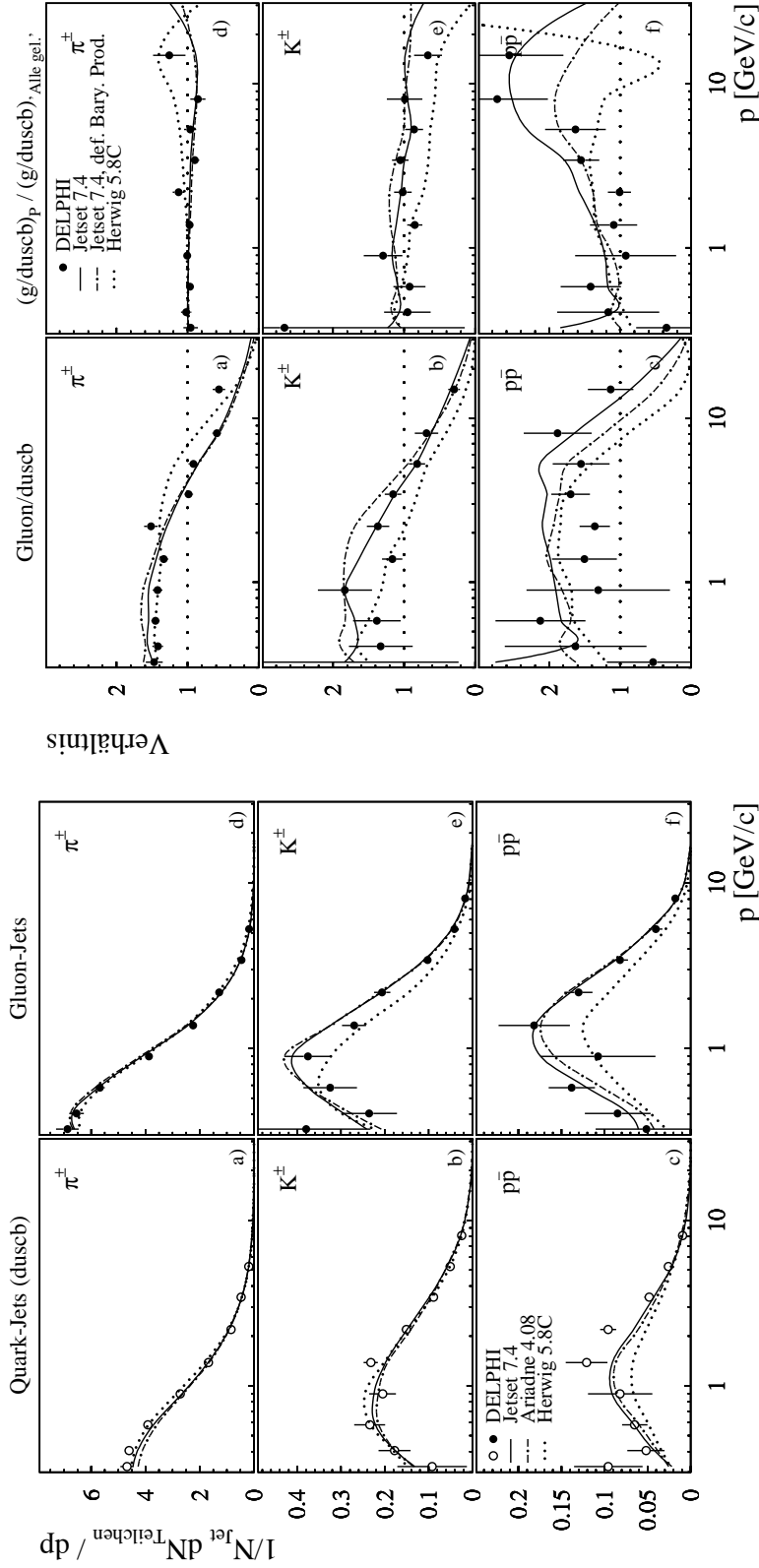


ABB. B.2 : *Impulsspektrum identifizierter Teilchen* ABB. B.3 : *Verhältnisse der Impulsspektren identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets von Mercedes-Ereignissen*

a)-c) *Spektrum von Pionen, Kaonen und Protonen in Quark-Jets; d)-f) entsprechende Spektren für Gluon-Jets in Ereignissen a)-c)* Verhältnis der Spektren von Pionen, Kaonen und Protonen mit Mercedes-Topologie. Die Vorhersagen der Generatormodelle in Gluon-Jets zu Quark-Jets; d)-f) entsprechende Spektren, normalisiert auf das Verhältnis Gluon/Quark für alle geladene Teilchen. Die Vorhersagen der Generatormodelle JETSET, JETSET mit standard Baryon-Produktionsmodell und HERWIG sind als Linien eingezeichnet.

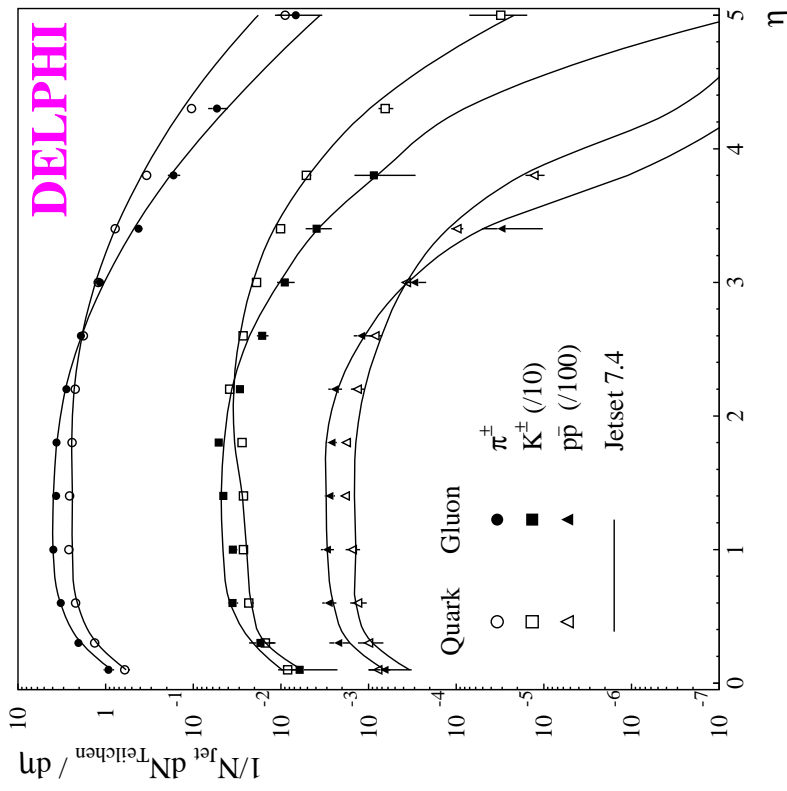


ABB. B.4 : **Rapidityspektrum identifizierter Quark- und Gluon-Jets**

Spektralen von Pionen, Kaonen und Protonen in Quark- und Gluon-Jets in Ereignissen der Mercedes-Topologie. Die Vorhersagen des JETSET-Modells sind als Linien eingezeichnet.

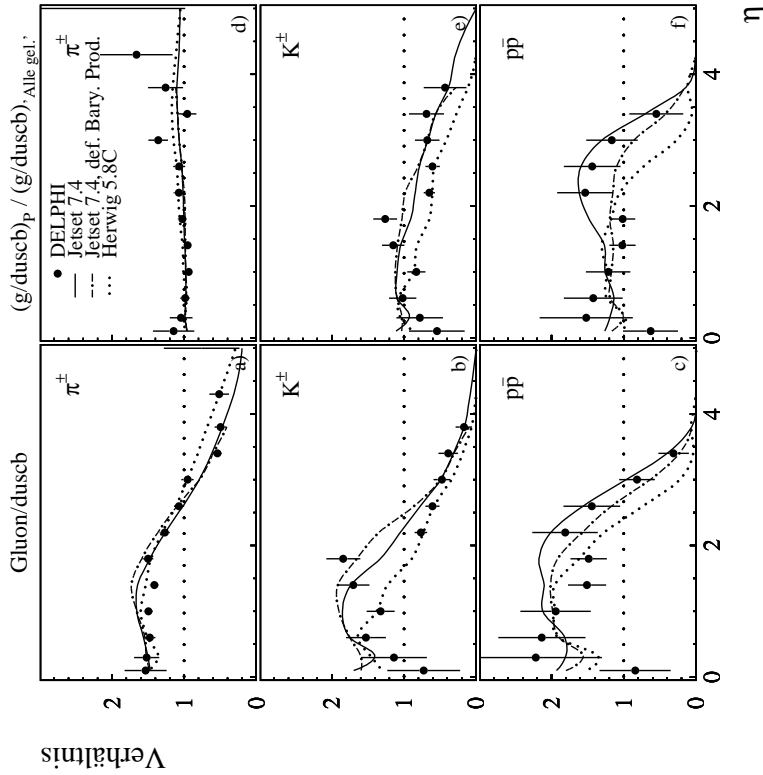


ABB. B.5 : **Verhältnisse der Rapiditätsspektren identifizierter Teilchen in Gluon- und Quark-Jets aus Mercedes-Ereignissen**

Verhältnis der Spektren von Pionen, Kaonen und Protonen in Gluon-Jets zu Quark-Jets; d)-f) entsprechende Spektren, normalisiert auf das Verhältnis Gluon/Quark für alle geladene Teilchen. Die Vorhersagen der Generatormodelle JETSET, JETSET mit standard Baryon-Produktionsmodell und HERWIG sind als Linien eingezeichnet.

