

AB

EX 9826  
a

# Jets und QCD-Effekte in der Myon-Nukleonstreuung bei 280 GeV

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051769

PLEASE  
MAKE A  
PHOTOCOPY  
or check out as  
NORMAL  
LOAN

Gereon Berghoff

Jets und QCD-Effekte in der  
Myon-Nukleonstreuung bei 280 GeV

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physiker  
Gereon Berghoff  
aus Aachen

Referent: Prof. Dr. K. Schultze  
Korreferent: Prof. Dr. A. Böhm  
Tag der mündlichen Prüfung: 29. Januar 1988

# Inhalt

<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theoretischer Überblick: Quark-Parton-Modell und Quantenchromodynamik</b>	<b>7</b>
2.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Lepton-Nukleonstreuung . . . . .	7
2.2 Hadronische Endzustände im Quark-Parton-Modell . . . . .	9
2.3 Die Quantenchromodynamik . . . . .	12
2.3.1 Strukturfunktionen und QCD-Effekte . . . . .	13
2.3.2 QCD-Effekte in Hadronverteilungen bei der $\mu$ -N-Streuung .	15
2.4 Modelle zur Beschreibung der Fragmentation . . . . .	19
2.4.1 Das Modell der unabhängigen Fragmentation . . . . .	19
2.4.2 Das Stringfragmentationsmodell der Lund-Gruppe . . . . .	20
2.4.3 QCD-Effekte im Lund-Modell . . . . .	23
2.4.4 Weiche Gluonen im Lund-Modell . . . . .	24
2.4.5 Modelle mit Partonschauern . . . . .	26
2.4.6 Der Stringeffekt . . . . .	27
<b>3 Beschreibung des Experiments</b>	<b>29</b>
3.1 Die Erzeugung des Myonstrahls . . . . .	29
3.2 Das Doppelspektrometer der EMC . . . . .	29
3.3 Der Trigger . . . . .	34
3.4 Die Datenaufbereitung und Selektion . . . . .	34
3.4.1 Die Datenaufbereitung . . . . .	35
3.4.2 Die Korrekturverfahren . . . . .	38
3.4.3 Die Monte-Carlo Simulation und Akzeptanzbestimmung .	39
3.4.4 Ereignis und Spurselection . . . . .	41
3.5 Abschätzung und Korrektur systematischer Fehler . . . . .	44
3.5.1 Systematische Fehler bei der Selektion und Vertexrekonstruktion . . . . .	44
3.5.2 Bestimmung der Vorwärtsspektrometerakzeptanz . . . . .	44

<b>4 Jets in <math>\mu N</math> und <math>e^+e^-</math>-Reaktionen</b>	<b>48</b>
4.1 Vergleich von $e^+e^-$ und $\mu p$ -Reaktionen . . . . .	50
4.2 Jets und harte QCD-Beiträge . . . . .	55
<b>5 Untersuchungen des Jetprofils</b>	<b>60</b>
5.1 "Scaling" in $pp$ -, $\nu p$ - und $K^+p$ -Reaktionen . . . . .	63
5.2 Analyse der EMC Jetprofile . . . . .	66
5.2.1 Jetprofile im Vergleich mit dem Independent Jet-Modell .	67
5.2.2 Jetprofile im Lund-Modell und Verhältnisse von Jetprofilen	69
5.2.3 Ein kinematischer Effekt bei der Stringfragmentation in 2-Jetereignissen . . . . .	75
5.3 Der Baryonanteil und der Strangenessanteil am Jetprofil . . . . .	77
<b>6 Bestimmung von <math>\alpha_s</math></b>	<b>81</b>
6.1 Theoretische Aspekte der Analyse . . . . .	83
6.2 Messung von $\alpha_s$ mit Jetprofilen . . . . .	85
6.2.1 Verhältnisse von Jetprofilen . . . . .	85
6.2.2 Die Jetprofilfunktion . . . . .	88
6.3 Resultate anderer Experimente . . . . .	94
6.3.1 Resultate für $\Lambda$ aus Strukturfunktionen . . . . .	94
6.3.2 Resultate von $e^+e^-$ -Experimenten . . . . .	97
6.3.3 Messungen bei $p\bar{p}$ -Experimenten . . . . .	99
6.4 $Q^2$ -Abhängigkeit von $\alpha_s$ . . . . .	100
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>108</b>

# 1 Einleitung

Bei den heute direkt beobachtbaren Elementarteilchen steht einer Handvoll von allein elektroschwach wechselwirkenden Leptonen eine Vielzahl von Hadronen gegenüber, die auch der starken Kraft unterliegen. Viele dieser Hadronen wurden erstmals in Reaktionen mit wenigen Teilchen bei niedrigen Energien beobachtet. Schon in den fünfziger Jahren entdeckte man bei sehr hohen Energien - die damals allein in der kosmischen Strahlung verfügbar waren - besondere Ereignisse, bei denen am Wechselwirkungspunkt 10 und mehr Hadronen erzeugt wurden. Man bezeichnete diese Teilchenbüschel als "Jets"<sup>[1]</sup>. Als ein bemerkenswertes Resul-

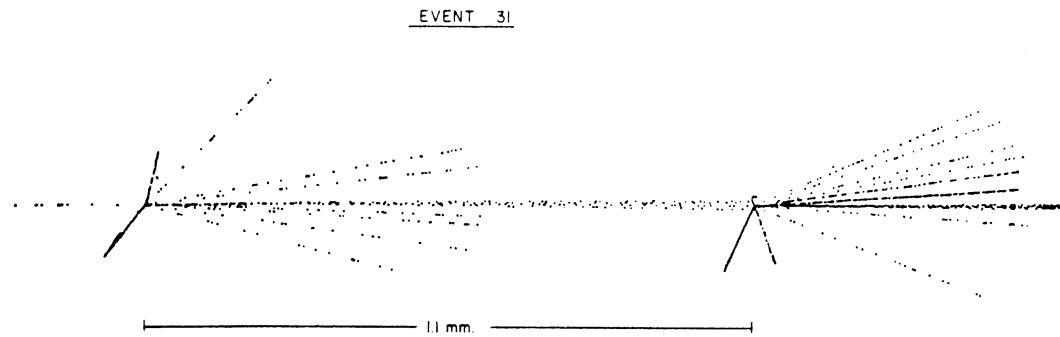


Abbildung 1: Jets, durch kosmische Strahlung in Emulsionen ausgelöst

tat der Untersuchung dieser Ereignisse galt die Beobachtung, daß die Hadronen im Schwerpunktssystem nicht isotrop verteilt waren. Mit den damals bekannten Modellen zur Hadronerzeugung konnte das kaum erklärt werden. Abb. 1 zeigt zwei solche Hadronbüschel, von denen das erste wahrscheinlich durch ein Proton erzeugt wurde. Einige hochenergetische Spuren scheinen einen engen Jet, die anderen, unter größeren Winkeln weglaufenden Spuren einen weiteren Jet zu bilden. Bei der zweiten Vielteilchenreaktion, durch ein hochenergetisches Hadron ausgelöst, erkennt man die unsymmetrische Verteilung der erzeugten Hadronen. Teilchen im Nukleon, die aneinander streuen und sich mit begrenztem Transversalimpuls in Hadronen umwandeln, können diese Struktur besser erklären als ein Modell mit isotrop in Hadronen zerfallenden, hochangeregten Nukleonen.

Später wurden auch in pp-Stößen bei hohen Energien am ISR [2] Hadronen mit

hohen Transversalimpulsen und Anzeichen für Jets gefunden. Eine genaue und systematische Untersuchung erlaubten aber erst die präzisen Experimente der letzten Jahre an den  $e^+e^-$ -Speicheringen. Inzwischen hat man auch bei tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Reaktionen sehr deutlich ausgeprägte Jets beobachtet. In dieser Arbeit werden Untersuchungen von Hadronjets aus Myon-Nukleonreaktionen bei 280 GeV vorgestellt.

Die unübersichtlich gewordene Vielfalt der Hadronen war in den sechziger Jahren durch das Quarkmodell strukturiert worden. In Streuexperimenten beobachtete punktförmige Konstituenten des Nukleons, die sogenannten Partonen, wurden mit diesen Quarks gleichgesetzt. Dieses Quark-Parton-Modell (QPM)

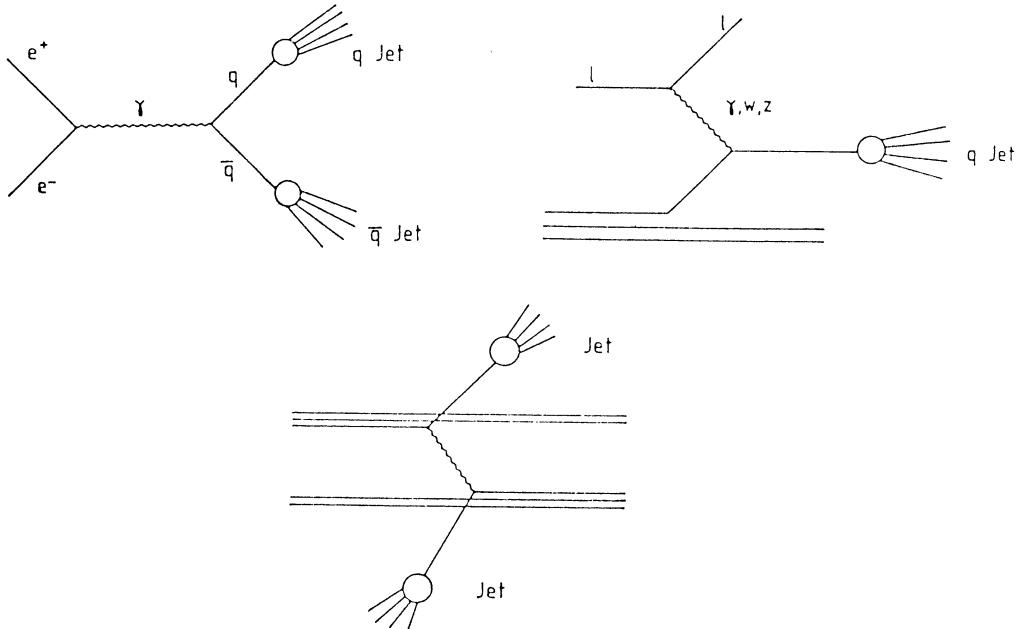


Abbildung 2: Jets bei verschiedenen Reaktionen im Quark-Parton-Bild

bildete auch für die Erklärung der Jets eine brauchbare Grundlage. Quarks, die in  $e^+e^-$ -Reaktionen paarweise erzeugt oder bei der Lepton-Nukleon-Streuung aus dem Nukleon herausgeschlagen werden, wandeln sich alsbald in Hadronen um. Dieser Umwandlungsvorgang wird als Fragmentation bezeichnet. Ein erstes Ziel bei dem in dieser Arbeit behandelten EMC<sup>1</sup>-Experiment war die Untersuchung der Fragmentation des gestreuten Quarks und des bisher wenig untersuchten Diquarks, das beim Streuvorgang übrigbleibt. Hier und bei den  $e^+e^-$ -Experimenten bestätigten die beobachteten Ereignisse zunächst eindrucksvoll das Quark-Partonbild. Die Entdeckung von 3-Jetstrukturen 1979 am Speicherring PETRA[3] paßte aber nicht in das Bild von zwei fragmentierenden Quarks.

<sup>1</sup>European-Myon-Collaboration

JADE

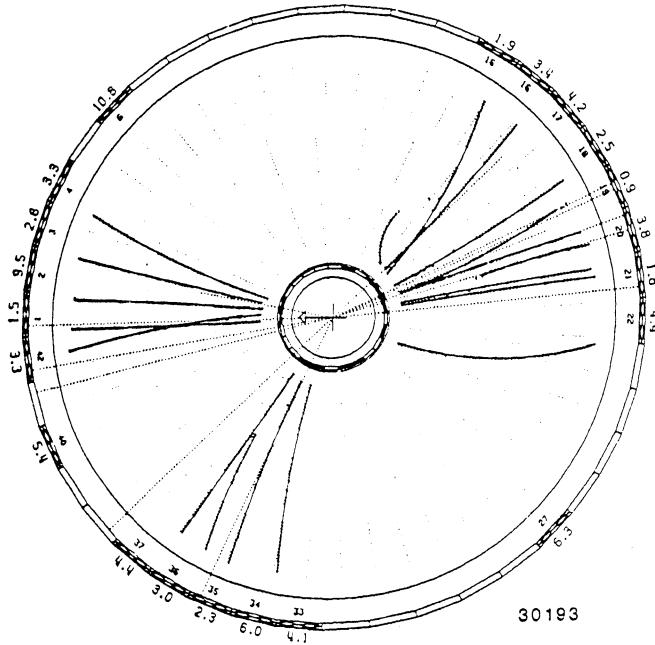


Abbildung 3: 3-Jetereignis bei PETRA (JADE)

Vielmehr zeigten die Analysen, daß diese Ereignisse (Abb. 3) zumindest zum Teil von 3 Partonen ausgehen mußten. Weiter fand man, daß diese Ereignisse eine für einen Bremsstrahlungsprozeß typische Energieverteilung aufwiesen. Es lag deshalb nahe, das dritte Parton als ein von einem Quark abgestrahltes Gluon zu interpretieren.

Diese Gluonen spielen in der heute favorisierten Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD) eine ähnliche Rolle wie das Photon in der Quantenelektrodynamik (QED) - sie vermitteln die Kräfte zwischen den Quarks. Und ebenso wie beschleunigte elektrische Ladungen Photonen abstrahlen können, sollten stark - mit der sogenannten Farbe - geladene Quarks Gluonen abstrahlen, die sich dann gleichfalls in Hadronen umwandeln.

Tiefinelastische Lepton-Streuexperimente hatten bereits früher einen indirekten Hinweis [4] auf die Existenz der Gluonen geliefert. Bei der Untersuchung der Quarkstruktur des Nukleons hatte sich nämlich gezeigt, daß 50 % des Nukleonimpulses in elektrisch neutralen Konstituenten enthalten sein mußte. Gluonen zur Bindung der Quarks im Nukleon, die weder elektromagnetisch noch schwach wechselwirken, bildeten dafür eine einleuchtende Erklärung.

Nach der Entdeckung der 3-Jetereignisse bei PETRA wollte man auch Ha-

dronereignisse der Lepton-Nukleonstreuung zu QCD-Tests benutzen. Neben einem hochenergetischen Myonstrahl, wie er am CERN<sup>2</sup> zur Verfügung stand, brauchte man einen Detektor, der hadronische Ereignisse möglichst vollständig messen konnte. Zwar hatte man schon vor dem hier vorgestellten Experiment mit  $\nu$ - und  $\mu$ -Strahlen Hadronen erzeugt und erste Anzeichen für QCD-Effekte gefunden. Die Neutrino- und Muonstrahldaten erlaubten jedoch mit Schwerpunktsenergien[5] unter 12 GeV und sehr begrenzter Statistik weder detaillierten Jetstudien noch den Test von Fragmentationsmodellen. Der Hauptnachteil der Hadronanalyse[6,7] des ersten EMC-Experiments NA2<sup>3</sup> bildete die Einschränkung auf den Vorwärtsbereich im Schwerpunktssystem. Erst die Messung des Rückwärtsjets, in dem man wegen des Diquarks keine harte QCD-Bremsstrahlung erwartet, ermöglicht den Vergleich von Jets mit und ohne QCD-Effekten bei derselben Energie. Deshalb wurde für QCD-Untersuchungen mit Hadronen 1981 das EMC-Vorwärtsspektrometer des NA2-Experiments durch ein Vertexspektrometer ergänzt. Dies bestand aus einer Streamerkammer im Magnetfeld sowie einer Reihe von Cerenkovzählern zur Hadronidentifikation. Damit konnten auch die im Laborsystem langsamsten Spuren, die im Schwerpunktssystem der Hadronen den Rückwärtsbereich ausmachen, gemessen werden. Der Vertexdetektor wird inzwischen bei einem Myonexperiment am Fermi-Laboratorium in Chicago eingesetzt.

Von August 1981 bis Dezember 1983 wurden mit diesem EMC-Detektor im Experiment NA9 Ereignisse von einem Wasserstoff- und einem Deuteriumtarget aufgezeichnet. Nach Auswertung der Streamerkammerfotos und nach Rekonstruktion und Selektion standen für die weitere Analyse 25.000 bzw. 20.000 Ereignisse zur Verfügung.

In dieser Arbeit werden nach einer kurzen Beschreibung der theoretischen Vorstellungen zur Lepton-Nukleonstreuung die Quantenchromodynamik und die Modelle zur Fragmentation vorgestellt. Danach wird das Experiment und die vorbereitende Behandlung der Meßdaten beschrieben. Bei der anschließenden Suche nach QCD-Effekten werden einige bekannte  $e^+e^-$ -Analyseverfahren benutzt. Neben diesen bewährten Jetanalysen wird mit neuen, für die Untersuchung von  $\mu$ -Nukleonreaktionen besonders geeigneten Verfahren gezeigt, wie sich QCD-Effekte in Jets weitgehend von Fragmentationsbeiträgen und anderen nichtperturbativen Anteilen isolieren lassen. Abschließend wird die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bestimmt und mit Messungen anderer Experimente verglichen.

---

<sup>2</sup>Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>3</sup>von North-Area, der Experimentierzone Nord

## 2 Theoretischer Überblick: Quark-Parton-Modell und Quantenchromodynamik

Die theoretischen Vorstellungen zur Beschreibung der Lepton-Nukleon Streuung werden zusammengefaßt. Nach einer Erklärung der Kinematik werden Vorhersagen des Quark-Parton-Modells für die Nukleonstrukturfunktionen und für die Hadronproduktion behandelt. Danach werden QCD-motivierte Veränderungen[8] der QPM-Vorhersagen zunächst für die Strukturfunktionen, danach ausführlicher für die in dieser Arbeit analysierten hadronischen Jets vorgestellt.