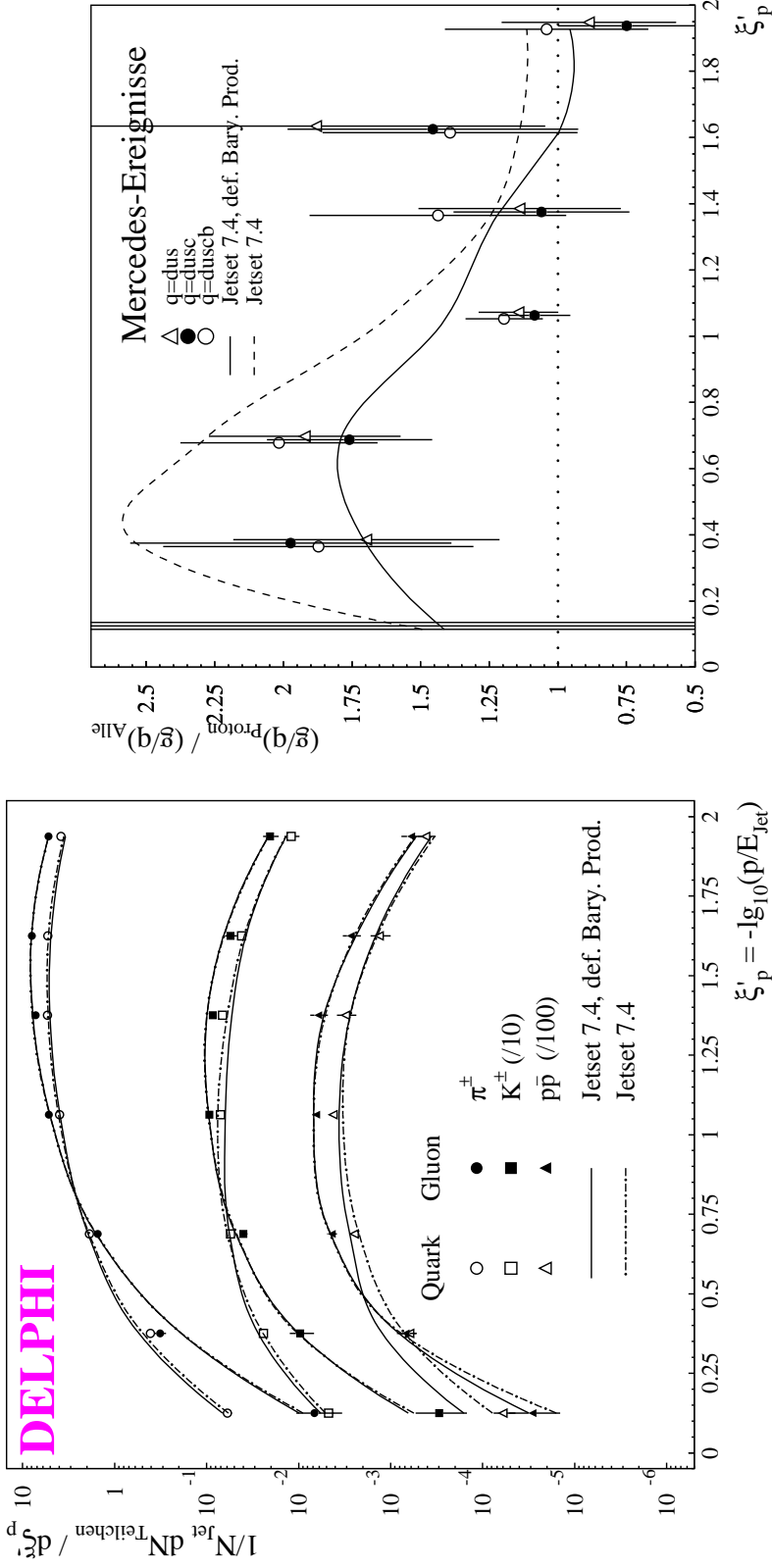


ABB. B.6 : ξ'_p -Spektren identifizierter Teilchen in ABB. B.7 : Normalisierte Verhältnisse $R'_p = R_p/r_{\text{gel.}}$ für verschiedene Zusammensetzungen der Quark-Menge

Spektren von Pionen, Kaonen und Protonen in Quark- und Gluon-Jets in Ereignissen der Mercedes-Topologie. Die Vorher-Vergleichen mit JETSET und JETSET mit standard Baryon-sagen der Generatormodelle JETSET und JETSET mit standard Produktion in Ereignissen der Mercedes-Topologie. sind als Linien mit eingezeichnet.

KAP. 9.3.1.2 Impulsspektrum
ABB. 9.27 Impulsspektrum identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets (Y-Ereignisse)

ABB. B.2 Impulsspektrum identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets (Mercedes-Ereignisse)

DELPHI								
Jet	$p[GeV/c]$		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
	von	bis	π^\pm	K^\pm	$p\bar{p}$	π^\pm	K^\pm	$p\bar{p}$
Quark (<i>udscb</i>)	0.30	0.35	3.685±0.109	0.092±0.024	0.008±0.027	4.682±0.240	0.092±0.079	0.096±0.040
	0.35	0.46	3.378±0.076	0.116±0.015	0.036±0.007	4.606±0.156	0.178±0.037	0.052±0.021
	0.46	0.70	3.194±0.048	0.160±0.016	0.040±0.005	3.912±0.101	0.235±0.036	0.065±0.015
	0.70	1.09	2.280±0.039	0.164±0.014	0.048±0.015	2.727±0.082	0.205±0.031	0.082±0.037
	1.09	1.67	1.497±0.024	0.180±0.009	0.078±0.010	1.686±0.050	0.232±0.016	0.121±0.024
	1.67	2.70	0.832±0.015	0.148±0.006	0.072±0.004	0.849±0.035	0.151±0.011	0.096±0.009
	2.70	4.15	0.421±0.007	0.086±0.002	0.048±0.003	0.475±0.016	0.089±0.005	0.048±0.005
	4.15	6.37	0.172±0.003	0.048±0.002	0.026±0.002	0.195±0.007	0.051±0.003	0.026±0.004
	6.37	9.79	0.059±0.001	0.024±0.001	0.010±0.001	0.072±0.003	0.025±0.002	0.009±0.002
9.79	20.04	0.009±0.000	0.005±0.000	0.001±0.000	0.011±0.001	0.007±0.000	0.001±0.000	
Gluon	0.30	0.35	5.128±0.096	0.145±0.022	0.089±0.025	6.879±0.416	0.380±0.148	0.051±0.059
	0.35	0.46	5.301±0.067	0.165±0.013	0.051±0.007	6.538±0.268	0.236±0.064	0.085±0.038
	0.46	0.70	4.435±0.042	0.234±0.014	0.072±0.005	5.683±0.175	0.325±0.061	0.138±0.027
	0.70	1.09	3.164±0.034	0.288±0.013	0.086±0.013	3.880±0.141	0.376±0.054	0.108±0.067
	1.09	1.67	1.885±0.021	0.275±0.008	0.122±0.009	2.253±0.086	0.270±0.027	0.182±0.041
	1.67	2.70	0.941±0.013	0.200±0.005	0.116±0.004	1.288±0.061	0.206±0.019	0.130±0.016
	2.70	4.15	0.394±0.006	0.088±0.002	0.072±0.002	0.469±0.026	0.102±0.009	0.082±0.009
	4.15	6.37	0.131±0.003	0.036±0.001	0.035±0.002	0.179±0.012	0.041±0.005	0.041±0.008
	6.37	9.79	0.029±0.001	0.013±0.001	0.010±0.001	0.042±0.004	0.017±0.004	0.018±0.003
9.79	20.04	0.002±0.000	0.001±0.000	0.001±0.000	0.006±0.001	0.002±0.001	0.002±0.000	

KAP. 9.3.1.4 ξ -Spektren
ABB. 9.31 ξ'_p -Spektren identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets (Y-Ereignisse)

ABB. B.6 ξ'_p -Spektren identifizierter Teilchen in Quark- und Gluon-Jets (Mercedes-Ereignisse)