### 2.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Lepton-Nukleonstreuung

Geladene Leptonen haben sich bis zu Abständen von etwa  $10^{-16}$  cm als strukturlose Objekte erwiesen [9], deren elektromagnetische Kopplung an geladene Teilchen in der QED sehr genau berechenbar ist. Damit eignen sich Leptonen besonders zur Untersuchung des Nukleons; tatsächlich haben Lepton-Nukleonstreuexperimente in den beiden letzten Jahrzehnten wesentlich [4,10,11] zur Aufklärung der Nukleonsubstruktur beigetragen. Man kann sich danach das Nukleon aus punktförmigen, nicht miteinander wechselwirkenden Partonen aufgebaut vorstellen. Die Identifizierung dieser Partonen mit den Quarks der Hadronspektroskopie führte zum Quark-Partonbild[12,13] der Hadronen. Die tiefinelastische Streuung von Myonen an Nukleonen wird im QPM als inkohärente Überlagerung elastischer Streuprozesse an den Quarks betrachtet. Dabei wird in erster Ordnung QED<sup>4</sup> genau ein virtuelles Photon ausgetauscht (Abb. 4). Aus den kinematischen Variablen der beteiligten Teilchen

$k, k' = (E, \vec{p}_\mu)$  bzw.  $(E', \vec{p}'_\mu)$  = Viererimpuls des einlaufenden und des auslaufenden Muons

$P = (M, 0)$  = Viererimpuls des einlaufenden Protons

$q$  = Viererimpuls des virtuellen Photons

$\theta$  = Streuwinkel im Laborsystem,

bildet man zur Beschreibung der Ereignisse die lorentzinvarianten Größen

$$Q^2 = -q^2 = 4E \cdot E' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

---

<sup>4</sup>Bei den vorliegenden Energien der tiefinelastischen Streuung geladener Leptonen ( $\mu, e$ ) kann man die schwache Wechselwirkung vollständig vernachlässigen[14]

$(q^2 >> m_\mu)$ , und

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E_\mu^{lab} - E'_\mu^{lab} \quad (2)$$

Die invariante Masse  $W$  des  $\gamma^*$ -p-Systems ist durch

$$W^2 = s = (P + q)^2 = 2M\nu + M^2 - Q^2 \quad (3)$$

gegeben,  $W$  ist auch die Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustandes. Sie entspricht dem Wert  $\sqrt{s} = 2 \cdot E_{beam}$  der  $e^+e^-$ -Annihilation,  $W$  ( $W^2 \neq Q^2$ ) ist hier aber auch bei fester Myonstrahlenergie abhängig von der Kinematik des Ereignisses. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ist

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{Q^4 E \nu} \left[ \frac{2\nu}{M} F_1(Q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} + F_2(Q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (4)$$

darin ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante der QED und  $\theta$  der Streuwinkel im Labor-system.  $F_1$  und  $F_2$  sind die Strukturfunktionen des Nukleons, die die Quarkverteilungen im Nukleon beschreiben. Sie müssen experimentell bestimmt werden.

Definiert man zwei dimensionslose "Skalenvariablen"

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M \cdot \nu} \quad (5)$$

und

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{\nu}{E_{beam}} \quad (6)$$

die auf den Bereich  $0 < x, y < 1$  beschränkt sind, so wird der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $x$  und  $y$ :

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = 8\pi\alpha^2 \frac{ME}{Q^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + 1 - y \frac{Mxy}{2E} F_2(x, Q^2)]. \quad (7)$$

$x$  kann man in einem System, in dem das Nukleon sehr hohen Impuls hat, als Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am Nukleonimpuls interpretieren.  $y$  ist der auf die Strahlenergie normierte Energieübertrag. Für tiefinelastische Prozesse haben Bjorken und Feynman[15] aus dem Partonmodell Skalenverhalten der Strukturfunktionen vorhergesagt: Bei grossem  $Q^2$  und großem  $\nu$  sollen sie allein von  $x$ , nicht aber von  $Q^2$  abhängen.

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_2(x, Q^2) = F_2(x) \quad (8)$$

Diese Vorhersage wurde experimentell in guter Näherung bestätigt[4,11]. Die Unabhängigkeit der Strukturfunktionen von  $Q^2$  und damit von der "Wellenlänge" des virtuellen Photons versteht man gut bei - im Vergleich zur Wellenlänge - ausdehnungslosen Streuzentren im Nukleon: den Partonen.

## 2.2 Hadronische Endzustände im Quark-Parton-Modell

Auch die Entstehung von Hadronen versuchte man zunächst auf der Grundlage des Quark-Parton-Bildes zu erklären. Bei allen erwähnten Reaktionen stehen am Anfang der Hadronproduktion Quarks aus einem Streuprozeß. Dem Streuvorgang im Quark-Parton-Bild folgt dann noch die Fragmentation der Quarks oder der Hadronrestsysteme. Bei der Myon-Nukleonstreuung legt das virtuelle Photon die Richtung fest, bezüglich der die Hadronen durch die Größen

$p = (\vec{p}, E)$  Viererimpuls im Schwerpunktsystem (CMS)

$p_l$  = Longitudinalimpuls im CMS

$p_t$  = Transversalimpuls

$$x_F = \frac{2\vec{p}_l}{W}$$

$$y = \ln \frac{(E + \vec{p})}{(E - \vec{p})}$$

sowie  $z = \frac{E^{lab}}{\nu}$ , den Energiebruchteil im Laborsystem charakterisiert werden. (Abb. 5)

Man stellt sich vor, daß die harte Streureaktion und die Fragmentation nacheinander und voneinander unabhängig verlaufen. Diese Vorstellungen werden durch die Beobachtung unterstützt, daß die Impulsverteilung der Hadronen bei nicht zu hohen Energien in allen Reaktionen sehr einfachen Gesetzen folgt: Der Transversalimpuls erweist sich als nahezu unabhängig von der Energie des fragmentierenden Quarks, der Longitudinalimpuls ist dagegen proportional[16,17] zum Impuls des Mutterpartons (Abb. 6). Die vergebliche Suche nach freien Quarks versteht man im Quark-Parton-Modell aber nicht, genausowenig kann das Modell eine wirkliche Erklärung des Fragmentationsvorgangs liefern. Um zu verstehen, warum die Quarks im Vakuum nicht existieren und sich offenbar unmittelbar nach der Erzeugung in Hadronen umwandeln, bedarf es vielmehr einer dynamischen Theorie der Quarks, für die mit der Quantenchromodynamik (QCD) erstmals einen aussichtsreiches Konzept vorliegt.

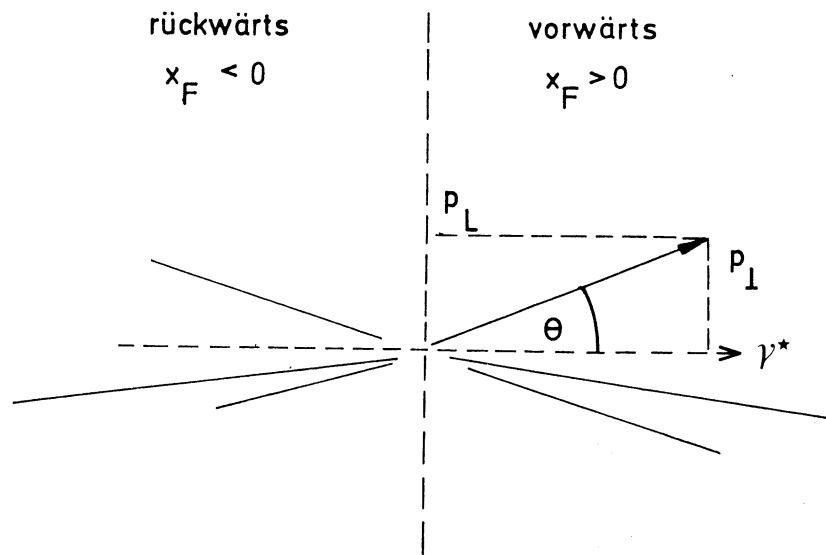
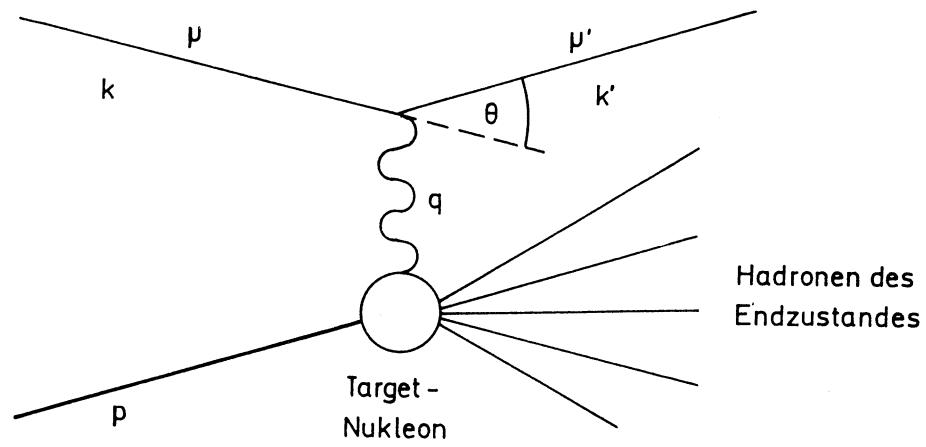


Abbildung 5: Definition der hadronischen Variablen

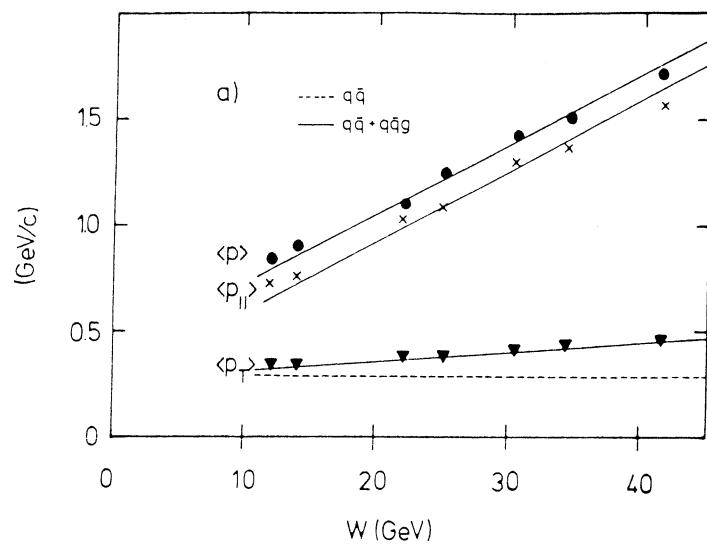


Abbildung 6: Transversal- und Longitudinalimpuls bei der Fragmentation

## 2.3 Die Quantenchromodynamik

Bei der Entwicklung der QCD zur Theorie der starken Wechselwirkung wurde der Gedanke einer eichinvarianten Feldtheorie mit der Forderung eines zusätzlichen Freiheitsgrades der Quarks verbunden. Die "Farbe", ursprünglich als Quantenzahl zur Rettung des Pauli-Prinzips in die Wellenfunktion der Dekuplett-Baryonen eingeführt [18], sollte als Quelle von Eichfeldern - den Gluonen - für die Quark-Quark Wechselwirkungen verantwortlich sein.

Die Korrespondenz der 1972 von Fritzsch und Gell-Mann [19] entwickelten QCD zum QPM, die bei sehr kleinen Abständen offenbar bestehen mußte, wurde mit dem Nachweis der asymptotischen Freiheit der QCD gezeigt. Nach der Bestätigung der Renormierbarkeit wurde die QCD zum verbreitet akzeptierten Kandidaten für eine Theorie der starken Wechselwirkung [20,21].

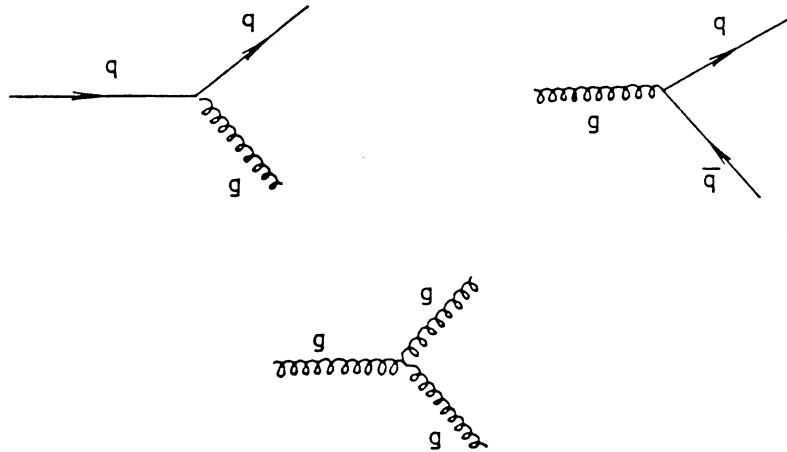


Abbildung 7: Quark-Gluonvertices

Die Kopplung in der QCD ist - wie in allen Eichtheorien - nicht konstant, sondern hängt von der typischen Skala des Impulsübertrages beim betrachteten Prozeß ab. In der QCD ist in erster Ordnung  $\log Q^2$  diese Abhängigkeit

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F)\log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (9)$$

darin ist  $n_F$  die Zahl der angeregten Flavor und  $\Lambda$  ein Skalenparameter.  $\alpha_s$  verschwindet für  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Anders als in der QED führen QCD-Graphen mit

Gluonselfkopplungen zu einen Antiabschirmungseffekt bei kleinem  $Q^2$  und ansteigendem  $\alpha_s$ , so daß die Quarks bei kleinen Impulsüberträgen eingeschlossen ("confined") erscheinen. Zum erstenmal in der Physik wurde in der QCD eine absolut erhaltene Quantenzahl eingeführt, die im Spektrum der physikalischen Zustände nicht auftaucht. Vielmehr sind alle beobachtbaren Zustände Farbsingletts, während farbtragende Zustände wie Quarks und Gluonen nicht frei existieren.

### 2.3.1 Strukturfunktionen und QCD-Effekte

Auch in der Lepton-Nukleonstreuung führen Gluonabstrahlungs- oder Aufspaltungsprozesse (Abb. 7) von Gluonen zu Änderungen der Vorhersagen des einfachen QPM. Quarks erscheinen nicht länger nackt, sondern umgeben von Gluonen. Das hat unter anderem Auswirkungen auf die Quarkverteilungen im Nukleon. Auch die Strukturfunktionen, wie beispielsweise  $F_2$ , das sich aus den

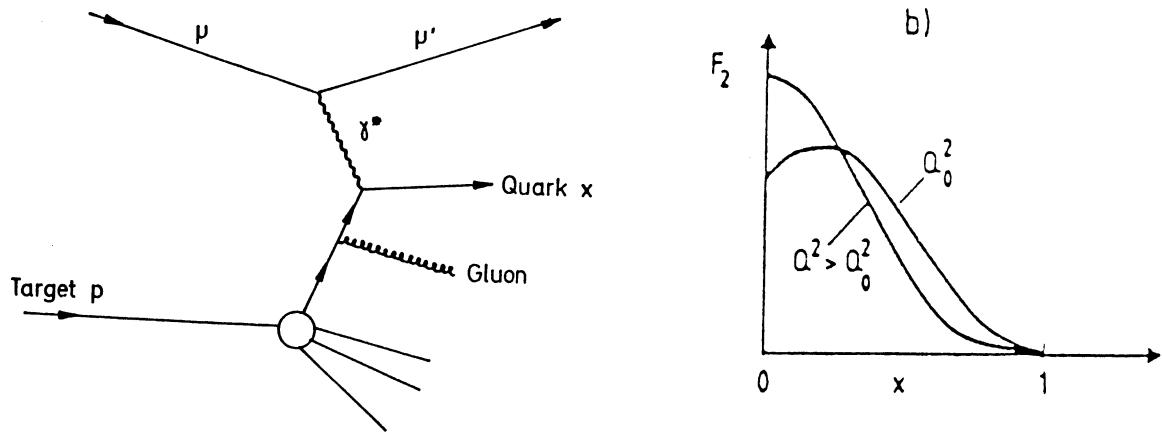


Abbildung 8: QCD-Bild der Skalenverletzungen in der Strukturfunktion  $F_2$

Quarkverteilungen  $q(x)$  ergibt,

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (10)$$

werden davon beeinflußt, sie werden abhängig von  $Q^2$ .

$$F(x) \rightarrow F(x, Q^2). \quad (11)$$

Das "Bjorkenscaling" des QPM wird in dem Maß gebrochen, wie Quark-Gluon-Subprozesse "sichtbar" werden. Folgt man einer Veranschaulichung von Kogut und Suskind [22], so kann man die Veränderung der Strukturfunktion mit  $Q^2$  durch die Auflösung immer kleinerer Abstände  $d$  mit wachsendem  $Q \sim \frac{1}{d} \sim p_t(qg)^{-1}$  verstehen;  $p_t(qg)$  charakterisiert den typischen Transversalimpuls der betrachteten QCD-Prozesse, von denen immer mehr im Nukleon aufgelöst werden. Der dem Quark verbleibende und beobachtbare Impulsbruchteil  $x$  wird also bei wachsendem  $Q^2$  verringert, durch Gluonaufspaltung werden zusätzliche Quarks bei kleinem  $x$  sichtbar (Abb. 8).

Die QCD-Skalenverletzungen der Strukturfunktion [4,23,24] sind u. a. von der EMC (Abb. 9) gemessen worden, sie zeigen das erwartete Verhalten: bei niedrigem  $x$  steigt  $F_2$  mit  $Q^2$ , während man für hohes  $x$  ein Abfallen mit  $Q^2$  findet. Eine Zusammenfassung neuerer Resultate von QCD-Tests durch Messung der Strukturfunktion findet sich in Kap. 7 und in Ref.[25].

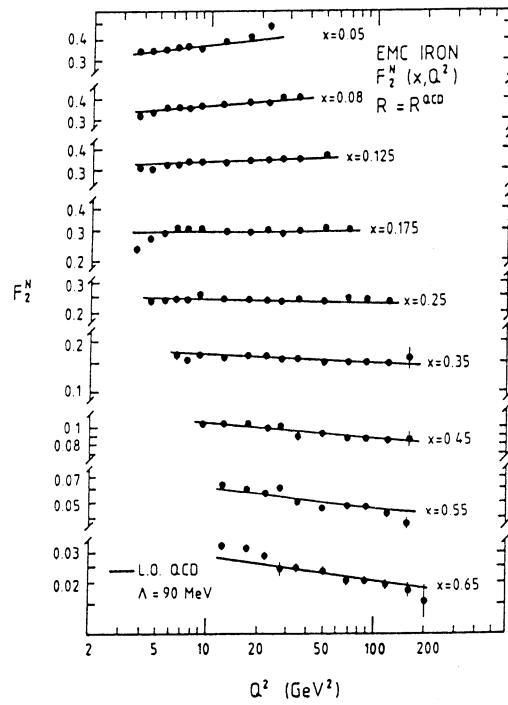


Abbildung 9:  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktion  $F_2$  für verschiedene  $x$

Weil das Interesse des NA9-Experiments der Frage nach den Grenzen des QPM und der Gültigkeit von QCD im Bereich der Hadronproduktion galt, folgt jetzt eine Darstellung der QCD-Vorhersagen für die Hadronerzeugung.

### 2.3.2 QCD-Effekte in Hadronverteilungen bei der $\mu$ -N-Streuung

Auch zur QCD-motivierten Beschreibung der Hadronerzeugung bei der Lepton-Nukleonstreuung zerlegt man den Vorgang in zwei Phasen auf verschiedenen Raum-Zeitskalen. Bei kleinen Abständen  $r < 1\text{ fm} \sim \Lambda_{QCD}^{-1}$  kann man die Quarks als quasifrei betrachten und die harten Streuprozesse in der QED und in der QCD störungstheoretisch berechnen. Erst im Verlauf der Hadronisierung, wenn sich auf einer Skala von einigen Fermi Quarks und Gluonen in Hadronen umwandeln, ist man auf phänomenologisch orientierte Modelle angewiesen. Wegen des Anwachsens von  $\alpha_s$ , versagt nämlich eine störungstheoretische Beschreibung.