DELPHI								
Jet	ξ'_p		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
	von	bis	π^\pm	K^\pm	$p\bar{p}$	π^\pm	K^\pm	$p\bar{p}$
Quark (<i>udscb</i>)	0	0.250	0.089±0.004	0.066±0.004	0.012±0.001	0.060±0.007	0.047±0.006	0.006±0.002
	0.250	0.500	0.578±0.014	0.298±0.013	0.086±0.007	0.410±0.028	0.242±0.021	0.062±0.009
	0.500	0.875	2.076±0.031	0.569±0.013	0.310±0.014	1.878±0.050	0.549±0.026	0.248±0.030
	0.875	1.250	4.003±0.053	0.689±0.019	0.344±0.016	3.984±0.110	0.709±0.034	0.424±0.032
	1.250	1.500	4.769±0.066	0.431±0.023	0.160±0.023	5.355±0.137	0.671±0.046	0.310±0.074
	1.500	1.750	4.112±0.056	0.223±0.017	0.062±0.007	5.343±0.132	0.418±0.048	0.133±0.033
	1.750	2.125	2.403±0.043	0.062±0.008	0.015±0.004	3.817±0.088	0.120±0.023	0.042±0.009
Gluon	0	0.250	0.021±0.003	0.015±0.002	0.003±0.000	0.007±0.004	0.003±0.002	0.003±0.002
	0.250	0.500	0.308±0.011	0.138±0.009	0.110±0.006	0.321±0.045	0.096±0.028	0.069±0.017
	0.500	0.875	1.977±0.026	0.519±0.011	0.429±0.013	1.521±0.080	0.399±0.040	0.437±0.054
	0.875	1.250	4.910±0.046	0.890±0.016	0.524±0.015	5.172±0.188	0.937±0.059	0.649±0.056
	1.250	1.500	6.252±0.057	0.645±0.021	0.239±0.020	7.193±0.234	0.855±0.078	0.614±0.134
	1.500	1.750	5.683±0.049	0.276±0.015	0.097±0.006	7.950±0.228	0.550±0.081	0.271±0.060
	1.750	2.125	3.021±0.038	0.072±0.007	0.026±0.004	5.252±0.151	0.205±0.040	0.060±0.017

KAP. 9.3.1.3 Rapidity

ABB. 9.29 Rapidity spectrum of identified hadrons in quark- and gluon-jets (Y-events)

ABB. B.4 Rapidity spectrum of identified hadrons in quark- and gluon-jets (Mercedes-events)

DELPHI								
Jet	η		Y-Topologie			Mercedes-Topologie		
	von	bis	π^\pm	K^\pm	$p\bar{p}$	π^\pm	K^\pm	$p\bar{p}$
Quark (<i>udscb</i>)	0	0.2	0.537±0.034	0.049±0.012	0.017±0.015	0.604±0.076	0.084±0.024	0.078±0.022
	0.2	0.4	0.797±0.044	0.091±0.016	0.059±0.011	1.336±0.102	0.151±0.033	0.100±0.032
	0.4	0.8	1.264±0.033	0.123±0.011	0.067±0.009	2.188±0.075	0.233±0.028	0.134±0.029
	0.8	1.2	1.737±0.032	0.182±0.013	0.116±0.012	2.625±0.074	0.268±0.024	0.154±0.029
	1.2	1.6	2.375±0.035	0.251±0.013	0.160±0.010	2.582±0.070	0.267±0.025	0.185±0.021
	1.6	2.0	2.405±0.038	0.323±0.012	0.181±0.010	2.417±0.078	0.278±0.025	0.179±0.020
	2.0	2.4	2.140±0.035	0.330±0.009	0.153±0.010	2.211±0.074	0.383±0.019	0.135±0.024
	2.4	2.8	1.731±0.030	0.270±0.008	0.080±0.006	1.788±0.064	0.269±0.016	0.084±0.014
	2.8	3.2	1.150±0.023	0.187±0.007	0.030±0.002	1.215±0.053	0.189±0.015	0.037±0.005
	3.2	3.6	0.642±0.014	0.092±0.005	0.008±0.000	0.780±0.030	0.101±0.011	0.010±0.002
	3.6	4.0	0.303±0.008	0.038±0.002	0.001±0.000	0.338±0.018	0.051±0.006	0.001±0.000
	4.0	4.6	0.098±0.003	0.005±0.001	0.000±0.000	0.104±0.009	0.006±0.001	0.000±0.000
	4.6	5.4	0.013±0.001	0.000±0.000	0.000±0.000	0.009±0.003	0.000±0.000	0.000±0.000
Gluon	0	0.2	0.708±0.030	0.069±0.010	0.090±0.014	0.927±0.132	0.061±0.038	0.066±0.034
	0.2	0.4	1.360±0.039	0.138±0.014	0.110±0.010	2.032±0.176	0.172±0.057	0.221±0.058
	0.4	0.8	1.953±0.029	0.208±0.010	0.129±0.008	3.232±0.129	0.355±0.048	0.285±0.052
	0.8	1.2	2.769±0.029	0.311±0.011	0.195±0.011	3.929±0.128	0.354±0.041	0.299±0.050
	1.2	1.6	3.304±0.031	0.438±0.011	0.271±0.009	3.652±0.120	0.455±0.043	0.279±0.037
	1.6	2.0	3.216±0.033	0.433±0.011	0.267±0.009	3.631±0.136	0.511±0.045	0.266±0.034
	2.0	2.4	2.423±0.031	0.293±0.008	0.171±0.009	2.807±0.128	0.293±0.030	0.244±0.043
	2.4	2.8	1.495±0.025	0.177±0.006	0.083±0.006	1.916±0.107	0.163±0.025	0.121±0.026
	2.8	3.2	0.851±0.019	0.071±0.005	0.018±0.001	1.159±0.088	0.090±0.021	0.030±0.008
	3.2	3.6	0.374±0.011	0.029±0.003	0.001±0.000	0.421±0.045	0.039±0.013	0.003±0.002
	3.6	4.0	0.121±0.006	0.004±0.001	0.000±0.000	0.168±0.027	0.009±0.006	0.000±0.000
	4.0	4.6	0.026±0.002	0.001±0.000	0.000±0.000	0.054±0.014	0.000±0.000	0.000±0.000
	4.6	5.4	0.002±0.001	0.000±0.000	0.000±0.000	0.007±0.004	0.000±0.000	0.000±0.000

Anhang C

Tabellen zur Aufspaltung von Gluon- und Quark-Jets

KAP. 9.4.1 Jet-Rate, differentielle und modifizierte differentielle Jet-Rate
ABB. 9.40 Die erste Subjet-Aufspaltung in Y-Ereignissen

DELPHI					
Jet	$\lg_{10} y_1$		Y-Topologie		
	von	bis	$R_1(y_1)$	$y_1 D_1(y_1)$	$y_1 \tilde{D}_1(y_1)$
Quark	-4.00	-3.75	0.005±0.000	0.009±0.001	1.851±0.203
	-3.75	-3.50	0.010±0.000	0.021±0.001	2.018±0.119
	-3.50	-3.25	0.023±0.000	0.052±0.001	2.206±0.070
	-3.25	-3.00	0.055±0.001	0.128±0.002	2.301±0.043
	-3.00	-2.75	0.123±0.001	0.276±0.004	2.216±0.030
	-2.75	-2.50	0.247±0.002	0.499±0.006	2.004±0.024
	-2.50	-2.25	0.420±0.003	0.693±0.009	1.642±0.023
	-2.25	-2.00	0.602±0.003	0.737±0.012	1.209±0.023
	-2.00	-1.75	0.751±0.004	0.613±0.014	0.796±0.023
	-1.75	-1.50	0.860±0.003	0.455±0.015	0.507±0.022
	-1.50	-1.25	0.930±0.003	0.286±0.014	0.302±0.018
-1.25	-1.00	0.979±0.001	0.198±0.011	0.201±0.012	
-1.00	-0.75	0.999±0.001	0.077±0.006	0.077±0.006	
Gluon	-4.00	-3.75	0.001±0.000	0.001±0.000	0.644±0.775
	-3.75	-3.50	0.001±0.000	0.001±0.000	0.986±0.572
	-3.50	-3.25	0.002±0.000	0.003±0.000	1.664±0.345
	-3.25	-3.00	0.004±0.000	0.008±0.001	1.941±0.224
	-3.00	-2.75	0.012±0.000	0.031±0.002	2.610±0.104
	-2.75	-2.50	0.036±0.001	0.096±0.003	2.697±0.061
	-2.50	-2.25	0.099±0.002	0.251±0.006	2.556±0.042
	-2.25	-2.00	0.230±0.002	0.510±0.009	2.274±0.032
	-2.00	-1.75	0.430±0.003	0.780±0.011	1.861±0.026
	-1.75	-1.50	0.653±0.003	0.869±0.012	1.365±0.021
	-1.50	-1.25	0.844±0.002	0.756±0.012	0.903±0.015
-1.25	-1.00	0.959±0.001	0.467±0.009	0.482±0.010	
-1.00	-0.75	0.998±0.000	0.153±0.005	0.153±0.005	