Bei der  $\mu$ -Nukleonstreuung erwartet man für dem ersten Schritt auf Parton-niveau im wesentlichen wie im QPM 2-Jet-Ereignisse, die von dem gestreuten Quark und dem Targetrest ausgehen. Man stellt sich vor, daß dieser Targetrest bei Streuung an einem Valenzquark aus dem verbleibenden Diquark, bei Streuung an einem Seequark dagegen aus einem komplizierten 4-Quark-Gebilde besteht, das erst durch Bildung eines Mesons aus den Antiseequark und einem Valenzquark in ein normales Diquark übergeht.

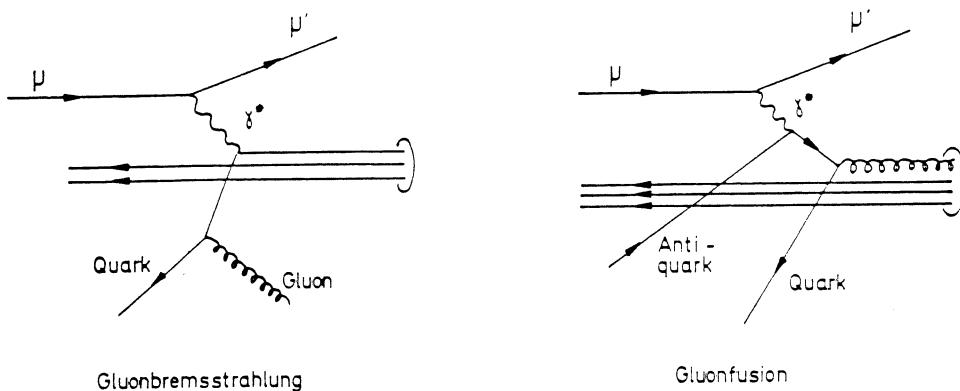


Abbildung 10: Gluonbremsstrahlung und Gluonfusion

In erster Ordnung QCD kommen zwei dynamisch unterschiedliche Partonkonfigurationen durch Gluoneffekte hinzu: Neben der schon beschriebenen Gluonbremsstrahlung (Abb. 10a), bei der das Quark ein Gluon abstrahlt, kann ein Gluon des Nukleons in ein Quark-Antiquarkpaar aufspalten (Abb. 10b), dieser

Prozeß wird als Photon-Gluon-Fusion bezeichnet. Im Unterschied zur Streuung an einem Seequark befindet sich das Quark in Abb. 10b nicht auf der Massenschale, beide Quarks aus dem Gluon bewegen sich im Gesamtschwerpunktsystem nach vorne. Damit führen beide QCD-Prozesse im  $\gamma^*p$ -System zu einer 3-Jetstruktur mit zwei Jets in Vorwärtsrichtung [26,27]. Diese neue Jetstruktur hat mit der Aufspaltung von Quarks und Gluonen die gleiche physikalische Ursache wie die Veränderung der Partonverteilungen und Strukturfunktionen.

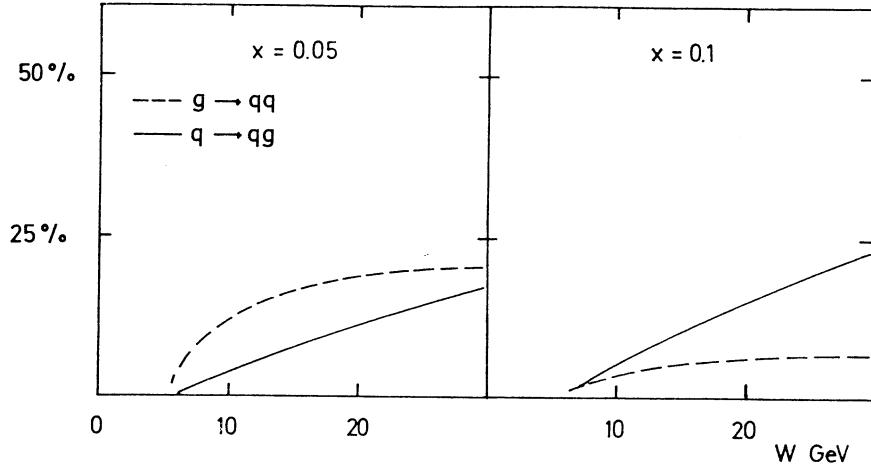


Abbildung 11: Anteil an 3-Jetereignissen

In die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die QCD-Prozesse gehen neben dem QCD-Matrixelement der ersten Ordnung die Nukleonstrukturfunktionen, bei der Photon-Gluon-Fusion insbesondere die Gluonverteilung ein<sup>5</sup>. Dabei zeigt sich, daß für die Gluonbremstrahlung der Wirkungsquerschnitt mit  $W$  und  $Q^2$  ansteigt, während man Gluonfusionsergebnisse bevorzugt bei kleinem  $x$  erwartet (Abb. 11). Die durch diese QCD-Prozesse bedingte Zunahme des Transversalimpulses der Partonen, beschränkt auf den Vorwärtsjet, ist dann der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  und einer Funktion  $g(x, Q^2)$  proportional [26,27]:

$$\langle p_t^2 \rangle_{parton}^{QCD} \sim \alpha_s(Q^2) \cdot g(x, Q^2) \quad (12)$$

Man kann die Abhängigkeit von  $x$  und  $Q^2$  nahezu vollständig als  $W$ -Abhängigkeit ausdrücken:

$$\langle p_t^2 \rangle_{parton}^{QCD} \sim \alpha_s(Q^2) \cdot W^2 \quad (13)$$

<sup>5</sup>Solange man nicht die Parametrisierung der Gluonverteilung[31] drastisch verändert[26,33], hat die spezielle Form dieser Verteilung keinen merklichen Einfluß auf den QCD-Wirkungsquerschnitt, z.B. kann sich  $\eta$  in  $G(x, Q^2) = c(1-x)^\eta$  zwischen 4 und 12 bewegen.

Leider tritt zu diesem rein perturbativen QCD-Effekt ein von  $W$  unabhängiger Beitrag von der Fermibewegung der Quarks im Nukleon, der nicht berechnet, sondern nur experimentell bestimmt werden kann.

$$\langle p_t^2 \rangle_{parton} = \langle p_t^2 \rangle^{QCD} + \langle p_t^2 \rangle_{Fermi} \quad (14)$$

Mit dieser Vorhersage für die Partonen kann man aber noch nicht viel anfangen, da Quarks und Gluonen nicht direkt beobachtet werden. Zum Test von Gleich-

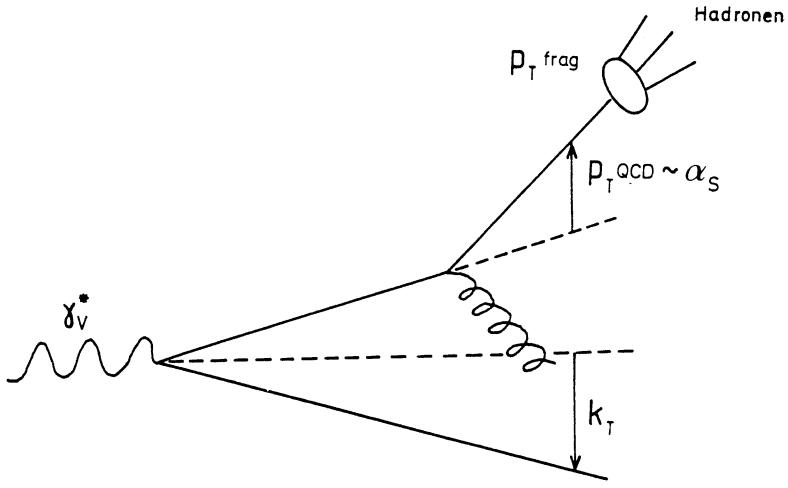


Abbildung 12: Beiträge zum Transversalimpuls der Hadronen

ung (14) könnte man zwar versuchen, aus selektierten 3-Jetereignissen durch Rekonstruktion der Jets die Impulskomponenten der Partonen zu bestimmen. Dieses Verfahren setzt aber eine starke Kollimierung und Separation der Jets voraus, wie sie erst bei höchsten PETRA- und TRISTAN-Energien oder am  $S\bar{p}\bar{p}S$ <sup>6</sup> annähernd erfüllt ist. Bei den geringen Schwerpunktsenergien der EMC-Daten ist man darauf angewiesen, die Parton-Vorhersage mit Hilfe von Modellen, die für den praktischen Gebrauch in Form von Monte-Carlo-Programmen vorliegen, auf die Ebene der experimentell zugänglichen Hadronen zu übertragen. Dabei simuliert man den gesamten Fragmentationsprozeß, was einen weiteren Beitrag zum Transversalimpuls der Hadronen liefert (Abb. 12):

$$\langle p_t^2 \rangle_{Hadronen} = \langle p_t^2 \rangle^{QCD} + \langle p_t^2 \rangle_{Fermi} + \langle p_t^2 \rangle_{Fragm.} \quad (15)$$

Der Aufbau der Fragmentationsmodelle und die Bestimmung einiger ihrer

---

<sup>6</sup>für Super-Proton-Antiproton-Synchrotron (CERN)

Parameter - wie beispielsweise die zur Beschreibung des Fermiimpulsanteils und des Fragmentationsbeitrags - sind Gegenstand des nächsten Kapitels.

## 2.4 Modelle zur Beschreibung der Fragmentation

Die ersten Fragmentationsmodelle fanden ihren Ausgang fast allein in der Phänomenologie der Jets. Spätere Entwicklungen versuchten, den Fragmentationsvorgang mit QCD-inspirierten Ansätzen zu beschreiben. Dies gelingt inzwischen einer Reihe von Modellen, oft allerdings mit einer Vielzahl von Parametern.

### 2.4.1 Das Modell der unabhängigen Fragmentation

Dieses historisch erste[28] phänomenologische Modell wurde von Feynman und Field entwickelt. Es geht von der paarweisen Entstehung von Quarks aus dem Vakuum und einer völlig unabhängigen Fragmentation<sup>7</sup> aus. Jets werden darin erzeugt, indem ein Quark  $q_0$  aus dem Vakuum ein Quark-Antiquarkpaar  $q_1\bar{q}_1$  bildet und mit dem Antiquark  $\bar{q}_1$  ein Meson bildet. Das verbleibende Quark  $q_1$  übernimmt die Rolle des ursprünglichen Quarks, kaskadenförmig werden weitere Mesonen gebildet. Baryonen bei der Fragmentation werden durch die Erzeugung von Diquark/Antidiquarkpaaren[29] erklärt. Ist die Energie aufgezehrt, d.h. ist

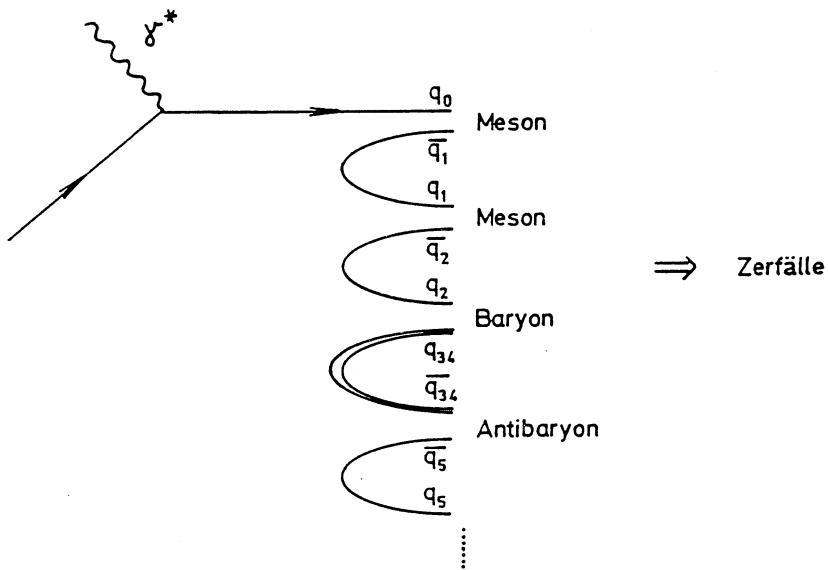


Abbildung 13: Unabhängige Fragmentation nach Feynman und Field

die Restenergie des verbleibenden Quarks ist zu gering, um weitere Hadronen zu erzeugen, bricht die Fragmentation ab (Abb. 13). Im einzelnen Ereignis muß

<sup>7</sup>auch: Independent-Jet-Model(IJ)

daher Impuls-, Energie- und Flavourerhaltung nach Abschluß der Fragmentation erzwungen werden. Wegen der unabhängigen Fragmentation der Partonen kann das Modell nicht explizit lorentz invariant sein. Das Spektrum der Hadronen wird durch Funktionen beschrieben, deren Parameter man durch Anpassung an Meßdaten bestimmt. So sind die Transversalimpulse gaußverteilt mit der Breite<sup>8</sup>  $\sigma_q$

$$\frac{dN}{dp_t} \sim \exp \frac{-p_t^2}{\sigma_q^2} \quad (16)$$

die longitudinale Impulsverteilung wird durch die Fragmentationsfunktion

$$f(z) = 1 + a_f + 3a_f(1 - z)^2 \quad (17)$$

mit

$$z = \frac{(p_l + E)_{Hadron}}{(p_l + E)_{Quark}} \quad (18)$$

bestimmt.

Der Fermiimpuls der Quarks wird ebenfalls gaußverteilt angenommen:

$$\frac{dN}{dk_t} \sim \exp \frac{-k_t^2}{\sigma_{k_t}^2} \quad (19)$$

QCD-Effekte werden[30] berücksichtigt, indem man Partonkonfigurationen entsprechend der Graphen in Abb. 10 erzeugt. Die Divergenzen im Wirkungsquerschnitt für weiche und kollineare Gluonen werden durch einen Schnitt in der Gluonenergie beseitigt, weiche Gluonen werden also nicht berücksichtigt. Auch in 3-Jetereignissen fragmentieren Quarks und Gluonen unabhängig voneinander, dabei geht das Gluon zunächst in ein  $q\bar{q}$ -Paar über.

#### 2.4.2 Das Stringfragmentationsmodell der Lund-Gruppe

Stärker physikalisch motiviert ist das Fragmentationsmodell der Lund-Gruppe, das auf einem klassischen Stringmodell[32] aufbaut. Die Farbladungen von Quark und Diquark (oder Antiquark) sind durch einen Farbflußschlauch verbunden. Dieser wird als eindimensionaler, relativistischer String [33] mit einer Stringenergie von etwa  $\kappa \sim 1$  GeV/fm behandelt, der bei zunehmender Stringlänge und Stringenergie in Segmente aufbricht, an deren Endpunkten sich Quarks befinden. Die Energie der einzelnen Stringsegmente verringert sich soweit, bis sich Mesonen bilden (Abb. 14).

---

<sup>8</sup>Bei  $e^+e^-$ -Experimenten hat sich im Nenner des Exponenten  $2\sigma_q^2$  eingebürgert, d.h. die beiden für Werte  $\sigma_q$  unterscheiden sich um  $\sqrt{2}$

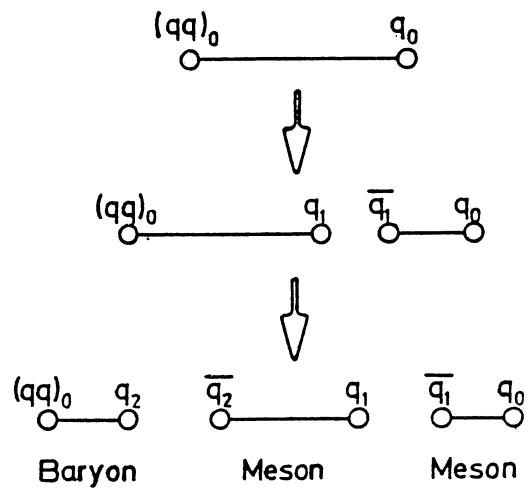


Abbildung 14: Fragmentation eines 2-Jetereignisses im Lund-Modell

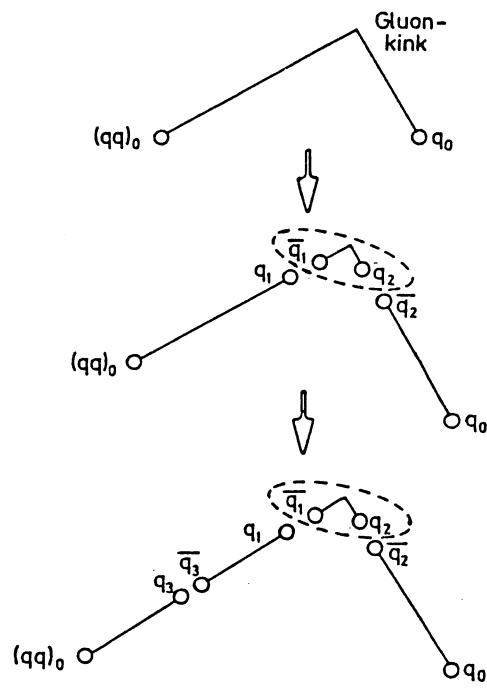


Abbildung 15: Gluonbremsstrahlungsereignis im Lund-Modell

In einen solchen eindimensionalen String wären klassisch nur masselose Teilchen ohne Transversalimpuls erlaubt. Durch einen Tunneleffekt können sich Quark und Antiquark aber um einen Abstand  $l$  voneinander entfernen, wobei die Energie  $l \cdot \kappa$  der transversalen Komponente des Farbfeldes in transversale Masse  $m_t^2 = p_t^2 + m^2$  umgewandelt wird. Die rechnerische Behandlung dieses Stringsystems erklärt angenähert eine ganze Reihe von Eigenschaften der Fragmentation. So wird die Wahrscheinlichkeit  $P(p_t, m)$ , ein Quark mit der Masse  $m$  und dem Transversalimpuls  $p_t$  zu produzieren:

$$P(p_t, m_t) = \exp \frac{-\pi m_t^2}{\kappa} = \exp \frac{-\pi m^2}{\kappa} \cdot \exp \frac{-\pi p_t^2}{\kappa} \quad (20)$$

was für das Verhältnis der Produktionsraten der einzelnen Quarksarten aus dem Vakuum etwa

$$u : d : s : c = 1 : 1 : \gamma_s : \gamma_c = 1 : 1 : 1/3 : 10^{-11} \quad (21)$$

liefert. Eine Vielzahl verschiedener Experimente (z.B.[34,35]) bestätigt diese Werte. Für die Erzeugung von Baryonen im Verlauf der Fragmentation durch das Auftreten von Diquarkpaaren im Farbfeld liefert ein Wert von etwa 450-550 MeV für Masse von Diquarks (ohne Strangeness) die richtige Größenordnung der Baryonproduktion. Aus den Stringeigenschaften folgt weiter wegen der Faktorisierung in Gl. (20) auch die gaußförmige Verteilung und die Flavourunabhängigkeit des Transversalimpulses.

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \sim e^{-\frac{p_t^2}{\sigma_q^2}} \quad (22)$$

mit  $\sigma_q = \sqrt{\frac{\pi}{\kappa}}$ .