KAP. 9.4.1 Jet-Rate, differentielle und modifizierte differentielle Jet-Rate
ABB. 9.44 Subjet-Multiplizitäten

DELPHI				
$\lg_{10} y_1$		Y-Topologie		
von	bis	$\langle N - 1 \rangle_Q$	$\langle N - 1 \rangle_G$	Gluon Quark
-5.00	-4.75	9.062±0.047	11.227±0.033	1.239±0.007
-4.75	-4.50	7.782±0.042	9.832 ±0.028	1.263±0.008
-4.50	-4.25	6.729±0.036	8.520 ±0.025	1.266±0.008
-4.25	-4.00	5.686±0.033	7.269 ±0.022	1.278±0.008
-4.00	-3.75	4.712±0.029	6.140 ±0.020	1.303±0.009
-3.75	-3.50	3.793±0.029	5.102 ±0.019	1.345±0.011
-3.50	-3.25	3.023±0.026	4.140 ±0.018	1.370±0.013
-3.25	-3.00	2.311±0.026	3.275 ±0.017	1.418±0.017
-3.00	-2.75	1.668±0.025	2.528 ±0.017	1.516±0.025
-2.75	-2.50	1.149±0.024	1.859 ±0.016	1.618±0.037
-2.50	-2.25	0.737±0.023	1.295 ±0.015	1.758±0.059
-2.25	-2.00	0.402±0.026	0.837 ±0.015	2.081±0.137
-2.00	-1.75	0.230±0.029	0.445 ±0.014	1.935±0.249
-1.75	-1.50	0.109±0.034	0.171 ±0.014	1.574±0.515
-1.50	-1.25	0.016±0.049	0.042 ±0.016	2.582±7.952

KAP. 9.4.3 Winkelverteilungen der Subjets
ABB. 9.46 Azimutalwinkelverteilung Ψ

DELPHI				
$\Psi [^\circ]$		Y-Topologie		
von	bis	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\Psi_Q}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN}{d\Psi_G}$	Gluon Quark
0	10	0.0054±0.0002	0.0069±0.0002	1.2783±0.0574
10	20	0.0051±0.0002	0.0070±0.0002	1.3686±0.0647
20	30	0.0053±0.0002	0.0071±0.0002	1.3275±0.0620
30	40	0.0052±0.0002	0.0070±0.0002	1.3391±0.0634
40	50	0.0055±0.0002	0.0068±0.0002	1.2350±0.0562
50	60	0.0058±0.0002	0.0069±0.0002	1.1861±0.0537
60	70	0.0060±0.0002	0.0066±0.0002	1.0898±0.0474
70	80	0.0060±0.0002	0.0068±0.0002	1.1273±0.0504
80	90	0.0064±0.0002	0.0061±0.0002	0.9572±0.0402
90	100	0.0055±0.0002	0.0063±0.0002	1.1354±0.0523
100	110	0.0062±0.0002	0.0053±0.0001	0.8465±0.0351
110	120	0.0056±0.0002	0.0053±0.0001	0.9462±0.0412
120	130	0.0058±0.0002	0.0046±0.0001	0.7939±0.0332
130	140	0.0057±0.0002	0.0041±0.0001	0.7332±0.0305
140	150	0.0054±0.0002	0.0038±0.0001	0.7019±0.0295
150	160	0.0051±0.0002	0.0037±0.0001	0.7223±0.0312
160	170	0.0053±0.0001	0.0030±0.0001	0.5655±0.0235
170	180	0.0048±0.0001	0.0034±0.0001	0.7132±0.0311

Anhang D

Tabellierte Gluon- und Quark-Fragmentationsfunktionen

KAP. 9.5.3 Eine Untersuchung der Jet-Skalen

 ABB. 9.67- Mittelwerte der Jet-Breite β als Funktion verschiedener Jet-Skalen

 ABB. 9.68 $(\kappa_H, p_1^T, \kappa_T, E_{Jet})$.

DELPHI							
DURHAM-Algorithmus				CAMBRIDGE-Algorithmus			
$\ln \kappa_H^Q$	$\langle \beta \rangle_Q$	$\ln \kappa_H^G$	$\langle \beta \rangle_G$	$\ln \kappa_H^Q$	$\langle \beta \rangle_Q$	$\ln \kappa_H^G$	$\langle \beta \rangle_G$
1.746	0.100±0.002	1.746	0.147±0.001	1.747	0.096±0.002	1.747	0.137±0.001
1.931	0.101±0.002	1.931	0.147±0.001	1.932	0.103±0.002	1.931	0.138±0.001
2.088	0.098±0.002	2.087	0.147±0.001	2.088	0.102±0.002	2.088	0.140±0.001
2.223	0.098±0.002	2.223	0.147±0.001	2.223	0.103±0.002	2.223	0.140±0.001
2.342	0.097±0.002	2.342	0.148±0.001	2.342	0.101±0.002	2.342	0.143±0.001
2.449	0.099±0.002	2.448	0.145±0.001	2.449	0.101±0.002	2.448	0.140±0.001
2.587	0.099±0.001	2.586	0.145±0.001	2.588	0.100±0.001	2.586	0.141±0.001
2.750	0.098±0.001	2.748	0.145±0.001	2.750	0.098±0.001	2.749	0.143±0.001
2.889	0.097±0.001	2.889	0.145±0.002	2.889	0.097±0.001	2.888	0.142±0.002
3.011	0.095±0.001	3.010	0.147±0.002	3.012	0.095±0.001	3.011	0.147±0.002
3.120	0.097±0.001	3.120	0.141±0.003	3.121	0.097±0.001	3.120	0.138±0.003
3.219	0.096±0.001	3.217	0.147±0.003	3.219	0.096±0.001	3.217	0.145±0.003
3.306	0.095±0.001	3.303	0.139±0.004	3.306	0.095±0.001	3.303	0.138±0.004
3.369	0.092±0.002	3.367	0.114±0.011	3.369	0.091±0.002	3.368	0.118±0.011

DELPHI					
DURHAM-Algorithmus			CAMBRIDGE-Algorithmus		
$\ln p_1^T$	$\langle \beta \rangle_G$		$\ln p_1^T$	$\langle \beta \rangle_G$	
1.679	0.145±	0.001	1.680	0.136±	0.001
1.837	0.145±	0.001	1.837	0.135±	0.001
1.973	0.146±	0.001	1.973	0.138±	0.001
2.092	0.145±	0.001	2.093	0.138±	0.001
2.200	0.145±	0.001	2.201	0.138±	0.001
2.297	0.146±	0.001	2.297	0.138±	0.001
2.424	0.143±	0.001	2.425	0.139±	0.001
2.575	0.143±	0.001	2.575	0.138±	0.001
2.705	0.144±	0.002	2.705	0.142±	0.002
2.822	0.141±	0.002	2.822	0.138±	0.002
2.925	0.144±	0.002	2.925	0.140±	0.002
3.019	0.144±	0.003	3.019	0.144±	0.003
3.105	0.143±	0.003	3.104	0.142±	0.003

D. TABELLIERTE GLUON- UND QUARK-FRAGMENTATIONSFUNKTIONEN

DELPHI							
DURHAM-Algorithmus				CAMBRIDGE-Algorithmus			
$\ln \kappa_T^Q$	$\langle \beta \rangle_Q$	$\ln \kappa_T^G$	$\langle \beta \rangle_G$	$\ln \kappa_T^Q$	$\langle \beta \rangle_Q$	$\ln \kappa_T^G$	$\langle \beta \rangle_G$
1.689	0.075±0.002	1.688	0.115±0.001	1.691	0.082±0.002	1.693	0.090±0.001
1.843	0.083±0.001	1.844	0.123±0.001	1.844	0.085±0.001	1.845	0.102±0.001
1.976	0.088±0.001	1.976	0.142±0.001	1.977	0.088±0.001	1.977	0.127±0.001
2.094	0.089±0.001	2.094	0.149±0.001	2.094	0.087±0.001	2.094	0.137±0.001
2.201	0.094±0.001	2.201	0.148±0.001	2.201	0.091±0.001	2.200	0.139±0.001
2.297	0.097±0.001	2.297	0.151±0.001	2.297	0.094±0.001	2.297	0.142±0.001
2.424	0.101±0.001	2.424	0.152±0.001	2.424	0.098±0.001	2.425	0.145±0.001
2.575	0.105±0.001	2.575	0.155±0.001	2.575	0.103±0.001	2.575	0.149±0.001
2.705	0.109±0.001	2.705	0.156±0.001	2.705	0.107±0.001	2.705	0.150±0.001
2.821	0.112±0.002	2.821	0.157±0.002	2.821	0.110±0.002	2.821	0.154±0.002
2.924	0.116±0.002	2.923	0.157±0.002	2.924	0.113±0.002	2.924	0.155±0.002
3.017	0.114±0.002	3.018	0.161±0.003	3.017	0.113±0.002	3.018	0.157±0.003
3.103	0.118±0.003	3.103	0.153±0.003	3.103	0.116±0.003	3.102	0.155±0.003

DELPHI							
DURHAM-Algorithmus				CAMBRIDGE-Algorithmus			
$\ln E_{Jet}^Q$	$\langle \beta \rangle_Q$	$\ln E_{Jet}^G$	$\langle \beta \rangle_G$	$\ln E_{Jet}^Q$	$\langle \beta \rangle_Q$	$\ln E_{Jet}^G$	$\langle \beta \rangle_G$
2.318	0.154±0.010	2.318	0.171±0.001	2.318	0.133±0.009	2.317	0.163±0.001
2.447	0.139±0.007	2.447	0.166±0.001	2.447	0.128±0.007	2.446	0.154±0.001
2.562	0.120±0.006	2.562	0.162±0.001	2.562	0.118±0.005	2.562	0.148±0.001
2.666	0.127±0.005	2.665	0.154±0.001	2.666	0.115±0.004	2.665	0.140±0.001
2.760	0.122±0.004	2.760	0.148±0.001	2.760	0.111±0.004	2.759	0.134±0.001
2.846	0.110±0.003	2.846	0.146±0.001	2.846	0.102±0.003	2.845	0.131±0.001
2.963	0.107±0.002	2.961	0.139±0.001	2.962	0.097±0.002	2.961	0.125±0.001
3.099	0.097±0.001	3.098	0.133±0.001	3.099	0.093±0.002	3.097	0.125±0.001
3.218	0.097±0.001	3.216	0.132±0.001	3.219	0.103±0.001	3.217	0.129±0.001
3.326	0.096±0.001	3.325	0.131±0.001	3.326	0.103±0.001	3.325	0.128±0.001
3.423	0.094±0.001	3.422	0.131±0.002	3.423	0.098±0.001	3.422	0.131±0.002
3.511	0.091±0.001	3.510	0.128±0.002	3.511	0.093±0.001	3.510	0.128±0.002
3.592	0.088±0.001	3.590	0.125±0.003	3.592	0.089±0.001	3.590	0.126±0.003

KAP. 9.5.4 Die Skalenverletzungen

ABB. 9.71- Skalenabhängigkeit der Quark- und Gluon-Fragmentationsfunktion,
 ABB. 9.76 DURHAM- und CAMBRIDGE-Algorithmus

DELPHI									
x_E		DURHAM-Algorithmus				CAMBRIDGE-Algorithmus			
von	bis	κ_H^Q	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}^Q$	κ_H^G	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}^G$	κ_H^Q	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}^Q$	κ_H^G	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}^G$
0.03	0.08	4.63	29.482±0.985	4.64	43.517±0.362	4.65	24.629±0.967	4.66	34.660±0.364
		5.73	35.013±0.921	5.73	46.663±0.366	5.74	32.228±0.977	5.74	41.352±0.366
		6.90	40.204±0.912	6.89	51.335±0.425	6.90	38.997±1.010	6.90	47.562±0.436
		8.07	39.830±0.940	8.06	56.896±0.511	8.07	40.245±1.034	8.07	53.811±0.517
		9.24	42.838±0.918	9.24	59.991±0.573	9.24	43.788±1.026	9.24	57.080±0.585
		10.41	45.209±0.928	10.41	62.542±0.660	10.41	45.429±1.024	10.41	61.188±0.673
		11.57	45.557±0.926	11.57	65.210±0.745	11.57	46.996±0.989	11.57	62.673±0.737
		13.30	46.892±0.659	13.27	68.517±0.633	13.30	47.139±0.705	13.28	67.464±0.640
		15.64	48.507±0.648	15.61	71.300±0.795	15.64	48.297±0.684	15.62	71.382±0.808
		17.98	49.461±0.633	17.97	74.286±0.990	17.98	48.971±0.661	17.96	74.338±1.000
		20.32	51.075±0.620	20.29	74.080±1.226	20.32	51.430±0.639	20.30	74.097±1.234
		22.65	52.234±0.588	22.64	72.472±1.459	22.66	51.964±0.597	22.64	72.737±1.479
		24.99	51.886±0.568	24.95	77.626±1.819	24.99	51.953±0.571	24.96	77.437±1.847
		27.27	51.143±0.572	27.20	80.452±2.636	27.27	51.377±0.546	27.20	78.357±2.512
		0.08	0.15	4.63	14.544±0.565	4.64	20.799±0.208	4.65	14.588±0.624
5.73	17.492±0.520			5.73	21.875±0.206	5.74	17.756±0.586	5.74	21.415±0.218
6.90	18.135±0.503			6.89	22.586±0.235	6.90	18.049±0.582	6.90	22.621±0.252
8.07	18.005±0.505			8.06	23.284±0.275	8.07	17.781±0.572	8.07	23.387±0.287
9.24	16.946±0.487			9.24	24.406±0.307	9.24	17.336±0.557	9.24	24.151±0.321
10.41	17.845±0.480			10.41	24.036±0.344	10.41	18.134±0.536	10.41	24.002±0.355
11.57	18.723±0.463			11.57	23.293±0.373	11.57	18.241±0.507	11.57	23.588±0.381
13.30	18.667±0.320			13.27	23.184±0.307	13.30	18.338±0.347	13.28	23.454±0.316
15.64	18.183±0.303			15.61	22.743±0.373	15.64	18.245±0.322	15.62	22.858±0.379
17.98	17.824±0.287			17.97	22.618±0.448	17.98	17.865±0.301	17.96	22.643±0.454
20.32	18.145±0.275			20.29	21.527±0.539	20.32	18.067±0.284	20.30	21.775±0.544
22.65	17.767±0.263			22.64	21.912±0.652	22.66	17.750±0.269	22.64	22.365±0.664
24.99	17.851±0.244			24.95	20.844±0.764	24.99	17.863±0.245	24.96	20.692±0.776
27.27	17.293±0.248			27.20	22.115±1.117	27.27	17.461±0.239	27.20	22.141±1.074
0.15	0.23			4.63	8.665 ±0.352	4.64	9.051 ±0.128	4.65	9.238 ±0.402
		5.73	8.690 ±0.318	5.73	9.326 ±0.126	5.74	9.015 ±0.369	5.74	9.585 ±0.137
		6.90	8.224 ±0.300	6.89	9.197 ±0.140	6.90	8.081 ±0.350	6.90	9.397 ±0.152
		8.07	8.607 ±0.289	8.06	8.705 ±0.156	8.07	8.425 ±0.334	8.07	9.075 ±0.167
		9.24	8.162 ±0.269	9.24	8.474 ±0.168	9.24	8.468 ±0.309	9.24	8.388 ±0.176
		10.41	7.970 ±0.263	10.41	8.274 ±0.187	10.41	7.958 ±0.297	10.41	8.444 ±0.195
		11.57	7.905 ±0.256	11.57	8.021 ±0.205	11.57	8.019 ±0.278	11.57	7.988 ±0.208
		13.30	7.433 ±0.173	13.27	7.803 ±0.166	13.30	7.666 ±0.187	13.28	7.711 ±0.169
		15.64	7.235 ±0.167	15.61	7.782 ±0.205	15.64	7.242 ±0.176	15.62	7.829 ±0.208
		17.98	7.443 ±0.154	17.97	7.092 ±0.236	17.98	7.430 ±0.162	17.96	7.161 ±0.241
		20.32	7.216 ±0.149	20.29	7.043 ±0.289	20.32	7.283 ±0.153	20.30	6.934 ±0.288
		22.65	7.228 ±0.140	22.64	6.718 ±0.339	22.66	7.257 ±0.143	22.64	6.839 ±0.346
		24.99	7.160 ±0.132	24.95	6.614 ±0.406	24.99	7.181 ±0.134	24.96	6.692 ±0.417
		27.27	7.150 ±0.134	27.20	6.640 ±0.583	27.27	7.231 ±0.127	27.20	6.245 ±0.547
		0.23	0.33	4.63	4.265 ±0.202	4.64	3.774 ±0.073	4.65	4.225 ±0.237
5.73	3.913 ±0.178			5.73	3.677 ±0.070	5.74	3.990 ±0.208	5.74	3.863 ±0.077
6.90	3.785 ±0.162			6.89	3.334 ±0.075	6.90	3.968 ±0.192	6.90	3.457 ±0.082
8.07	3.593 ±0.157			8.06	3.181 ±0.085	8.07	3.677 ±0.181	8.07	3.241 ±0.090
9.24	3.521 ±0.144			9.24	2.945 ±0.089	9.24	3.351 ±0.170	9.24	3.113 ±0.097
10.41	3.370 ±0.141			10.41	2.837 ±0.100	10.41	3.448 ±0.157	10.41	2.831 ±0.102
11.57	3.297 ±0.135			11.57	2.735 ±0.107	11.57	3.347 ±0.149	11.57	2.783 ±0.110
13.30	3.309 ±0.091			13.27	2.502 ±0.085	13.30	3.319 ±0.100	13.28	2.623 ±0.090
15.64	3.335 ±0.085			15.61	2.231 ±0.100	15.64	3.435 ±0.091	15.62	2.234 ±0.103
17.98	3.158 ±0.082			17.97	2.276 ±0.123	17.98	3.233 ±0.087	17.96	2.344 ±0.127
20.32	3.145 ±0.079			20.29	2.131 ±0.149	20.32	3.136 ±0.080	20.30	2.062 ±0.148
22.65	3.230 ±0.072			22.64	1.565 ±0.163	22.66	3.208 ±0.075	22.64	1.731 ±0.172
24.99	3.075 ±0.070			24.95	1.891 ±0.207	24.99	3.132 ±0.071	24.96	1.777 ±0.209
27.27	3.098 ±0.071			27.20	1.727 ±0.294	27.27	3.072 ±0.070	27.20	1.947 ±0.293