Die Standard-Werte der wichtigsten Parameter sowohl für das Lund-Modell als auch - soweit unterschiedlich - für das Independent-Jet-Modell sind in Anhang 1 zusammengestellt. Soweit in Monte-Carlo Rechnungen davon abweichende Werte verwendet wurden, wird darauf besonders hingewiesen. Die Bestimmung der Parameter  $\sigma_q$  und  $\sigma_{k_t}$  für das Lund-Modell aus den EMC-Daten wird in Anhang 2 beschrieben.

### 2.4.3 QCD-Effekte im Lund-Modell

Etwas ausführlicher soll die Behandlung der QCD-Effekte und die Fragmentation in Ereignissen mit Gluonen im Lund-Modell diskutiert werden. Das Quark-Gluon-System wird auch hier nicht vom Lund-Modell, sondern durch die QCD-Rechnung des harten Streuprozesses vorgegeben. Dann wird für die Fragmentation der harten Gluonen in einem Gluonbremsstrahlungsereignis der String vom Diquark über das Gluon zum Quark geführt. Am Gluon bricht der String durch Bildung eines Hadrons auf, die zwei zurückbleibenden Quarks sind die Endpunkte von jetzt zwei Stringsystemen, die in ihrem jeweiligen Schwerpunktssystem fragmentieren (Abb. 15 und 16). Etwas komplizierter sind Farbstruktur

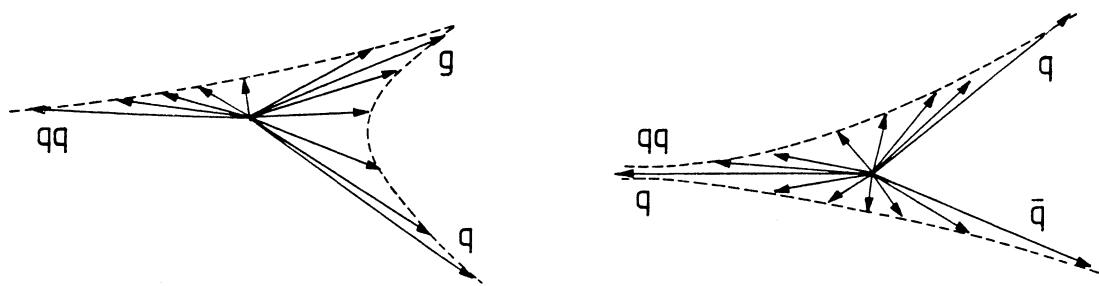


Abbildung 16: Strings und Teilchenfluß in Gluonbremstrahlungs- und Gluonfusionseignissen

und Stringverlauf in einem Gluonfusionseignis. Dort läuft sowohl vom Quark als auch vom Antiquark aus der Gluonaufspaltung jeweils ein String zum Targetrest, der sich - nach "Verlust" eines Gluons - in einem Farboktettzustand befindet. Im Lund-Programm wird das Target in ein Quark- und ein Diquark-farbtriplett aufgespalten, die jeweils durch einen String mit dem Quark und dem Antiquark aus der Gluonfusion verbunden werden. (Abb. 16).

#### 2.4.4 Weiche Gluonen im Lund-Modell

Bei der Generierung der Ereignisse erfordern die Divergenzen im Matrixelement der ersten Ordnung QCD einen Schnitt in der Gluonenergie (bzw. zur Erhaltung der Lorentzinvianz in der invarianten Masse des Quark-Gluon-Systems), so daß sich ein unstetiger Übergang von 2-Jetereignissen zu 3-Jetereignissen ergibt. Dadurch wird im Schwerpunktssystem die Energieverteilung der Gluonen bei etwa 2 GeV abgeschnitten (Abb. 17). Ohne Fragmentierungseffekte erwartet man

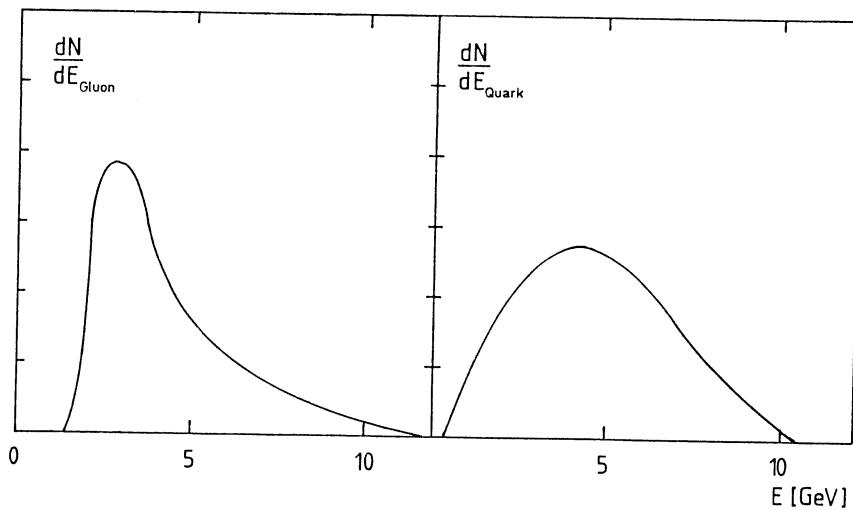


Abbildung 17: Gluon und Quarkenergie im Schwerpunktssystem für Gluonbremsstrahlungsereignisse

daher die in Abb. 18a skizzierte Verteilung der Partontransversalimpulse. Sie zeigt eine  $\delta$ -Funktion bei  $p_t=0$  von den 2-Jetereignissen und Transversalimpulse  $P > 0$  für 3-Jetereignisse. Das ist ganz bestimmt nur eine Näherung, denn die QCD fordert natürlich auch Gluonen niedrigerer Energie, außerdem ist die Vorstellung von 2-Jetereignissen ohne jede Gluonabstrahlung bei höheren Energien nicht mehr richtig. Deshalb enthält das Lund-Modell (Version 4.3) eine approximative Behandlung weicher Gluonen. Sie basiert für nichtkollineare<sup>9</sup> weiche Gluonen auf perturbativen Rechnungen[36], die für die Anzahl der abgestrahlten Gluonen mit einem Transversalimpuls  $k_{tg}$  pro Rapiditätsintervall  $dy$  und Azimuthwinkel  $d\phi$  liefern:

$$\frac{dn}{dk_{tg} d\phi dy_g} = \frac{2\alpha_s}{3\pi^2 k_{tg}^2} \quad (23)$$

<sup>9</sup>Kollineare Gluonen haben keinen Einfluß auf die transversalen Impulse, sie beeinflussen geringfügig die Fragmentationsfunktion

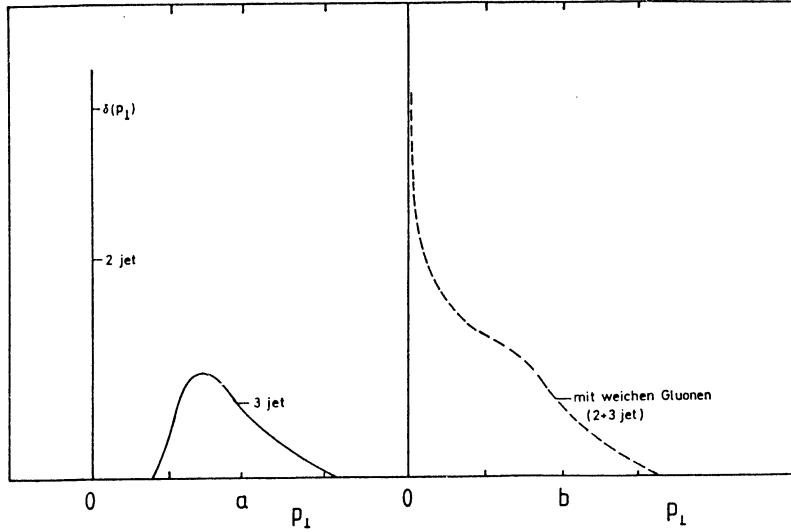


Abbildung 18: Schematische  $p_t$  Verteilung ohne Fragmentationseffekte, ohne weiche Gluonen (a), mit weichen Gluonen (b)

Für jedes Rapiditätsintervall wird die Anzahl weicher Gluonen, die selbst nicht fragmentieren, berechnet und ihr summierter Transversalimpuls auf die Hadronen verteilt. Dieser zusätzliche Transversalimpuls wird durch einen entgegengesetzten Transversalimpuls des gestoßenen Quarks kompensiert [33].<sup>10</sup> Dadurch wird der Übergang von 2-Jetereignissen zu 3-Jetereignissen kontinuierlich und man erhält für die Partontransversalimpulse die Kurve in Abb. 18b. Untersuchungen der Kompensation des Transversalimpulses eines führenden Teilchen ( $x_F > 0.5$ ) durch die EMC haben gezeigt, daß diese Näherung für weiche Gluonen die Daten gut beschreibt[37]. Ohne weiche Gluonen müßte man zudem für den mittleren Fermiimpuls der Quarks einen Wert annehmen, der um einen Faktor 2 höher ist, als die 300 MeV, die durch die Heisenberg'sche Unschärferelation für das Proton nahegelegt werden[33,37,38].

<sup>10</sup>Dies entspricht einer Änderung der Quark - nicht der Diquarkrichtung - um einen kleinen Winkel.

### 2.4.5 Modelle mit Partonschauern

Der Versuch, mit dem physikalischen Gehalt die Vorhersagekraft der Fragmentationsmodelle zu erhöhen, hat durch Ausweitung der Störungsrechnung zur Entwicklung von sogenannten Partonschauermodellen geführt.

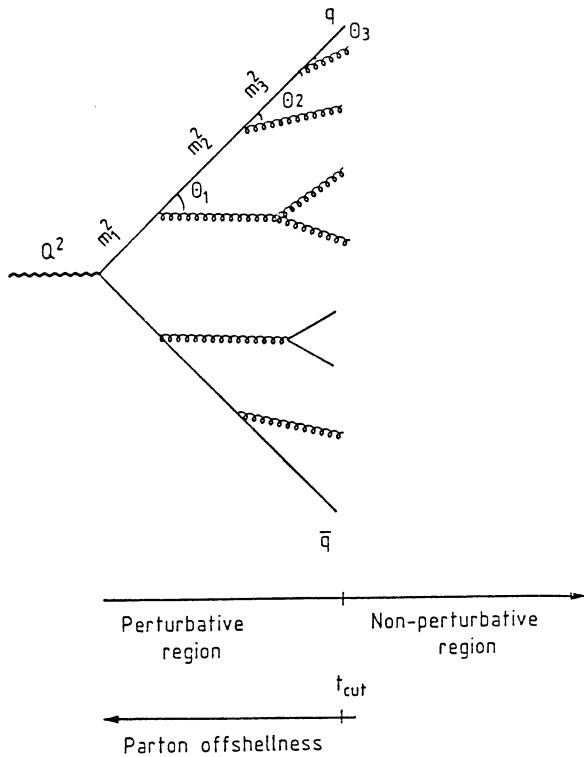


Abbildung 19: Partonschauerentwicklung

Das Quark geht durch mehrfache Abstrahlung von Gluonen, die ihrerseits wieder Gluonen und mit geringerer Wahrscheinlichkeit Quark-Antiquarkpaare bilden können, in einen Quark-Gluonschauer über, der in Farbcluster aufgeteilt wird. Erst unterhalb einer Masse  $t_{cut}$  - etwa  $\sim 1 \text{ GeV}$  - setzt als letzte Stufe die eigentliche Hadronisierung ein. Da bei der Rechnung in jeder Verzweigung die sogenannte "leading log-Approximation" benutzt wird, sollten diese Modelle immerhin näherungsweise die Beiträge höherer QCD-Ordnungen sowie für kleine Werte von  $t_{cut}$  die Effekte weicher Gluonen beinhalten. Das führt tatsächlich zu einer besseren Beschreibung der internen Struktur von Jets und von Ereignissen bei hohen Energien, die mehr als 3 Jets aufweisen[39]. Für die klar separierten

3-Jetereignisse durch Abstrahlung einzelner, harter Gluonen benötigt man aber weiterhin den Anschluß an die Beschreibung mit Hilfe des Matrixelementes erster bzw. zweiter Ordnung QCD. Das Modell von Webber[40], bei dem das hochvirtuell produzierte Quark kaskadenförmig seine Virtualität durch Emission von Gluonen verliert, ist ein Beispiel für ein solches Schauermodell (Abb. 19), das die Daten vieler  $e^+e^-$ -Experimente gut beschreibt. Das ist deshalb bemerkenswert, weil dieses Modell nicht mehr als zwei wesentliche Parameter ( $t_{cut}, \Lambda_{QCD}$ ) besitzt. Ein vollständiges Partonschauer-Monte-Carlo-Programm, das auch harte Gluoneffekte enthält, liegt für die Lepton-Nukleonstreuung noch nicht vor [37]. Ein Vergleich von Monte-Carlo-Rechnungen und Daten beschränkte sich deshalb bisher auf die Teilchenmultiplizitäten in der Vorwärtshemisphäre[37] der  $\mu$ -Nukleonstreuung mit der Vorhersage der  $e^+e^-$ -Monte-Carlo-Rechnung; dabei ergab sich keine signifikante Bevorzugung des Lund- bzw. des Webber-Modells. Ein QCD-Schauermodell für die Leptoproduktion, bei dem nach Abschluß des Partonschauers fragmentierende Strings die Hadronen bilden, wird zur Zeit von der Lund-Gruppe ausgearbeitet[42]<sup>11</sup>

#### 2.4.6 Der Stringeffekt

Neben der Suche nach QCD-Effekten befaßten sich Analysen der PETRA- und PEP-Daten mit kinematischen Details der Fragmentation. Dabei wurde untersucht, welches der verschiedenen Fragmentationsmodelle zur Beschreibung der Daten am besten geeignet ist. Dabei steht nicht im Vordergrund, die genaueste Parametrisierung der Fragmentation zu finden, vielmehr hofft man, durch die Weiterentwicklung QCD-motivierter Modelle die Physik der Fragmentation und damit den Bereich nichtperturbativer QCD besser zu verstehen. Ein frühes Beispiel für eine solche Untersuchung bildet der sogenannte "Stringeffekt" [44]. Man vergleicht den Unterschied im Teilchenfluß zwischen den Jets in 3-Jetereignissen im Stringmodell und im Independent-Jet-Modell mit den Daten. Während in Modell der unabhängigen Fragmentation die Hadronen zwischen den Jetachsen gleichmäßig verteilt sind, erwartet man für Gluonbremsstrahlungsereignisse von der Stringfragmentation zwischen Quark- und Gluonjet (Jet 3 ist als Jet mit der geringsten Energie häufig der Gluonjet) mehr Hadronen als zwischen Quark- und Antiquarkjet (Jet 1 und 2) - zwischen den sich kein String befindet (Abb. 20). Auch in Partonschauermodell von Webber ergibt sich ein solcher Effekt durch Interenz der Gluonen, deren Emissionswinkel geordnet sind. Bei fast allen  $e^+e^-$ -Experimenten wurde dieser Stringeffekt registriert, in den EMC-Daten hat man dagegen vergeblich gesucht[45]. Die Definition des Gluonjets ist aber

---

<sup>11</sup>Dieses Partonschauerprogramm für die Myon-Nukleonstreuung befindet sich derzeit in einer Testphase, erste Vergleiche der Autoren mit publizierten EMC-Daten werden sich in Ref.[43] finden.

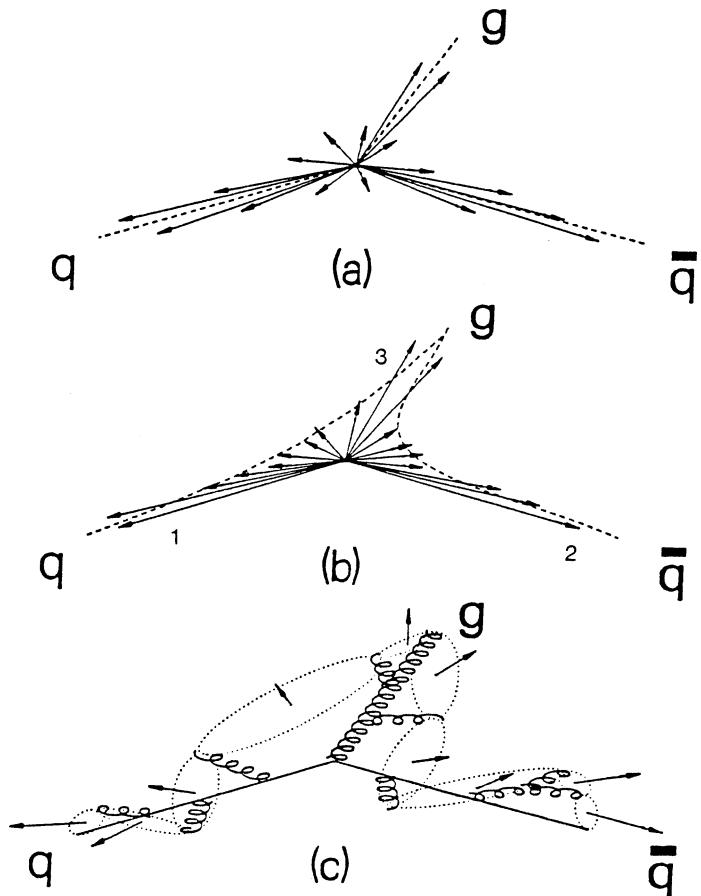


Abbildung 20: Teilchenfluß in 3-Jetereignissen

in  $\mu N$ -Ereignissen[46,47] noch weniger eindeutig als bei den  $e^+e^-$ -Daten. Zudem erwartet man für 3-Jetereignisse vom Gluonfusionsgraphen eine ganz andere Stringkonfiguration (Abb. 16b), so daß dieses Resultat nicht unerwartet ist. Auf einen ganz anderen kinematischen Effekt der Stringfragmentation, der in sich in gewöhnlichen 2-Jetereignissen der  $\mu$ -Nukleonstreuung bemerkbar macht, wird in Kapitel 6 eingegangen.

### 3 Beschreibung des Experiments

Die Serie von Myon-Nukleonstreuexperimenten der EMC begann 1978. Eine Übersicht mit einer Zusammenfassung der physikalischen Schwerpunkte der einzelnen Experimente zeigt Tab. 1.

NA2	1978-1980	Strukturfunktionen, Hadronen mit $x_F > 0$
NA9	1981-1983	Vollständige hadron. Zustände Fragmentation, Jets
NA28	1983-1984	Strukturfunktionen bei kleinem $x, Q^2$
NA2'	1984-1986	Präzisionsmessungen von Strukturfunktionen an schweren Targets, Spinabhängige Strukturfunktionen

Tabelle 1: EMC-Experimente 1978 - 1986

#### 3.1 Die Erzeugung des Myonstrahls

Der Myonstrahl beim CERN (Abb. 21) ist ein Sekundärstrahl. Er wird erzeugt, indem man Protonen des SPS<sup>12</sup> (ca. 400-500 GeV) auf ein Target schießt. Die entstandenen Kaonen und Pionen zerfallen innerhalb einer 600 m langen Strahlführung zu etwa 10% in Myonen und Neutrinos. Verbleibende Hadronen werden bis auf einen Rest von  $10^{-5}$  Hadronen/ $\mu$  durch einen Berylliumabsorber gestoppt. Die Myonen werden dann grob impulsselektiert, erst im EMC-Apparat wird der Impuls jedes einzelnen Muons mit einer Genauigkeit von  $\delta p/p \simeq 0.5 \cdot 10^{-4}$  gemessen.