D. TABELLIERTE GLUON- UND QUARK-FRAGMENTATIONSFUNKTIONEN

DELPHI											
x_E		DURHAM-Algorithmus					CAMBRIDGE-Algorithmus				
von	bis	κ_H^Q	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}_Q$	κ_H^G	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}_G$	κ_H^Q	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}_Q$	κ_H^G	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E}_G$		
0.33	0.45	4.63	1.881± 0.117	4.64	1.453± 0.042	4.65	1.821± 0.136	4.66	1.588± 0.051		
		5.73	1.493± 0.100	5.73	1.364± 0.040	5.74	1.434± 0.116	5.74	1.450± 0.044		
		6.90	1.458± 0.087	6.89	1.116± 0.040	6.90	1.424± 0.104	6.90	1.207± 0.045		
		8.07	1.438± 0.083	8.06	1.014± 0.045	8.07	1.424± 0.096	8.07	1.063± 0.048		
		9.24	1.526± 0.075	9.24	0.874± 0.045	9.24	1.467± 0.088	9.24	0.949± 0.050		
		10.41	1.424± 0.073	10.41	0.804± 0.051	10.41	1.455± 0.080	10.41	0.794± 0.051		
		11.57	1.280± 0.070	11.57	0.820± 0.055	11.57	1.292± 0.080	11.57	0.886± 0.059		
		13.30	1.274± 0.048	13.27	0.766± 0.045	13.30	1.320± 0.052	13.28	0.745± 0.046		
		15.64	1.220± 0.046	15.61	0.747± 0.056	15.64	1.232± 0.048	15.62	0.721± 0.055		
		17.98	1.273± 0.043	17.97	0.641± 0.064	17.98	1.218± 0.046	17.96	0.694± 0.067		
		20.32	1.231± 0.041	20.29	0.588± 0.077	20.32	1.239± 0.043	20.30	0.575± 0.077		
		22.65	1.189± 0.043	22.64	0.760± 0.103	22.66	1.173± 0.043	22.64	0.793± 0.103		
		24.99	1.211± 0.039	24.95	0.629± 0.116	24.99	1.229± 0.039	24.96	0.566± 0.114		
		27.27	1.240± 0.039	27.20	0.423± 0.158	27.27	1.266± 0.038	27.20	0.392± 0.152		
		0.45	0.60	4.63	0.760± 0.061	4.64	0.461± 0.022	4.65	0.722± 0.070	4.66	0.498± 0.026
5.73	0.699± 0.048			5.73	0.357± 0.018	5.74	0.711± 0.055	5.74	0.384± 0.020		
6.90	0.581± 0.045			6.89	0.335± 0.021	6.90	0.567± 0.051	6.90	0.336± 0.022		
8.07	0.502± 0.041			8.06	0.284± 0.022	8.07	0.491± 0.048	8.07	0.310± 0.024		
9.24	0.562± 0.035			9.24	0.208± 0.021	9.24	0.525± 0.042	9.24	0.240± 0.023		
10.41	0.550± 0.034			10.41	0.189± 0.023	10.41	0.527± 0.039	10.41	0.215± 0.024		
11.57	0.461± 0.035			11.57	0.224± 0.027	11.57	0.490± 0.036	11.57	0.205± 0.026		
13.30	0.460± 0.023			13.27	0.202± 0.022	13.30	0.448± 0.026	13.28	0.208± 0.022		
15.64	0.414± 0.022			15.61	0.203± 0.026	15.64	0.419± 0.024	15.62	0.206± 0.027		
17.98	0.450± 0.021			17.97	0.144± 0.029	17.98	0.457± 0.022	17.96	0.151± 0.030		
20.32	0.413± 0.022			20.29	0.204± 0.041	20.32	0.414± 0.022	20.30	0.195± 0.040		
22.65	0.413± 0.020			22.64	0.167± 0.047	22.66	0.402± 0.021	22.64	0.203± 0.051		
24.99	0.434± 0.019			24.95	0.125± 0.055	24.99	0.447± 0.019	24.96	0.103± 0.055		
27.27	0.410± 0.019			27.20	0.117± 0.077	27.27	0.424± 0.019	27.20	0.090± 0.074		
0.60	0.75			4.63	0.249± 0.034	4.64	0.131± 0.012	4.65	0.231± 0.035	4.66	0.134± 0.013
		5.73	0.240± 0.025	5.73	0.095± 0.010	5.74	0.214± 0.029	5.74	0.106± 0.011		
		6.90	0.184± 0.022	6.89	0.082± 0.010	6.90	0.170± 0.026	6.90	0.084± 0.011		
		8.07	0.171± 0.020	8.06	0.065± 0.011	8.07	0.176± 0.024	8.07	0.074± 0.012		
		9.24	0.165± 0.020	9.24	0.071± 0.012	9.24	0.177± 0.021	9.24	0.058± 0.012		
		10.41	0.162± 0.017	10.41	0.048± 0.012	10.41	0.157± 0.018	10.41	0.043± 0.011		
		11.57	0.141± 0.017	11.57	0.057± 0.014	11.57	0.126± 0.020	11.57	0.069± 0.015		
		13.30	0.156± 0.010	13.27	0.028± 0.009	13.30	0.157± 0.011	13.28	0.030± 0.009		
		15.64	0.133± 0.010	15.61	0.037± 0.012	15.64	0.130± 0.011	15.62	0.042± 0.012		
		17.98	0.131± 0.010	17.97	0.034± 0.015	17.98	0.146± 0.011	17.96	0.023± 0.014		
		20.32	0.117± 0.010	20.29	0.044± 0.018	20.32	0.108± 0.011	20.30	0.058± 0.019		
		22.65	0.102± 0.012	22.64	0.085± 0.030	22.66	0.122± 0.010	22.64	0.034± 0.022		
		24.99	0.119± 0.011	24.95	0.058± 0.033	24.99	0.113± 0.011	24.96	0.077± 0.035		
		27.27	0.122± 0.010	27.20	0.034± 0.044	27.27	0.131± 0.009	27.20	0.006± 0.037		
		0.75	0.90	4.63	0.111± 0.018	4.64	0.030± 0.006	4.65	0.071± 0.024	4.66	0.051± 0.009
5.73	0.082± 0.014			5.73	0.028± 0.005	5.74	0.083± 0.015	5.74	0.027± 0.006		
6.90	0.044± 0.013			6.89	0.032± 0.007	6.90	0.045± 0.016	6.90	0.030± 0.007		
8.07	0.077± 0.011			8.06	0.012± 0.005	8.07	0.076± 0.010	8.07	0.006± 0.004		
9.24	0.042± 0.010			9.24	0.017± 0.006	9.24	0.030± 0.011	9.24	0.020± 0.006		
10.41	0.036± 0.010			10.41	0.019± 0.007	10.41	0.030± 0.011	10.41	0.019± 0.007		
11.57	0.042± 0.007			11.57	0.008± 0.005	11.57	0.031± 0.009	11.57	0.014± 0.007		
13.30	0.031± 0.006			13.27	0.016± 0.006	13.30	0.036± 0.006	13.28	0.011± 0.005		
15.64	0.032± 0.005			15.61	0.012± 0.006	15.64	0.036± 0.005	15.62	0.006± 0.005		
17.98	0.032± 0.005			17.97	0.014± 0.007	17.98	0.038± 0.005	17.96	0.008± 0.006		
20.32	0.033± 0.004			20.29	0.000± 0.000	20.32	0.032± 0.004	20.30	0.001± 0.006		
22.65	0.033± 0.005			22.64	0.014± 0.012	22.66	0.034± 0.005	22.64	0.011± 0.011		
24.99	0.030± 0.004			24.95	0.003± 0.012	24.99	0.032± 0.004	24.96	0.000± 0.000		
27.27	0.034± 0.004			27.20	0.003± 0.018	27.27	0.034± 0.005	27.20	0.008± 0.019		

DELPHI							
x_E		DURHAM-Algorithmus			CAMBRIDGE-Algorithmus		
von	bis	p_1^T	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{get.}}{dx_E} G$	p_1^T	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{get.}}{dx_E} G$		
0.03	0.08	4.45	42.318±0.341	4.45	35.118±	0.340	
		5.36	47.084±0.393	5.37	42.234±	0.398	
		6.28	51.737±0.457	6.28	47.166±	0.464	
		7.19	55.142±0.526	7.19	52.381±	0.542	
		8.10	59.146±0.605	8.11	55.911±	0.613	
		9.03	60.674±0.674	9.03	58.220±	0.688	
		9.95	63.020±0.763	9.94	62.383±	0.784	
		11.29	66.466±0.636	11.30	64.167±	0.642	
		13.13	68.670±0.766	13.13	68.434±	0.785	
		14.96	72.190±0.945	14.96	71.831±	0.954	
		16.81	72.230±1.104	16.81	71.312±	1.112	
		18.64	75.299±1.319	18.64	75.434±	1.350	
		20.48	73.690±1.517	20.46	74.271±	1.539	
		22.31	74.433±1.825	22.29	74.521±	1.847	
0.08	0.15	4.45	20.892±0.197	4.45	20.378±	0.214	
		5.36	22.048±0.223	5.37	21.853±	0.241	
		6.28	22.802±0.254	6.28	22.617±	0.272	
		7.19	23.194±0.288	7.19	23.159±	0.305	
		8.10	23.328±0.321	8.11	23.582±	0.338	
		9.03	24.343±0.359	9.03	24.267±	0.375	
		9.95	23.969±0.396	9.94	23.860±	0.408	
		11.29	23.304±0.315	11.30	23.334±	0.325	
		13.13	22.744±0.369	13.13	23.020±	0.382	
		14.96	22.772±0.443	14.96	23.049±	0.450	
		16.81	22.302±0.505	16.81	22.509±	0.517	
		18.64	22.517±0.592	18.64	22.525±	0.604	
		20.48	22.597±0.682	20.46	22.353±	0.680	
		22.31	21.159±0.797	22.29	22.104±	0.822	
0.15	0.23	4.45	9.415 ±0.124	4.45	9.714 ±	0.139	
		5.36	9.256 ±0.135	5.37	9.307 ±	0.147	
		6.28	8.939 ±0.148	6.28	9.360 ±	0.164	
		7.19	8.802 ±0.165	7.19	9.026 ±	0.178	
		8.10	8.782 ±0.182	8.11	8.919 ±	0.192	
		9.03	8.451 ±0.197	9.03	8.411 ±	0.206	
		9.95	7.989 ±0.213	9.94	8.146 ±	0.223	
		11.29	7.965 ±0.173	11.30	7.948 ±	0.177	
		13.13	7.747 ±0.202	13.13	7.666 ±	0.206	
		14.96	7.357 ±0.235	14.96	7.414 ±	0.239	
		16.81	7.852 ±0.282	16.81	7.760 ±	0.283	
		18.64	6.919 ±0.308	18.64	7.141 ±	0.319	
		20.48	6.926 ±0.359	20.46	6.774 ±	0.360	
		22.31	6.962 ±0.428	22.29	7.074 ±	0.433	
0.23	0.33	4.45	3.917 ±0.070	4.45	4.221 ±	0.081	
		5.36	3.668 ±0.076	5.37	3.807 ±	0.084	
		6.28	3.357 ±0.081	6.28	3.469 ±	0.090	
		7.19	3.140 ±0.089	7.19	3.235 ±	0.096	
		8.10	3.053 ±0.098	8.11	3.180 ±	0.105	
		9.03	2.867 ±0.103	9.03	2.957 ±	0.110	
		9.95	2.869 ±0.116	9.94	2.866 ±	0.120	
		11.29	2.564 ±0.088	11.30	2.624 ±	0.093	
		13.13	2.396 ±0.102	13.13	2.529 ±	0.108	
		14.96	2.335 ±0.122	14.96	2.253 ±	0.122	
		16.81	2.226 ±0.138	16.81	2.325 ±	0.145	
		18.64	2.239 ±0.162	18.64	2.275 ±	0.166	
		20.48	2.078 ±0.183	20.46	2.106 ±	0.186	
		22.31	1.868 ±0.216	22.29	1.913 ±	0.220	

D. TABELLIERTE GLUON- UND QUARK-FRAGMENTATIONSFUNKTIONEN

DELPHI							
x_E		DURHAM-Algorithmus			CAMBRIDGE-Algorithmus		
von	bis	p_1^T	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E G}$	p_1^T	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E G}$	$\frac{1}{N_{Jet}} \frac{dN_{gel.}}{dx_E G}$	
0.33	0.45	4.45	1.514± 0.041	4.45	1.620± 0.046	0.046	
		5.36	1.304± 0.042	5.37	1.367± 0.046	0.046	
		6.28	1.175± 0.045	6.28	1.215± 0.049	0.049	
		7.19	1.074± 0.048	7.19	1.222± 0.055	0.055	
		8.10	0.872± 0.049	8.11	0.897± 0.052	0.052	
		9.03	0.811± 0.052	9.03	0.848± 0.056	0.056	
		9.95	0.843± 0.059	9.94	0.872± 0.061	0.061	
		11.29	0.785± 0.047	11.30	0.829± 0.050	0.050	
		13.13	0.756± 0.054	13.13	0.704± 0.054	0.054	
		14.96	0.713± 0.064	14.96	0.707± 0.065	0.065	
		16.81	0.678± 0.073	16.81	0.724± 0.077	0.077	
		18.64	0.623± 0.085	18.64	0.631± 0.088	0.088	
		20.48	0.634± 0.099	20.46	0.713± 0.105	0.105	
		22.31	0.652± 0.121	22.29	0.596± 0.118	0.118	
0.45	0.60	4.45	0.481± 0.021	4.45	0.503± 0.023	0.023	
		5.36	0.348± 0.020	5.37	0.364± 0.022	0.022	
		6.28	0.324± 0.022	6.28	0.333± 0.023	0.023	
		7.19	0.282± 0.023	7.19	0.319± 0.027	0.027	
		8.10	0.240± 0.024	8.11	0.253± 0.025	0.025	
		9.03	0.194± 0.024	9.03	0.236± 0.027	0.027	
		9.95	0.211± 0.027	9.94	0.201± 0.027	0.027	
		11.29	0.186± 0.021	11.30	0.203± 0.022	0.022	
		13.13	0.214± 0.027	13.13	0.210± 0.028	0.028	
		14.96	0.226± 0.033	14.96	0.237± 0.034	0.034	
		16.81	0.141± 0.033	16.81	0.122± 0.031	0.031	
		18.64	0.199± 0.044	18.64	0.221± 0.047	0.047	
		20.48	0.130± 0.045	20.46	0.126± 0.045	0.045	
		22.31	0.253± 0.066	22.29	0.277± 0.069	0.069	
0.60	0.75	4.45	0.125± 0.011	4.45	0.134± 0.012	0.012	
		5.36	0.094± 0.010	5.37	0.094± 0.011	0.011	
		6.28	0.108± 0.013	6.28	0.098± 0.013	0.013	
		7.19	0.057± 0.011	7.19	0.084± 0.014	0.014	
		8.10	0.064± 0.013	8.11	0.064± 0.013	0.013	
		9.03	0.056± 0.013	9.03	0.047± 0.012	0.012	
		9.95	0.053± 0.015	9.94	0.044± 0.013	0.013	
		11.29	0.049± 0.011	11.30	0.058± 0.012	0.012	
		13.13	0.027± 0.011	13.13	0.025± 0.011	0.011	
		14.96	0.021± 0.012	14.96	0.025± 0.013	0.013	
		16.81	0.030± 0.015	16.81	0.021± 0.014	0.014	
		18.64	0.034± 0.019	18.64	0.035± 0.020	0.020	
		20.48	0.071± 0.029	20.46	0.087± 0.033	0.033	
		22.31	0.047± 0.028	22.29	0.045± 0.026	0.026	
0.75	0.90	4.45	0.033± 0.006	4.45	0.053± 0.009	0.009	
		5.36	0.033± 0.007	5.37	0.026± 0.006	0.006	
		6.28	0.020± 0.005	6.28	0.023± 0.006	0.006	
		7.19	0.024± 0.007	7.19	0.014± 0.006	0.006	
		8.10	0.023± 0.009	8.11	0.016± 0.007	0.007	
		9.03	0.016± 0.007	9.03	0.016± 0.007	0.007	
		9.95	0.012± 0.007	9.94	0.020± 0.009	0.009	
		11.29	0.009± 0.005	11.30	0.013± 0.006	0.006	
		13.13	0.011± 0.006	13.13	0.008± 0.005	0.005	
		14.96	0.021± 0.009	14.96	0.004± 0.005	0.005	
		16.81	0.009± 0.008	16.81	0.015± 0.010	0.010	
		18.64	0.005± 0.007	18.64	0.002± 0.007	0.007	
		20.48	0.003± 0.007	20.46	0.000± 0.000	0.000	
		22.31	0.009± 0.013	22.29	0.037± 0.026	0.026	

KAP. 9.5.4	Die Skalenverletzungen
ABB. 9.79- ABB. 9.80	Vergleich der Skalenverletzung von Quark- und Gluon-Jets(DURHAM-Algorithmus, $\kappa_q = \kappa_H, \kappa_g = \kappa_H$; CAMBRIDGE-Algorithmus, $\kappa_q = \kappa_H, \kappa_g = p_1^T$).