#### 3.2 Das Doppelspektrometer der EMC

Abb. 22 zeigt Schnitte durch den NA9-Detektor, die den Aufbau[48] des Experiments mit dem Vertexspektrometer(VS), dem Vorwärtsspektrometer(FS) und dem Myondetektor erkennen lassen. Das Vertexspektrometer besteht aus einer Streamerkammer(SC) im Feld eines supraleitenden Magneten (ca. 1.5 T), die das 1 m lange, mit flüssigem Wasserstoff (bzw. Deuterium) gefüllte Target enthält. Geladene Spuren werden in der Streamerkammer von drei stereoskopisch angebrachten Kameras fotografiert (Abb. 23) und können im Impulsbereich von 150

<sup>12</sup>für Super-Proton-Synchrotron

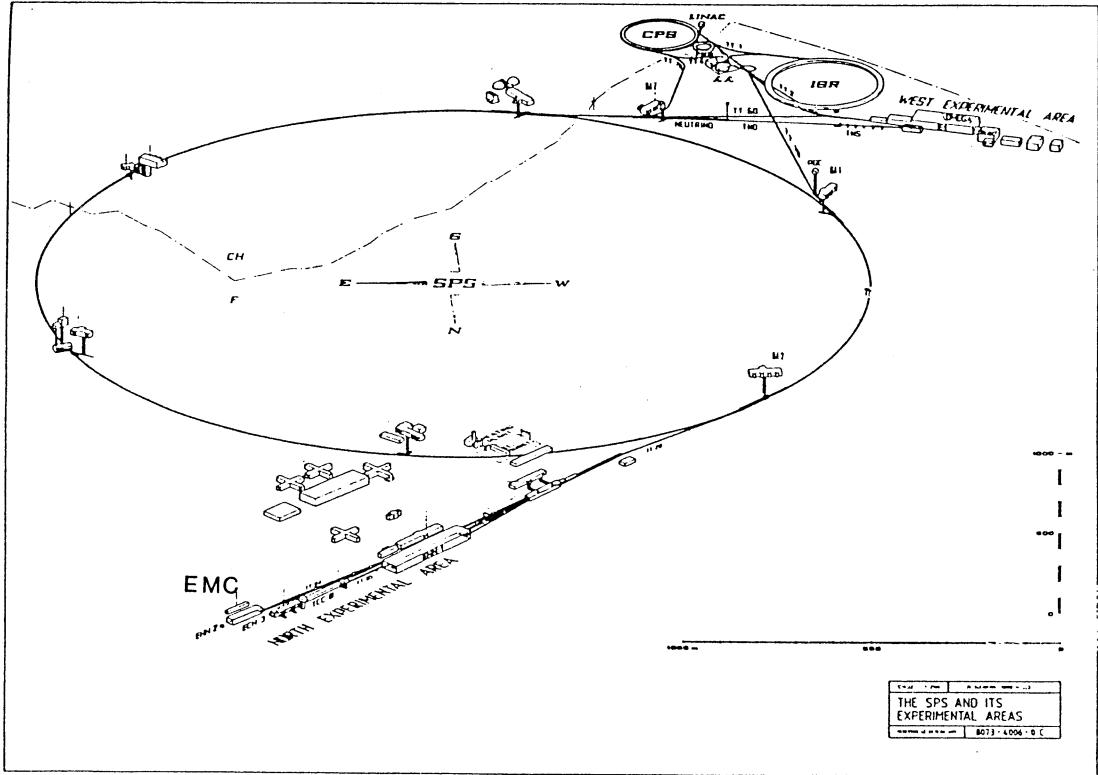


Abbildung 21: Lage des SPS und des EMC-Detektors am CERN in Genf

MeV/c bis ca. 20 GeV/c mit einer Auflösung von  $\delta p/p \simeq 0.003$  gemessen werden. Eine Reihe von Flugzeit-(TOF<sup>13</sup>) und Schwellencerenkovzählern (CA,C0,C1,C2) dient der Teilchenidentifikation.

Zusätzliche Proportionalkammern (PV123) und Driftröhren (WV123) verbessern die Ortsauflösung der Streamerkammerspuren. Schnelle Hadronen ( $p_{lab} > 6$  GeV/c) werden im Vorwärtsspektrometer durch einen normalleitenden Magneten (FSM) abgelenkt und in einer Anzahl von Driftkammern (W1-W5) und speziellen, für den Einsatz im Strahlbereich innerhalb des Magneten geeigneten Proportionalkammern (P0ABC) nachgewiesen. Der Cerenkovzähler C2 erweitert den Identifikationsbereich für schnelle Hadronen. Ein Teil der neutralen Pionen und Photonen wird in einer Bleiglaszähleranordnung gemessen[48,49]. Myonen - in der Hauptsache die gestreuten Myonen - werden durch eine Spur in den äußeren Driftkammern (W6,W7) nachgewiesen, die sich hinter einem etwa 2m dicken Eisenabsorber befinden. Das Experiment wird durch Hodoskope für Triggerzwecke

<sup>13</sup>für Time-of-Flight

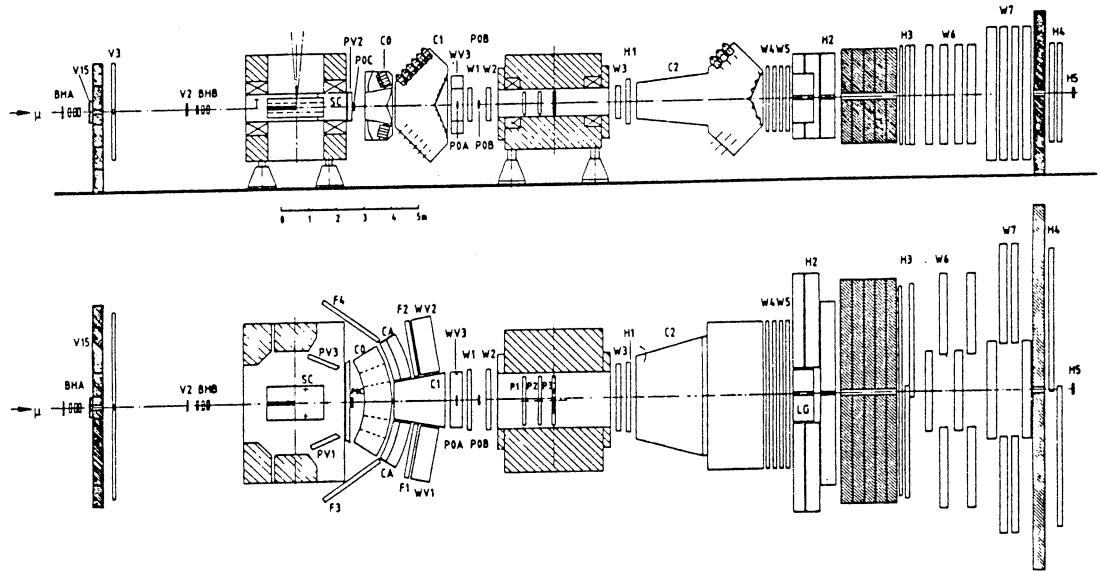


Abbildung 22: Schnitt durch den EMC-Apparat

(H1-H4), für die Bestimmung des Strahlprofils (BHAB) und - als Veto hodoskope - für die Zurückweisung von Ereignissen, bei denen ein außerhalb des Strahls liegendes sogenanntes 'Halomyon' den Apparat durchläuft, vervollständigt.

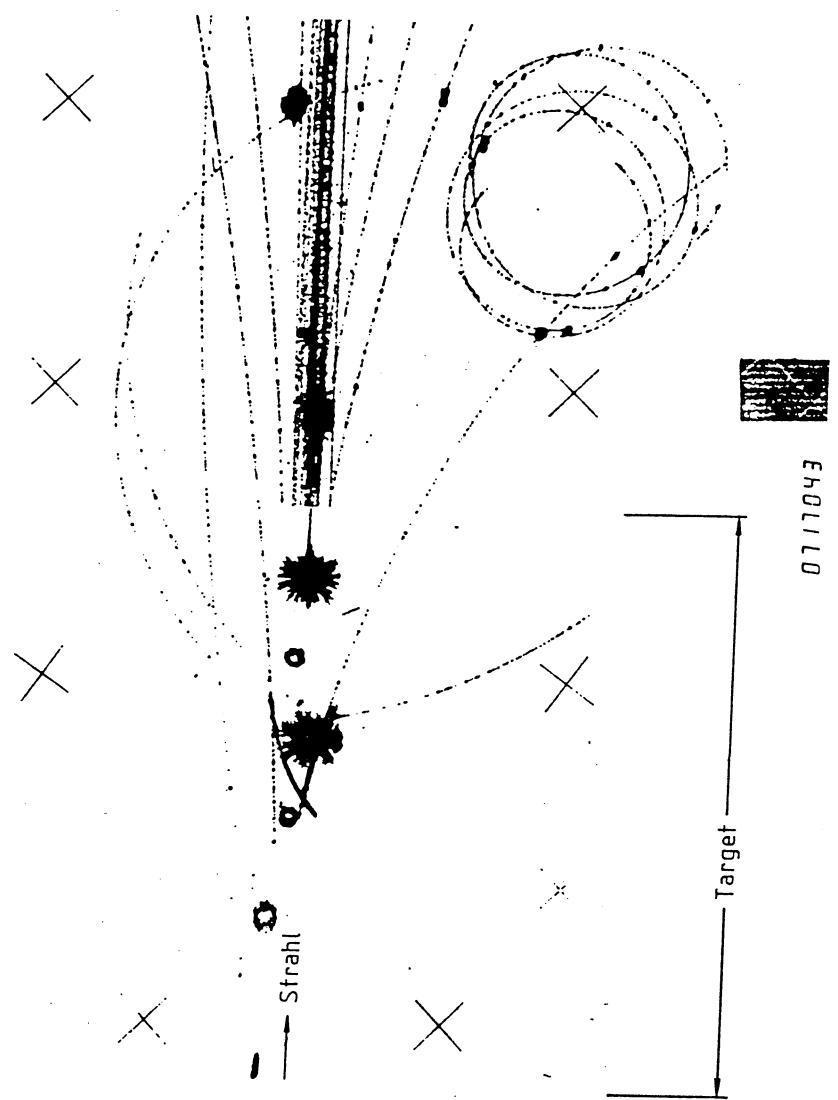


Abbildung 23: Aufnahme aus der Streamerkammer

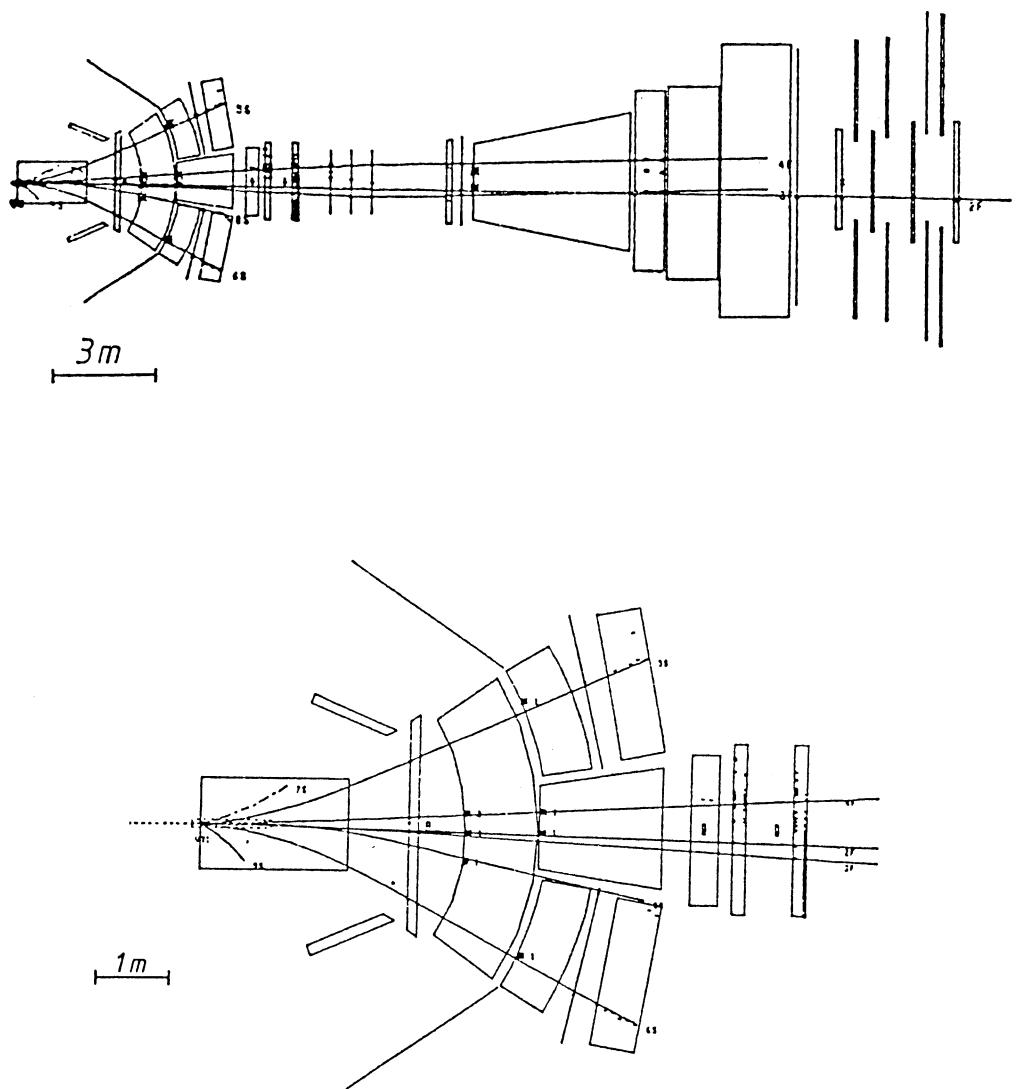


Abbildung 24: Rekonstruierte Spuren im Detektor und im vergrösserten Ver-  
texbereich

### 3.3 Der Trigger

Die Hochspannung der Streamerkammer und die Auslese des gesamten Detektors wird nur freigegeben, wenn die Signale der Hodoskope vorher festgelegte zeitliche und geometrische Anforderungen erfüllen. Diese Triggerbedingungen sorgen u.a. dafür, daß Ereignisse mit sehr niedrigem  $Q^2$  nicht beachtet werden und so trotz des stark mit  $Q^4$  abfallenden Wirkungsquerschnitt auch die besonders interessierenden Ereignisse bei hohem  $Q^2$  gemessen werden. Wegen des Zusammenhangs von Streuwinkel und  $Q^2$

$$Q^2 = 4E \cdot E' \cdot \sin^2(\theta/2) \quad (24)$$

kann man dazu bereits beim Trigger einen Mindeststreuwinkel fordern. Außerdem wird man Ereignisse ohne eindeutiges Myon aus der Targetrichtung nicht aufzeichnen. Die Triggerbedingungen sind deshalb:

- Der Streuwinkel beträgt mindestens ein halbes Grad
- Der Impulsvektor des gestreuten Myons zeigt auf das Target
- Das Triggerveto (s.o.) akzeptiert das Ereignis
- In H45 (hinter dem Absorber) muß ein Myon registriert worden sein

Bei einer Strahlintensität von  $10^6 \mu/s$  bis  $10^7 \mu/s$  ergibt das eine der Streamerkammer angepaßte Triggerrate von ca. 3/sec[48].

### 3.4 Die Datenaufbereitung und Selektion

Die Zahl der Ereignisse die zwischen 1981 und 1983 während der in Perioden eingeteilten Strahlzeiten gemessen wurden, zeigt Tab. 2

Bevor wir zur Beschreibung der Korrekturverfahren und zur Diskussion der statistischen und systematischen Fehler kommen, sollen die Auswerteschritte zusammengefaßt werden, die von den Signalen der Detektoren zu den komprimierten Datensätzen (DST)<sup>14</sup> führen. Diese DST's enthalten neben den kinematischen Variablen der Ereignisse die Impulse und Massen der rekonstruierten Teilchen sowie detaillierte Informationen über die Qualität der Spur- und Vertexfits.

---

<sup>14</sup>Data-Summary-Tape

Datenperiode	Target	Ereignisse nach Schnitten
P6C81	H2	2100
P7A81	H2	2400
P7B81	H2	3600
P7C81	H2	4900
P1A82	H2	1400
P1B82	H2	3350
P4A82	H2	8200
P4B82	H2	9000
P4B83	D2	10500
P5A83	D2	4700
P5C83	D2	8100

Tabelle 2: Tabelle der NA9-Daten

### 3.4.1 Die Datenaufbereitung

Das Flußdiagramm in Abb. 25 zeigt die Analysekette im Überblick [46,48,50]. Zuerst werden die Rohdaten in einem Filterprogramm nach verschiedenen Triggertypen (Trigger für Kalibration, Alignment, "physikalische Trigger") sortiert. Die Ereignisrekonstruktion beginnt mit der Suche nach Myonspuren in den Kammern W67 (Driftkammern hinter dem Hadronabsorber) bzw. nach Hadronspuren in W45 (Programm RECONS). Spurkandidaten werden in Richtung auf das Target verlängert und Treffer in weiteren Detektoren mit der Spur assoziiert. "Spline-fits"[51] bestimmen dann Richtung und Impuls der Spuren, als Startwert für den Primärvertex dient der Myonvertex (Programm GEOM1). Danach werden die Streamerkammerbilder unter Benutzung der Resultate von GEOM1 auf halbautomatischen Meßtischen<sup>15</sup> analysiert, das Programm SCGEOM rekonstruiert aus 3 Ansichten die Spuren in der Streamerkammer. Darauf werden die bisherigen Rekonstruktionsergebnisse zusammengefaßt, indem man u.a. zweifach gemessene Spuren (z.B. in der Streamerkammer und im Vorwärtsspektrometer) kombiniert, Streamerkammer-Spuren in die übrigen Vertexdetektoren extrapoliert und der Hauptvertex durch Hinzunahme der Hadronspuren neu bestimmt. Spursegmente im Vertexdetektor, die nicht mit einer Streamerkammer- oder Vorwärtsspektrometerspur kombiniert werden können, werden unter gewissen Voraussetzungen als zusätzliche Vertextspektrometerspuren rekonstruiert. Durch die Rekonstruktion der verschiedener Spurtypen und die anschließende Kombination ergibt sich eine hierarchische Klassifizierung in

<sup>15</sup>Die Messung und Rekonstruktion der Streamerkammerbilder wurden u.a. in Aachen durchgeführt.

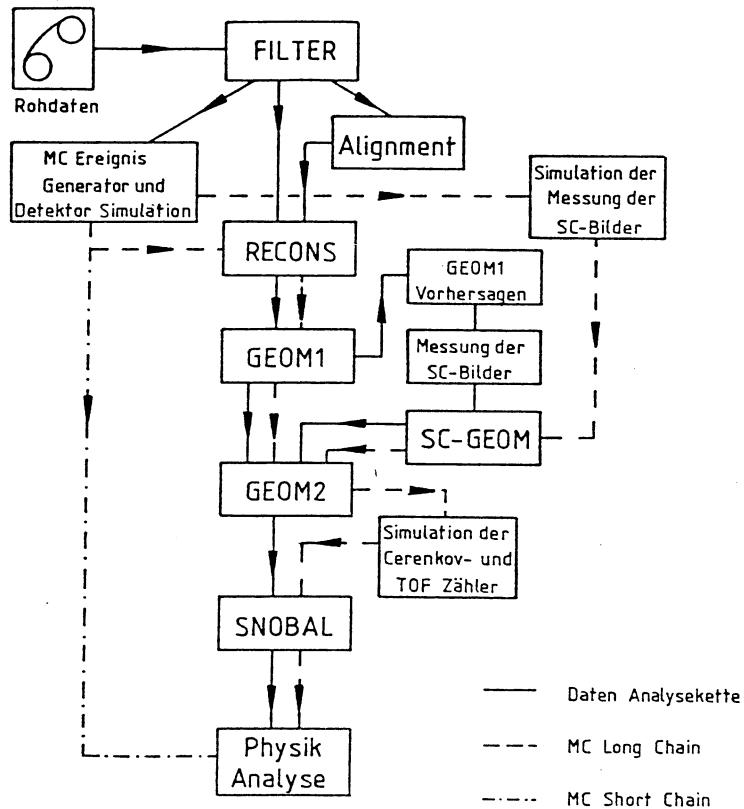


Abbildung 25: Flußdiagramm der Analysekette

- vollständige Vorwärtsspektrometerspuren (FS)<sup>16</sup>
- partielle Vorwärtsspektrometerspuren (FSP)
- Streamerkammerspuren (SC)
- Vertexspektrometerspuren (VS)

Eine Spur wird dabei nur in der jeweils höchsten Kategorie aufgeführt; so weisen FS-Spuren teilweise auch Spursegmente in der Streamerkammer oder in den sonstigen Vertexdetektoren auf, werden aber nur in der FS-Spurkategorie aufgeführt.

Das Programm SNOBAL kombiniert die rekonstruierten Spuren mit der Information der Identifikationsdetektoren. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Untergrundbeiträge in den Cerenkovzählern wird für jede Spur aus dem gemessenen Impuls für jede der Massenhypothesen ( $e, \mu, \pi, K, p$ ) das erwartete Signal (Pulshöhe beim Cerenkovzähler, Flugzeit im TOF-System) berechnet. Der Vergleich mit dem gemessenen Wert gibt dann die Wahrscheinlichkeit für jede der Massenhypothesen. Im Teilchenidentifikationsprogramm werden die Einzelwahrscheinlichkeiten aus den Cerenkovzählern und dem TOF-System kombiniert. Man erhält so für etwa 50 % der Spuren eine verwertbare Aussage über die Teilchenart.

---

<sup>16</sup>Forward Spectrometer

Mit Schnitten in diesen Wahrscheinlichkeiten, die von der "a priori"<sup>17</sup>-Wahrscheinlichkeit für eine Massenhypothese abhängen, erhält man Datensätze identifizierter Pionen mit weniger als 10 % und identifizierter Kaonen bzw. Protonen mit weniger als 20 % Untergrund. [34,46,52].

---

<sup>17</sup>Ein Teilchen ist "a priori" häufiger ein  $\pi$  als ein K oder p

### 3.4.2 Die Korrekturverfahren

Nachdem die Daten alle Rekonstruktionsprogramme durchlaufen haben, stehen sie für die Interpretation im Rahmen einer Theorie oder zum Vergleich mit anderen Daten zur Verfügung. Oft werden - gerade bei großen Experimenten - dazu nicht mehr allein fundamentale Größen wie die Masse einer Resonanz, der Wert einer Kopplung oder ein Mischungswinkel benutzt. Statt dessen vergleicht man Verteilungen geeigneter Variablen, im einfachsten Fall von Impuls oder Energie, oft aber auch von sehr komplexen Größen. Zusätzlich verschafft man sich - meist, indem man durch Monte-Carlo-Rechnungen generierte Ereignisse in gleicher Weise analysiert - die entsprechenden Verteilungen für unterschiedliche physikalische Modelle. Für diesen Vergleich müssen die Meßdaten wegen einer

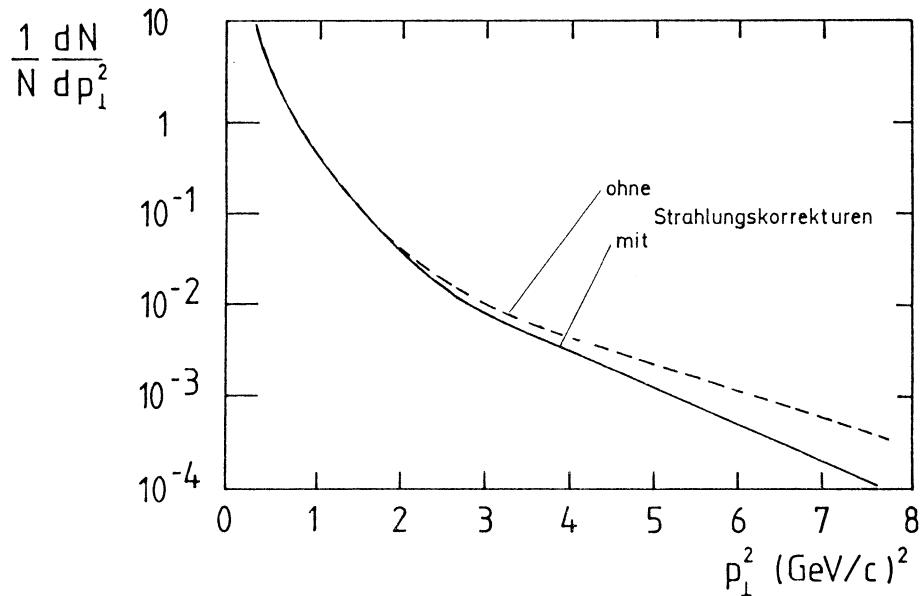


Abbildung 26: Einfluß der Strahlungskorrekturen auf die  $p_t$ -Verteilung der Hadronen

Reihe apparativer und softwarebedingter Störeinflüsse korrigiert werden. Neben geometrischen Akzeptanzlücken des Detektors gehören dazu Ineffizienzen des Triggers, anderer Detektorkomponenten und der Rekonstruktionssoftware. Das führt auch beim EMC-Detektor zu Spurverlusten oder zusätzlichen und falsch rekonstruierten Spuren. Daneben wird das richtige Erkennen und Separieren von Haupt- und Sekundärvertices erschwert. Auch die Beiträge höherer Ordnungen der QED müssen durch Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden,

denn QED-Bremsstrahlung und Effekte virtueller QED-Graphen beeinflussen den Wirkungsquerschnitt und verschieben Ereignisse in der  $Q^2 - \nu$ -Ebene. Außerdem werden die Transversalimpulse (Abb. 26) der Hadronen verfälscht, wenn diese auf die in radiativen Ereignissen falsch bestimmte virtuelle Photonrichtung bezogen werden[53].

Ziel der gesamten Korrekturen ist schließlich eine Verteilung, die man mit einem idealen Detektor bei Messung des Ein-Photon-Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Myon-Nukleonstreuung messen würde. Wegen der sehr komplexen Abhängigkeit von vielen kinematischen Größen, von der Geometrie, dem wechselnden Zustand der Detektorkomponenten und der Effizienz der Rekonstruktionsprogramme kann man die Korrekturen nicht analytisch berechnen. Deshalb werden in einer Simulationsrechnung alle Einflüsse zusammengefaßt. Aus den Eingabedaten und den Resultaten dieser Simulation des Detektors und der Rekonstruktion erhält man dann eine alle Effekte berücksichtigende "Akzeptanz".

### 3.4.3 Die Monte-Carlo Simulation und Akzeptanzbestimmung

Zur Simulation der Vorgänge im Detektor wählt man zunächst unter Benutzung der bekannten Wirkungsquerschnitte zulässige Werte für  $Q^2$  und  $\nu$ , berechnet den Streuwinkel des Myons und die Kinematik des zugehörigen virtuellen Photons. Danach wird die Wahrscheinlichkeit für elektromagnetische Bremsstrahlung [54] bestimmt und gegebenenfalls ein reelles Photon generiert. In diesem Fall muß das wahre virtuelle Photon, das für die Generierung des hadronischen Teils benutzt wird, neu berechnet werden, so daß neben dem "beobachtbaren" virtuellen Photon aus der Myonkinematik auch in radiativen Ereignissen die Kinematik des "wahren" virtuellen Photons zur Verfügung steht. Danach werden die Hadronen generiert; hierfür wird eine Version des Lund-Generators verwendet, die die gemessenen Hadronverteilungen in etwa reproduziert. Bei der Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse benutzt man ebenso wie in den Daten das aus dem beobachteten Myon berechnete (ggf. scheinbare)  $\gamma^*$  zur Bestimmung der Kinematik und zur Zerlegung der Hadronimpulse in Longitudinal- und Transversalkomponente. Dadurch kann man die Verschiebungen des Transversalimpulses durch Strahlungseffekte korrigieren. Die Änderungen des Wirkungsquerschnitts durch QED-Effekte höherer Ordnung werden durch Berechnung eines zusätzlichen Gewichtes für die Ereignisse berücksichtigt.

Die generierten Ereignisse werden anschließend im Simulationsprogramm weiter verarbeitet. Abhängig von Teilchenart und Impuls wird die Bahn der Teilchen im Magnetfeld verfolgt und die erwarteten Signale der einzelnen Detektoren berechnet. Hierbei werden Vielfachstreuung, sekundäre Wechselwirkungen im Target, die Konversion von Photonen und die Zerfälle kurzlebiger Teilchen ebenso

berücksichtigt wie die orts- und zeitabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren, die während der Datennahme aufgezeichnet wurden. Auch das Verhalten der Cerenkovzähler und der Streamerkammer wird simuliert. Die zusammengefaßten Daten dieser Simulationsrechnung liegen dann neben Zusatzinformationen aus der Generatorphase, die man ebenfalls speichert, in der gleichen Form vor wie die gemessenen Ereignisse. Sie durchlaufen dieselbe Analysekette wie die Meßdaten, wobei - abhängig von der Perfektion der Simulation - die gleichen Akzeptanz- und Rekonstruktionseffekte auftreten. Ein Vergleich der Generatordaten mit dem Ergebnis von Detektorsimulation und Rekonstruktion ergibt für jede Verteilung  $dN/dv$  einer physikalischen Größe  $v$  die "Akzeptanz"  $A(v)$  des Detektors.

$$A(v) = \frac{N_{\mu}^{gen.}}{N_{\mu}^{akz.}} \frac{dN^{akz.}/dv}{dN^{gen.}/dv} \quad (25)$$

Eine korrigierte, auf die Zahl der Ereignisse normierte Verteilung

$$\frac{1}{N\mu} \frac{dN^{korr.}}{dv} = A^{-1} \cdot \frac{1}{N\mu} \frac{dN^{roh.}}{dv} \quad (26)$$

erhält man dann aus der Rohdatenverteilung  $dN^{roh.}/dv$  durch Multiplikation mit dem Inversen der Akzeptanz. Diese Akzeptanz, die aus einer begrenzten Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen (je ca. 100000) bestimmt wurde, beeinflußt mit dem statistischen Fehler der Monte-Carlo-Rechnung geringfügig den statistischen Fehler der korrigierten Messung. Das beschriebene, einfache Korrekturverfahren setzt neben einem geeigneten Modell für die Generierung der Hadronen voraus, daß Verschmierungseffekte nicht zu groß sind. In Bereichen, wo die Akzeptanz gering ist oder stark variiert, ist dieses Verfahren unzuverlässig.

Die Information über die Teilchenart wird hauptsächlich zum Studium der Fragmentation benutzt. Sie ist aber auch für den Lorentzboost vom Laborsystem ins hadronische Schwerpunktsystem nützlich. Betrachtete man nämlich alle Hadronen einfach als Pionen, so würden größere Korrekturen besonders bei kleinem  $|x_F|$  notwendig. Diese Korrekturen werden noch weiter vermindert, indem man im Rückwärtsbereich der Fragmentation (Targetjet) die hohe 'a priori' Wahrscheinlichkeit berücksichtigt, daß schnelle positive Spuren Protonen sind. Man weist diesen Spuren - nur für den Boost, denn diese Teilchen gelten nicht als identifizierte Protonen - unter bestimmten Voraussetzungen die Protonenmasse zu. Monte-Carlo Studien haben gezeigt[45,55], daß im Rückwärtsbereich etwa 65 % der Pionen und 85 % der Protonen hierdurch die richtige Masse zugewiesen erhalten.

### 3.4.4 Ereignis und Spurselektion

Vor der physikalischen Auswertung der Daten muß durch Schnitte sichergestellt werden, daß der Datensatz möglichst eindeutige und zuverlässig vermessene Ereignisse und Spuren enthält. Man verlangt deshalb von den Ereignissen:

- Es gibt genau eine rekonstruierte Strahlspur
- Die Triggerbedingung wird durch ein gestreutes Myon erfüllt
- Der Primärvertex liegt im Target
- Das Streamerkammer-Bild ist meßbar

Kinematische Schnitte schließen Bereiche aus, in denen die Akzeptanz stark variiert, z.B. die Triggerakzeptanz bei kleinem  $Q^2$  und  $\theta$ . Der Schnitt in  $W$  sorgt für eine gut definierte Hadronakzeptanz, die oberhalb von  $W = 20 \text{ GeV}$  merklich abfällt[56]. Ereignisse, bei denen das gestreute Myon schlecht definiert ist und möglicherweise aus  $\pi$ , K- oder charm-Zerfällen stammt, werden durch den Schnitt in  $E'$  bzw.  $y$  verworfen, ebenso der Bereich, indem die Strahlungskorrekturen groß und relativ unsicher sind.

$$\theta > 0.75$$

$$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$$

$$y < 0.9$$

$$16 \text{ GeV}^2 < W^2 < 400 \text{ GeV}^2$$

Abb. 27 zeigt die Verteilung der unkorrigierten Wasserstoffdaten in der  $Q^2 - \nu$ -Ebene, zusammen mit den o.a. Schnitten. Der Bereich, indem QCD-Effekte erster Ordnung zu einem Anteil von mindestens 20 % 3-Jetereignissen auf Partonebene führen, ist darin schraffiert.

Auch in akzeptierten Ereignissen können Spuren mit großen Meßfehlern behaftet und deshalb unzuverlässig sein. Auch doppelt gemessene oder nicht zum Ereignis gehörende Spuren müssen verworfen werden. Die hierfür entwickelten Schnitte sind wegen der unterschiedlichen Qualität der Spuren je nach Kategorie verschieden. So müssen die FS-Spuren, die durch den langen Hebelarm sehr gut definiert sind, praktisch keinen, die durch übriggebliebene Linienelemente im

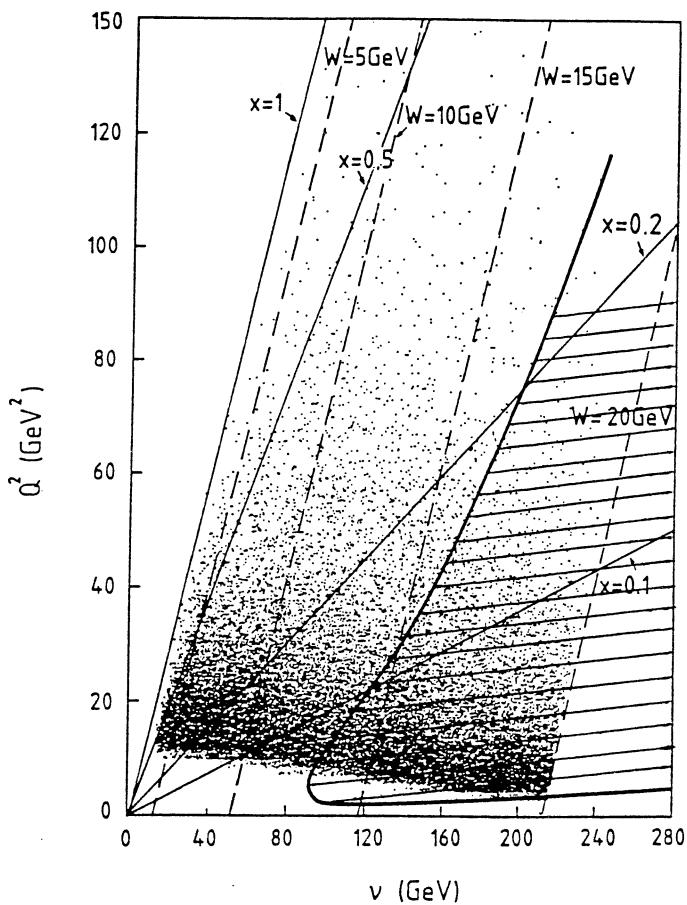


Abbildung 27:  $Q^2$ - $\nu$  Ebene mit Daten und kinematischen Schnitten

Vertexdetektor festgelegten VS-Spuren dagegen sehr strengen Selektionskriterien unterworfen werden.

Für Spuren aller Kategorien gelten die Schnitte:

- $p_{lab} > 200 \text{ MeV}$
- Spuren gleicher Ladung und ähnlichem Impuls dürfen nicht eng benachbart sein
- Spur gehört zu Primärvertex

Der Impulsschnitt beseitigt  $e^-$ -Untergrund, außerdem werden Spuren unterhalb 200 MeV/c im Monte-Carlo nicht außerhalb des Targets verfolgt.

Zusätzlich muß die Impulsunsicherheit für Streamerkammer-Spuren

- $\frac{\delta p}{p} < 0.1$

und für Vertexspektrometerspuren

- $\frac{\delta p}{p} < 0.2$  sein.

- Vertexspektrometerspuren werden verworfen, wenn sie in der Streamerkammer hätten sichtbar sein müssen.
- $|\phi| < 16^0$

Der Schnitt im Azimuthwinkel  $\phi$  zur Ablenkebene des Vertexmagneten ist notwendig, weil sich dort besonders viele schlechte VS-Spuren befinden[57]. Jede Kombination von Treffern im Vertexdetektor kann dort nämlich durch Wahl eines geeigneten Impulses an den Primärvertex geheftet werden. Die Effizienz der Spurselektionskriterien wurde zunächst durch Monte-Carlo Studien gezeigt[58]. Ein Vergleich von SC-Fotos mit der grafischen Darstellung der Gesamtrekonstruktion und der Zwischenschritte erlaubte auch die optische Beurteilung von über 85 % der Spuren. Die anschließende, interaktive Anwendung der oben aufgeführten Schnitte am Bildschirm bestätigte die Effektivität der Ereignis- und Spurselektion[57].