DELPHI						
$\langle x_E \rangle$	DURHAM-Algorithmus			CAMBRIDGE-Algorithmus		
	$\frac{d \ln D^h(x_E, \kappa)}{d \ln \kappa}_Q$	$\frac{d \ln D^h(x_E, \kappa)}{d \ln \kappa}_G$		$\frac{d \ln D^h(x_E, \kappa)}{d \ln \kappa}_Q$	$\frac{d \ln D^h(x_E, \kappa)}{d \ln \kappa}_G$	
0.06	0.19 ± 0.01	0.33 ± 0.01		0.18 ± 0.01	0.40 ± 0.01	
0.12	-0.02 ± 0.01	-0.04 ± 0.01		-0.02 ± 0.02	-0.01 ± 0.01	
0.20	-0.12 ± 0.02	-0.24 ± 0.02		-0.11 ± 0.02	-0.25 ± 0.02	
0.28	-0.12 ± 0.02	-0.47 ± 0.04		-0.13 ± 0.03	-0.44 ± 0.04	
0.40	-0.15 ± 0.03	-0.52 ± 0.07		-0.12 ± 0.04	-0.62 ± 0.08	
0.53	-0.23 ± 0.05	-0.69 ± 0.13		-0.18 ± 0.05	-0.66 ± 0.13	
0.68	-0.37 ± 0.08	-0.92 ± 0.31		-0.30 ± 0.08	-1.33 ± 0.36	
0.83	-0.39 ± 0.15	-0.90 ± 0.71		-0.31 ± 0.15	-1.18 ± 0.63	

KAP. 9.5.4	Die Skalenverletzungen
TAB. 9.18	Parameter der simultan angepaßten Fragmentationsfunktionen bei $\kappa_{H,0}^Q = p_1^{T,G} = 5.5 \text{ GeV}$ (CAMBRIDGE-Algorithmus)

	Quark-Jets	Gluon-Jets
a_1	-4.87 ± 0.22	-5.30 ± 0.33
a_2	0.51 ± 0.10	0.94 ± 0.22
a_3	0.051 ± 0.010	0.031 ± 0.010
a_4	1.057 ± 0.071	1.03 ± 0.10
$C_A = 3.13 \pm 0.16$		
$\Lambda_{\text{QCD}} = (292 \pm 104) \text{ MeV}$		

Skalenabhängige Parametrisierung (CAMBRIDGE-Algorithmus $\kappa^Q = \kappa_H, \kappa^G = p_1^T$)

$$D(x, \kappa^2) = N_{g,q} \cdot x_{g,q}^\alpha (1-x)_{g,q}^\beta (1+x)_{g,q}^\gamma$$

mit

$$N_g = 22.305 - 14.015 \cdot \tilde{s}$$

$$\alpha_g = -1.1696 \cdot \tilde{s}$$

$$\beta_g = 3.3099 - 2.8478 \cdot \tilde{s}$$

$$\gamma_g = -12.466 \cdot \tilde{s}$$

und

$$N_q = 20.260 - 8.4189 \cdot \tilde{s} + 4.7338 \cdot \tilde{s}^2$$

$$\alpha_q = -1.3220 \cdot \tilde{s} + 0.95705 \cdot \tilde{s}^2$$

$$\beta_q = 2.0182 - 3.7458 \cdot \tilde{s} + 2.9640 \cdot \tilde{s}^2$$

$$\gamma_q = -19.949 \cdot \tilde{s} + 12.916 \cdot \tilde{s}^2$$

Anhang E

Tabellen der Multiplizitäten in Gluon- und Quark-Jets

KAP. 9.6.2	Multiplizitäten in Drei-Jet-Ereignissen
ABB. 9.84	Multiplizitäten in symmetrischen Drei-Jet-Ereignissen als Funktion des Öffnungswinkels

$\langle \theta_1 \rangle [^\circ]$	$\langle N_{q\bar{q}g} \rangle$
DELPHI	
19.9	20.16±0.05
24.9	21.35±0.07
29.9	22.31±0.08
35.0	23.26±0.10
39.9	23.89±0.11
45.0	24.49±0.13
50.0	25.17±0.15
55.0	25.51±0.16
60.0	26.39±0.18
55.0	26.57±0.20
70.0	26.69±0.21
75.0	27.28±0.24
80.0	27.75±0.26
85.0	28.25±0.27
90.0	28.27±0.29
100.0	28.59±0.16
110.0	28.89±0.17
117.9	28.81±0.29

KAP. 9.6.2	Multiplizitäten in Drei-Jet-Ereignissen
ABB. 9.85	N_{gg} als Funktion der Skala \tilde{p}_1^T

$\langle \tilde{p}_1^T \rangle [^\circ]$	$\langle N_{gg} \rangle$	# Ereignisse
DELPHI		
8.0	7.9±0.3	12096± 36
10.1	9.3±0.3	7297± 85
12.2	10.5±0.3	5174± 72
14.3	11.9±0.3	3711± 61
16.5	12.8±0.3	2895± 54
18.7	13.8±0.3	2307± 48
21.0	15.0±0.3	1858± 43
23.5	15.6±0.4	1548± 39
26.0	17.4±0.4	1242± 35
28.5	17.8±0.4	1102± 33
31.2	18.1±0.4	972± 31
33.9	19.4±0.5	850± 29
36.7	20.5±0.5	743± 27
39.5	21.7±0.5	658± 26
42.2	21.9±0.6	568± 24
47.2	22.9±0.3	1909± 44
51.1	23.9±0.3	1809± 43
52.6	23.8±0.6	588± 24

Danksagung

Moderne Experimente in der Hochenergiephysik, wie der LEP-Beschleuniger und der DELPHI-Detektor, sind nicht mehr vom Einzelnen durchführbar. Erst die engagierte Zusammenarbeit vieler hunderter Spezialisten ermöglicht eine erfolgreiche Realisierung solcher Projekte. An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die im Rahmen der internationalen Kooperation durch ihren persönlichen Einsatz zum Gelingen beigetragen haben.

Bei der Wuppertaler Arbeitsgruppe des Herrn Prof. J. Drees möchte ich mich besonders für die kollegiale und freundschaftliche Atmosphäre während meiner Diplomanden- und Doktorandenzeit bedanken. Allen Mitdoktoranden danke ich für zahlreiche intensive Diskussionen und Gespräche.

Für die unzähligen Diskussionen und Anregungen während der Erstellung dieser Arbeit möchte ich mich besonders bei Herrn Dr. K. Hamacher, Herrn P. Langefeld und Herrn M. Siebel bedanken, die mir stets mit großer Geduld und großem Engagement zur Seite standen.

Abschließend gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. J. Drees, der mir die Teilnahme an seiner Forschungsgruppe schon zu Beginn meiner Diplomarbeit ermöglicht hat. Das Arbeitsklima ist durch seine offene und hilfsbereite Unterstützung geprägt, so daß fruchtbare Diskussionen geführt werden können, in denen mögliche Probleme bereits in ihrer Entstehung erkannt und analysiert werden. Darüberhinaus hat mir Herr Prof. J. Drees zahlreiche Aufenthalte am CERN sowie die Teilnahme an verschiedenen nationalen und internationalen Konferenzen ermöglicht. Er regte diese Arbeit an und verfolgte stets mit großem Interesse die neuesten Entwicklungen. Einen weiteren Dank möchte ich an Herrn Prof. J. Drees adressieren, indem ich meine Wertschätzung für die Freiheit an der Wahl meiner Ausbildungsschwerpunkte zum Ausdruck bringen möchte, die sich in meinen zukünftigen Tätigkeiten sicher als sehr hilfreich erweisen werden.