## **3.5 Abschätzung und Korrektur systematischer Fehler**

### **3.5.1 Systematische Fehler bei der Selektion und Vertexrekonstruktion**

Durch Variation der Selektionskriterien wurden die gemessenen und korrigierten Verteilungen auf systematische Veränderungen untersucht. Sie erwiesen sich im allgemeinen<sup>18</sup> als klein gegen die statistischen Fehler der [45,55] Wasserstoff-Daten. Bei der Untersuchung der Vertexrekonstruktion der Ereignisse im Deuterium hat sich aber gezeigt[59,60], daß die Separation des Hauptvertex von Nebenvertices wegen sekundärer Wechselwirkungen im Target problematischer ist als beim Wasserstoff. Während deshalb die Wasserstoffdaten für alle folgenden Analysen verwendet wurden, sind die Deuteriumdaten nur dann eingeschlossen, wenn dies ausdrücklich angegeben ist. Immer dann, wenn die genaue Kenntnis des Hauptvertex wesentlich ist, verhindert der zusätzliche systematische Fehler der Deuteriumdaten eine erhöhte Signifikanz der Gesamtdaten.

### **3.5.2 Bestimmung der Vorwärtsspektrometerakzeptanz**

Beim Vergleich der Häufigkeit der einzelnen Spurarten stellte sich heraus, daß in den Daten etwa 30% weniger Vorwärtsspektrometerspuren rekonstruiert wurden als im Monte-Carlo. Die Erwartung, die nicht rekonstruierten Vorwärtsspektrometerspuren in den Daten als zusätzliche Vertexpunktspuren zu finden, hat sich nur teilweise bestätigt. Dies liegt z.T. daran, daß FS-Spuren durch die Spurselection praktisch nie verworfen werden, während von den VS-Spuren ein Großteil bei der Selektion entfernt wird.

Dieser Unterschied in der FS-Spurhäufigkeit - im Mittel fehlen 0.4 FS-Spuren/Ereignis - ist unabhängig von der Ereigniskinematik [45,50] und hat mehrere Ursachen. Visuelle Untersuchungen [61] von Ereignissen zeigen Gruppen von Treffern in den Kammern W45 (dort "startet" die Hadronsuche), denen das Rekonstruktionsprogramm keine Spur zuordnet. Zufälliger und spurkorrelierter Untergrund führen zu Rekonstruktionsverlusten oder zu Spuren, die nicht mit dem Vertex assoziiert werden können. Da im Monte-Carlo kein Untergrund im Bereich der Driftkammern (z.B. elektrom. Schauer von H1, die in W45 hereinreichen) generiert wird, verläuft die Rekonstruktion der Monte-Carlo-Spuren mit höherer Effizienz. Auch die Magnetfeldkonfiguration mit entgegengesetzten Polaritäten

---

<sup>18</sup>Eine Ausnahme bildet die Identifikation der Hadronen, hier beträgt der systematische Fehler[46,97] bis zu 30 %

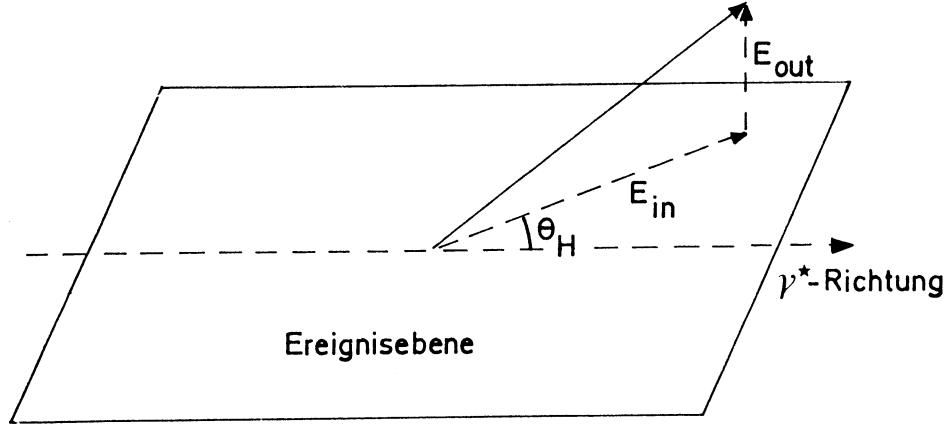


Abbildung 28: Definition von Ereignisebene und  $\theta$

und damit etwa kompensierter Ablenkung<sup>19</sup> führt zu einer Fokussierung der Hadronen im Bereich der Kammer W45, was bei den Daten die Spurrekonstruktion erschwert[56].

Korrigiert man die Daten wie beschrieben mit Hilfe der aus dem Monte-Carlo bestimmten Akzeptanz, so wird man bei impuls- oder energiegewichteten Verteilungen den Mangel an FS-Spuren im Vorwärtsbereich feststellen, weil man die FS-Akzeptanz überschätzt. Als Beispiel diene die Energieflußverteilung in der Ereignisebene. (Abb. 28,29) Man erkennt in der Mitte den Vorwärtssjet, der deutlich zuwenig Energie aufweist, während für den Rückwärtssjet bei  $\theta = \pm 180^\circ$  gute Übereinstimmung mit der Erwartung im Lund-Modell besteht. Auch bei der Untersuchung der räumlichen Struktur der Ereignisse stört das Fehlen einiger hochenergetischer Spuren bei kleinen Winkeln, weil dadurch eine geringe, aber systematische Verbreiterung der Jets bewirkt wird. Insbesondere bei Vergleichen mit QCD-Vorhersagen würde diese Unsicherheit der FS-Akzeptanz zu Schwierigkeiten bei der Interpretation der Daten führen. Das Ziel ist daher die Bestimmung der wahren Vorwärtsspektrometerakzeptanz  $A_{wahr}^{FS}$  allein mit Hilfe der gemessenen Daten, die dann anstelle der mutmaßlich falschen Monte-Carlo-Akzeptanz bei der Gesamtkorrektur verwendet werden soll. Hierzu wird an dieser Stelle<sup>20</sup> ein Vergleich der Rate der neutralen Kaonen, die für verschiedene Spurkategorien bestimmt wurden, benutzt.

<sup>19</sup>Der Myonstrahl wird nach Verlassen des EMC-Apparats von einem weiteren Experiment (NA4) benutzt

<sup>20</sup>Im Kapitel 7 über Jetprofile wird eine weitere, hiervon unabhängige Methode vorgestellt.

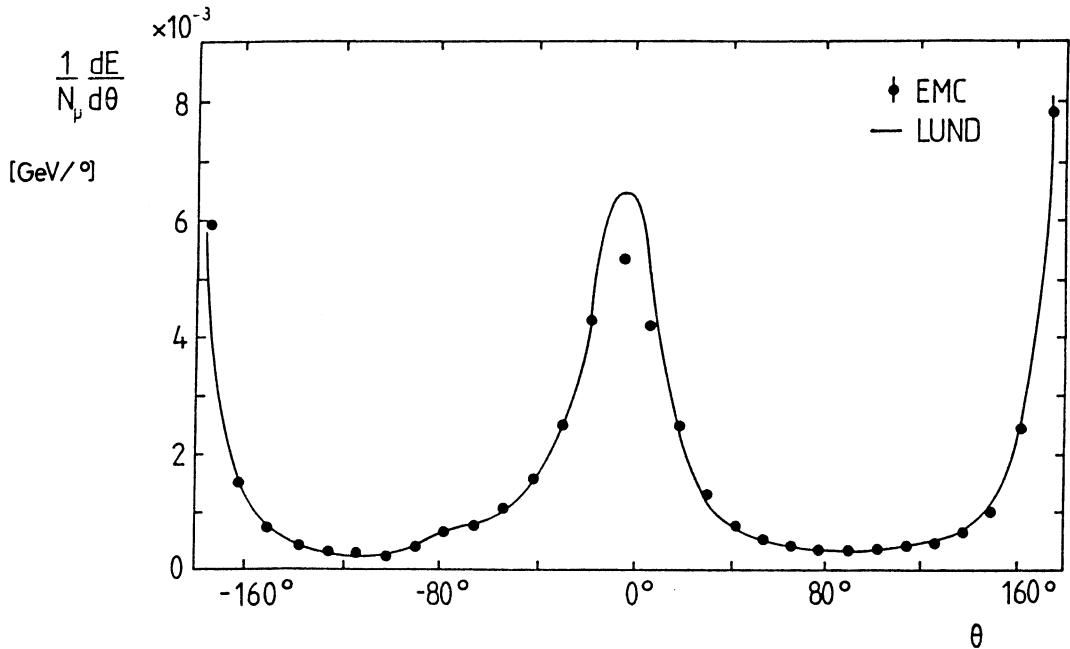


Abbildung 29: Energieflußverteilung nach Standardkorrektur,  $\theta$  ist der Winkel zwischen der Hadronimpulskomponente in der Ereignisebene und dem virt. Photon

Neutrale  $K_s^0$ -Mesonen werden durch ihren Zerfall nachgewiesen[34,52,59]. Man verlangt für sekundäre Vertices, von denen zwei entgegengesetzt geladene Spuren ausgehen:

- die invariante Masse ist im Bereich der  $K^0$ -Masse
- der  $K^0$ -Kandidat zeigt auf den Primärvertex
- die Zerfallsprodukte des  $K^0$  wurden nicht als Kaon oder Proton identifiziert

Das liefert  $K^0$ -Kandidaten verschiedener Spurkombinationen:

- SC/SC Spuren
- SC/FS Spuren
- FS/FS Spuren

In

$$k \cdot A_{MC}^{FS} = A_{wahr}^{FS} \quad (27)$$

ist  $k$  der Faktor, um den die Monte-Carlo-FS-Akzeptanz reduziert werden muß. Mit der Annahme, daß dann für die Akzeptanz von zwei FS-Spuren in einem Ereignis gilt

$$k^2 \cdot A_{MC}^{FS/FS} = A_{wahr}^{FS/FS} \quad (28)$$

liefert die Gleichsetzung der aus der Streamerkammer bestimmten akzeptanzkorrigierten totalen  $K^0$ -Rate  $R_{K^0}^{SC/SC}$  mit der entsprechenden Rate aus dem Vorwärtsspektrometer  $R_{K^0}^{FS/FS}$

$$R_{K^0}^{FS/FS} = \frac{N_{K^0}^{FS/FS}}{A_{wahr}^{FS/FS}} = \frac{N_{K^0}^{FS/FS}}{k^2 \cdot A_{MC}^{FS/FS}} = \frac{N_{K^0}^{SC/SC}}{A_{wahr}^{SC/SC}} = R_{K^0}^{SC/SC} \quad (29)$$

für

$$k = 0.693 \pm 0.056_{stat}. \quad (30)$$

Bei diesem Vergleich ist der Wert von  $k$  unabhängig von der wirklichen  $K^0$ -Rate. Nur die Form des wahren  $K^0$ -Spektrums muß in etwa dem zur Korrektur verwendeten Lund-Modell entsprechen, weil die FS/FS- und SC/SC- $K^0$ -Akzeptanz im Impulsraum nicht gleich sind. Fehler bei der Näherung, daß die Akzeptanz für zwei FS-Spuren gleich dem Quadrat der Akzeptanz für eine FS-Spur ist, sowie Unsicherheiten im tatsächlichen  $K^0$ -Spektrums werden mit einem zusätzlichen Fehler von etwa 0.05 abgeschätzt, so daß sich für die wahre FS-Akzeptanz

$$A_{wahr}^{FS} = k \cdot A_{MC}^{FS} = (0.7 \pm 0.1) A_{MC}^{FS} \quad (31)$$

ergibt. Die tatsächliche, korrigierte Gesamtkapzeptanz wird nun aus Generator- und Simulationsdaten berechnet, indem beim simulierten Monte-Carlo bei der Ermittlung der Korrekturfaktoren statistisch verteilt nur 70% der vorhandenen FS-Spuren berücksichtigt werden. Die Unsicherheit dieser zusätzlichen Korrektur ( $\pm 10\%$ ) wird bei Größen, bei denen sie merklich ist, als systematischer Fehler gestrichelt neben dem statistischen Fehler - mit durchgezogenen Fehlerbalken - angegeben.

## 4 Jets in $\mu N$ und $e^+e^-$ -Reaktionen

Die Hadronerzeugung in Jets wurde mit ausreichender Statistik erstmals 1971 in  $e^+e^-$ -Reaktionen [62] beobachtet. Während der Longitudinalimpuls der Hadronen mit der Energie anstieg, blieb der Mittelwert des Transversalimpulses mit etwa 300 MeV/c konstant. Zur Beschreibung der Ereignisform wurde die "Sphärizität" S [63] benutzt,

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum p_{ti}^2}{p_i^2} \quad (32)$$

die für ein näherungsweise isotropes Ereignis den Wert 1 hat und für ein 2 Jet-Ereignis bis 0 abnimmt.

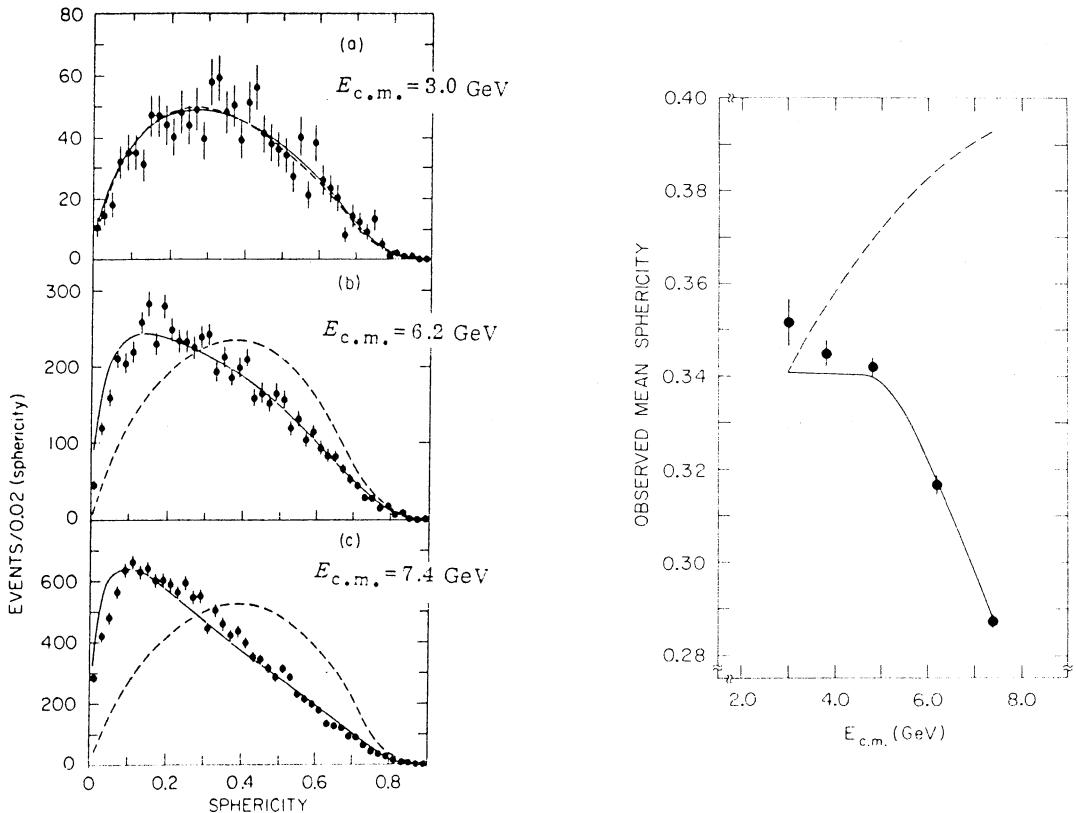


Abbildung 30: Sphärizitätsverteilung niedrigerenergetischer Jets bei SPEAR, (Jetmodell durchgezogene, Phasenraummodell gestrichelte Kurven)

Ein isotropes Phasenraummodell ließ eine konstante oder mit der Energie steigende Sphärizität erwarten, die Daten [62] zeigten jedoch (Abb. 30), daß S mit der Energie abnimmt. Die Hadronen waren in sogenannten "Jets" gebündelt, die mit wachsender Energie immer schmäler wurden.

der Energie abnimmt. Die Hadronen waren in sogenannten "Jets" gebündelt, die mit wachsender Energie immer schmäler wurden.

Seither sind Hadronjets in einer ganzen Reihe von Reaktionen beobachtet worden, z.B. bei der

- $e^+e^-$ -Annihilation
- $\mu N$ -Streuung
- $\nu N$ -Streuung
- $p p, p\bar{p}$ -Streuung
- $K^+ p, \pi p$ -Streuung

Bei solch unterschiedlichen Anfangszuständen hätte es nicht überrascht, wenn man auch verschiedene Jets gefunden hätte. Tatsächlich sind Unterschiede der Jets aber offenbar fast allein durch unterschiedliche Energien bedingt. Das QPM - ergänzt durch eine phänomenologische Beschreibung der Fragmentation - erklärt, warum für die Hadronproduktion bei harten Streuprozessen die Details des Streuvorgangs nicht entscheidend sind. Denn darin wird der Jet unabhängig von seiner "Umgebung" allein durch Energie, Richtung und Flavour des gestreuten Quarks - im Rahmen statistischer Fluktuationen - bestimmt. Die Untersuchung dieser als "Environmental Independence" bezeichneten Erwartung testet die Vorstellungen des QPM ebenso wie die von der Universalität der Fragmentation. Mit den EMC-Daten bei Energien bis 20 GeV ist erstmals ein Vergleich von vollständigen Hadronereignissen aus tiefinelastischen Streureaktionen mit  $e^+e^-$ -Daten zumindest der niedrigen und mittleren PETRA-Energien möglich.

## 4.1 Vergleich von $e^+e^-$ und $\mu p$ -Reaktionen

Abb. 31 stellt nochmals schematisch die Hadronerzeugung in  $\mu N$ - und  $e^+e^-$ -Reaktionen dar. Auch bei einer genaueren Gegenüberstellung der beiden Prozesse in Tabelle 3 zeigen sich auf Partonniveau nur geringe Unterschiede. Zwar muß

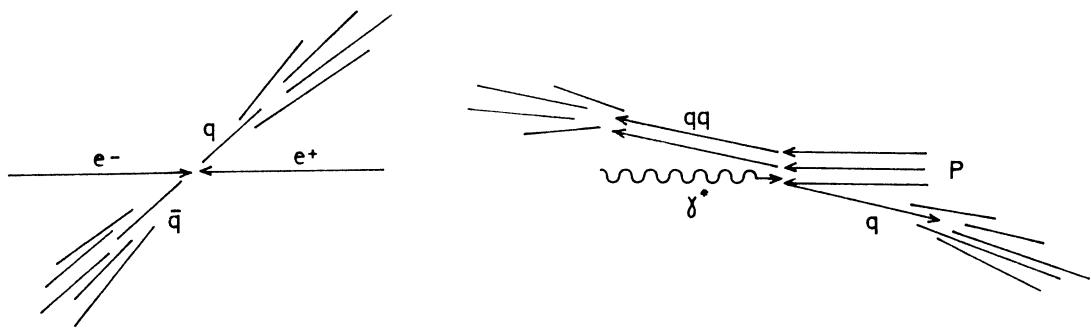


Abbildung 31:  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen und  $\mu N$  Hadronen

man unterschiedliche Flavour, das Diquarksystem bei der  $\mu$ -N-Streuung und etwas verschiedene QCD-Beiträge bei den direkten Vergleichen beachten, die dadurch erwarteten Unterschiede sind aber gering. So sollten in beiden Reaktionen die zwei fragmentierenden Partongebilde im wesentlichen zu einer ähnlichen Jetstruktur führen.

Ein Vergleich der Sphärizitätsverteilungen (Abb. 32) und der Mittelwerte von  $S$  (Abb. 33) zeigt tatsächlich etwa gleiches Verhalten der Jets, der niedrige Wert von  $S$  und die Abnahme von  $\langle S \rangle$  mit der Energie bestätigt den dominierenden 2-Jetcharakter beider Ereignistypen. Allerdings erkennt man auch, daß die EMC-Werte nicht genau mit den  $e^+e^-$ -Resultaten von TASSO [64] übereinstimmen. Die Sphärizität der  $\mu N$ -Ereignisse ist besonders bei niedrigen Energien deutlich kleiner: Dies liegt neben der Verbreiterung der  $e^+e^-$ -Jets durch die Erzeugung von b-Quarks - besonders knapp oberhalb der b-Schwelle - vor allem an der starken Bündelung des Rückwärtjets der Myonereignisse durch das Baryon des Targetjets, das relativ viel Impuls, aber nur geringen Transversalimpuls mitführt

Reaktion	$\mu N \rightarrow \text{Hadronen}$	$e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$
Strom	$\gamma^* q^2 < 0$ raumartig	$q^2 > 0$ zeitartig
CMS-Energie	$W = M^2 + 2M\nu - Q^2$	$W = \sqrt{s} = 2E_{beam}$
W-Bereich	4 - 20 GeV	4 - 46 GeV
$Q^2$	$\sim 4 - 100 \text{GeV}^2$	$16 - 2500 \text{GeV}^2$
produzierte Quark-Zustände	$q, qq, qqq, q\bar{q}$	$q\bar{q}$
Flavour	abh. von $x_{Bj}$ , haupts. u	alle Flavour $\sim q_f^2$
Jetachsenrekonstruktion	durch $\gamma^*$	aus den Hadronen:
Auflösung im perf. Detek.	aus der Myonkinematik $3^\circ - 8^\circ$	z.B. Thrust, Sphärizität $3^\circ - 10^\circ$
QCD-Effekte	Fusion: $g\gamma \rightarrow qq$ Bremsstrahlung: $q \rightarrow qg$	Gluonbremsstahlung: $q \rightarrow qg$
Behandlung weicher Gluonen	approx. im Lund-Modell	approx. durch Partonschauer

Tabelle 3: Vergleich von  $\mu$ -Nukleon und  $e^+e^-$ -Hadronereignissen

und deshalb S zu kleinen Werten verschiebt.<sup>21</sup>

Dies demonstriert deutlich einen Nachteil [66] der Sphärizität. Weil dort die Impulse quadratisch eingehen, ändert sich S bei einer Umverteilung der Energie eines Hadrons auf mehrere andere<sup>22</sup>, d.h. S ist abhängig von Details der Fragmentation und insbesonder empfindlich auf die "ungleichmässige" Verteilung der Energie im Targetjet. Besser geeignet für das Studium von Jets ist der in den Impulsen lineare Thrust der Ereignisse<sup>23</sup>, der im allgemeinen definiert ist[63] als

$$T = \max \frac{\sum \vec{p}_i \cdot \vec{e}_i}{\sum \vec{p}_i} \quad (33)$$

Thrust ist nahe bei 1 ist für ein 2-Jetereignis und nimmt für breitere Ereignisse bis zu 0.5<sup>24</sup> ab. Man erkennt beim Vergleich der Thrustverteilungen (Abb. 34)

<sup>21</sup>Bei Berechnung der Sphärizität ohne das Targetbaryon nimmt die mittlere Sphärizität um etwa 0.06 [65] zu.

<sup>22</sup>S ist im infraroten nicht stabil und lässt sich deshalb mit QCD auch nicht berechnen

<sup>23</sup>Bei der Bestimmung von S und T wurde für die EMC-Daten die aus dem Myonarm ermittelte Richtung des virtuellen Photons als Achse gewählt, die damit erzielte Auflösung ( $3^\circ - 8^\circ$ [47,67]) zur tatsächlichen Jetachse liegt dann nahe bei der für  $e^+e^-$ -Ereignisse bei 20 - 30 GeV erzielten ( $3^\circ - 10^\circ$ )[35,64]

<sup>24</sup>Bezieht man Thrust auf die virtuelle Photonrichtung, so kann sich für wenige, sehr unvollständige Ereignisse, die zufällig nur Spuren mit großer Transversalkomponente aufweisen, ein Thrustwert von weniger als 0.5 ergeben, der direkte Vergleich mit  $e^+e^-$ -Daten ist deshalb nur eingeschränkt möglich.

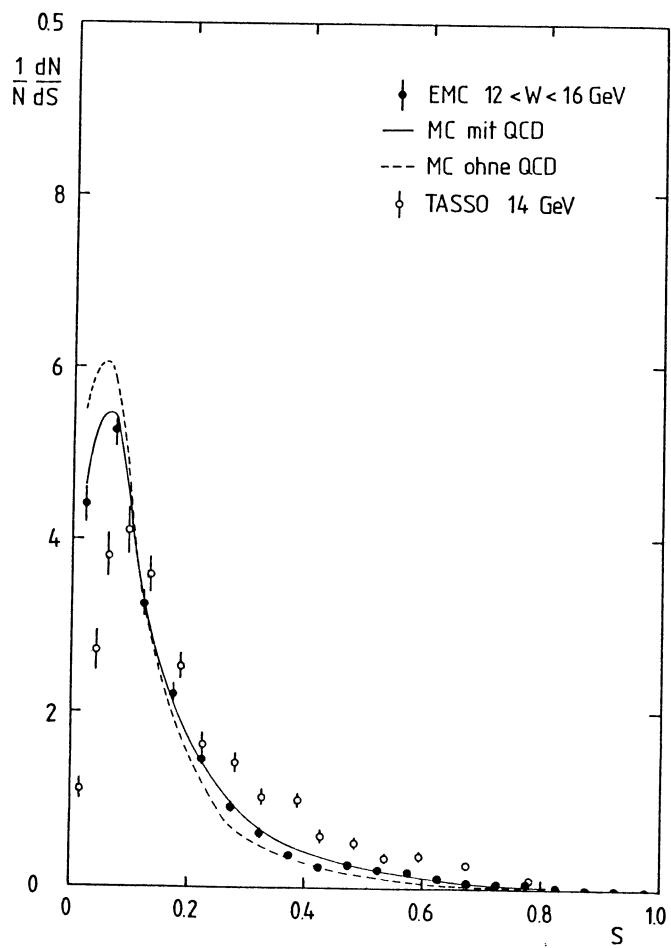


Abbildung 32: Spärizitätsverteilung EMC und TASSO

und der Mittelwerte (Abb. 36), daß der Unterschied zwischen  $e^+e^-$ -[64] und  $\mu N$ -Daten bei der Thrustanalyse viel geringer ist.

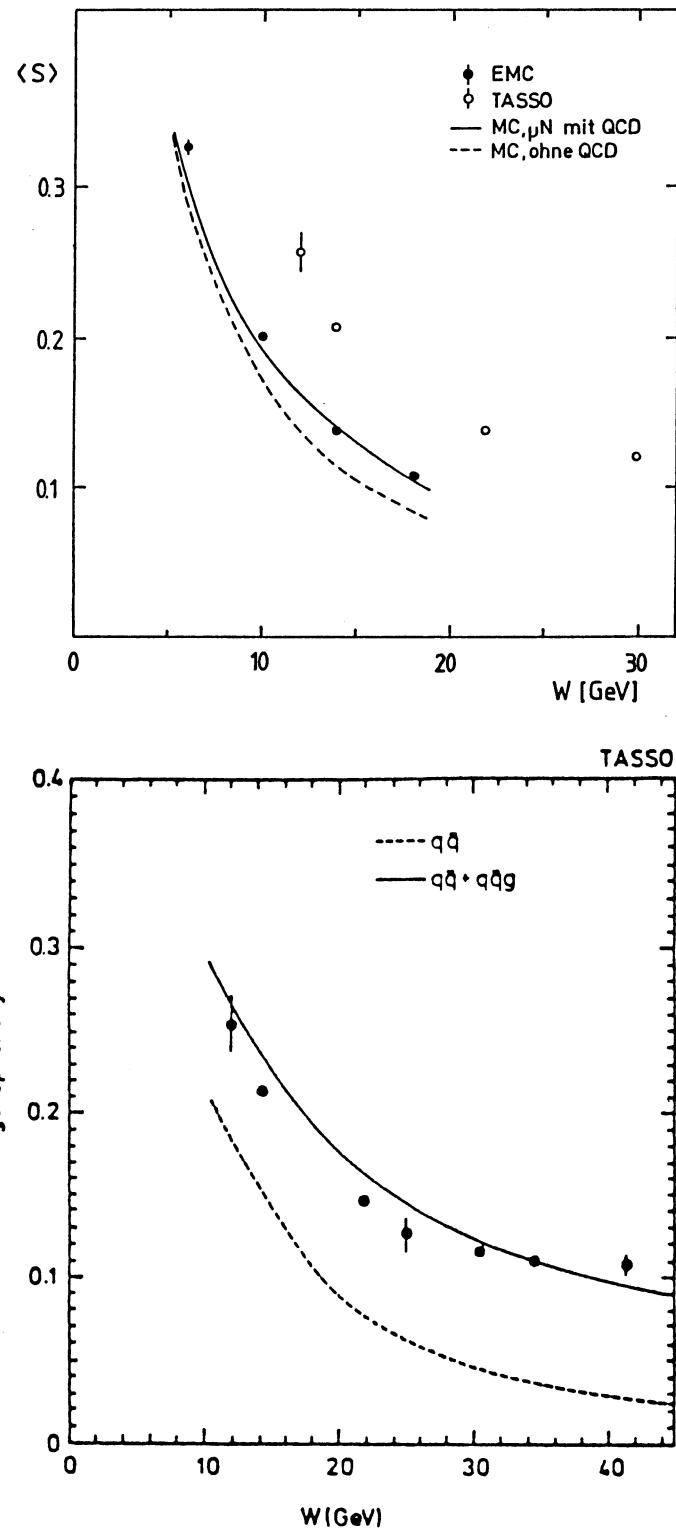


Abbildung 33: Mittelwerte der Sphärizität EMC und TASSO

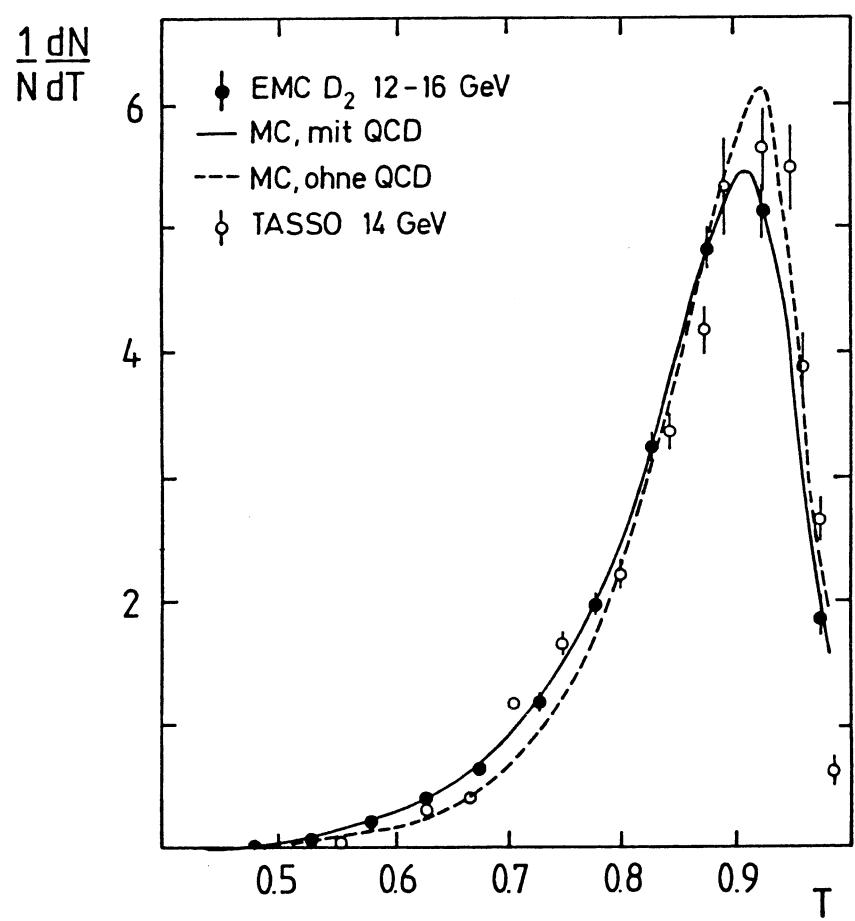


Abbildung 34: Thrustverteilungen für EMC- und TASSO-Daten

## 4.2 Jets und harte QCD-Beiträge

Harte QCD-Prozesse wie die Abstrahlung von Gluonen oder die Umwandlung eines Gluons in ein Quark-Antiquarkpaar führen im Prinzip zu 3-Jetereignissen. Ausgeprägte 3-Jetstrukturen, wie sie über 25 GeV Schwerpunktsenergie bei PETRA [3] beobachtet wurden, darf man bei EMC-Energien unter 20 GeV aber nicht erwarten.

Lediglich einige wenige Ereignisse (Abb. 35) zeigen die von  $e^+e^-$ -Speicherringen bekannte Struktur, ohne daß man damit die QCD ernsthaft testen könnte.

Nimmt man auch Ereignisse hinzu, in denen weniger harte Gluonen abgestrahlt wurden oder sich in Quark-Antiquarkpaare umwandeln, verändert sich die interne Struktur der Jets. Bereits 1977 hatten Sterman und Weinberg [68] mit einer QCD-Rechnung gezeigt, daß der Öffnungswinkel  $\delta$  eines Jets statt mit

$$\delta \sim 1/E \quad (34)$$

eher wie

$$\delta \sim E^{-0.25} \quad (35)$$

von der Energie anhängen sollte. Die genaueren QCD-Rechnungen, deren Resultate in Kapitel 3 zusammengefaßt wurden, sagen in erster Ordnung QCD einen Anstieg der Partontransversalimpulse mit steigendem W voraus.

Übertragen auf die Hadronen erwartet man davon eine im Vergleich mit der QPM-Vorhersage erhöhte Spärizität oder niedrigeren Thrust. Ein Vergleich der gemessenen Sphärizitätsverteilung mit Vorhersagen zeigt sowohl für die  $e^+e^-$ -Daten als auch für die  $\mu$ -N-Daten deutlich die gegen die QPM-Erwartung verbreiterte Struktur der Jets und die bessere Übereinstimmung mit der QCD-Rechnung. Jet-Studien mit Hilfe von Thrust sollten ebenfalls QCD-typische Verbreiterungen erkennen lassen. Da sich neben der Auftragung von Thrust bei  $e^+e^-$ -Experimenten die Auftragung von  $<1 - T>$  über der Energie W durchgesetzt hat, wird in Abb. 36  $<1 - T>$  für beide Datensätze gezeigt. Man beobachtet die im QPM erwartete Abnahme von  $<1 - T>$  mit W (wie auch in Abb. 33 von  $<S>$ ), die aber offenbar durch QCD-Einflüsse gebremst wird. Man findet für die TASSO und auch für die EMC-Daten - besonders bei höheren Energien - deutlich bessere Übereinstimmung mit der QCD-Vorhersage.

Man sieht aber auch, daß der Einfluß harter QCD-Prozesse auf die Jetbreite bei den EMC-Energien relativ klein ist, viel geringer jedenfalls, als die Änderung von T mit der Energie, die durch rein kinematische Effekte bewirkt wird. Auch die Abhängigkeit von den Effekten durch Fragmentation oder Fermiimpuls erschwert eine quantitative Bestimmung der QCD-Beiträge.

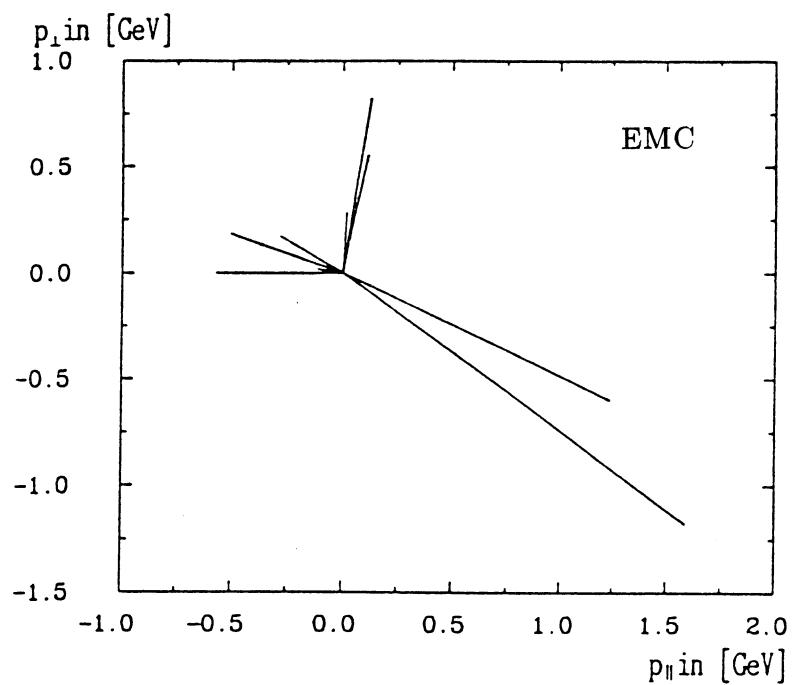
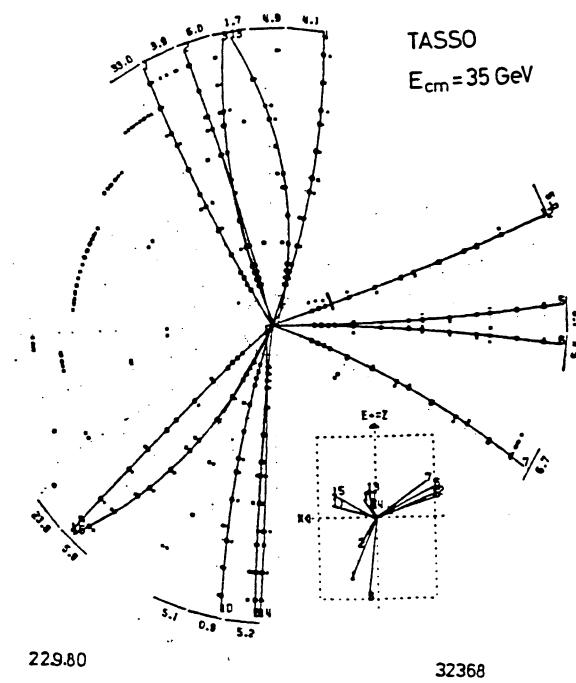


Abbildung 35: Typisches 3-Jetereignis bei PETRA und EMC

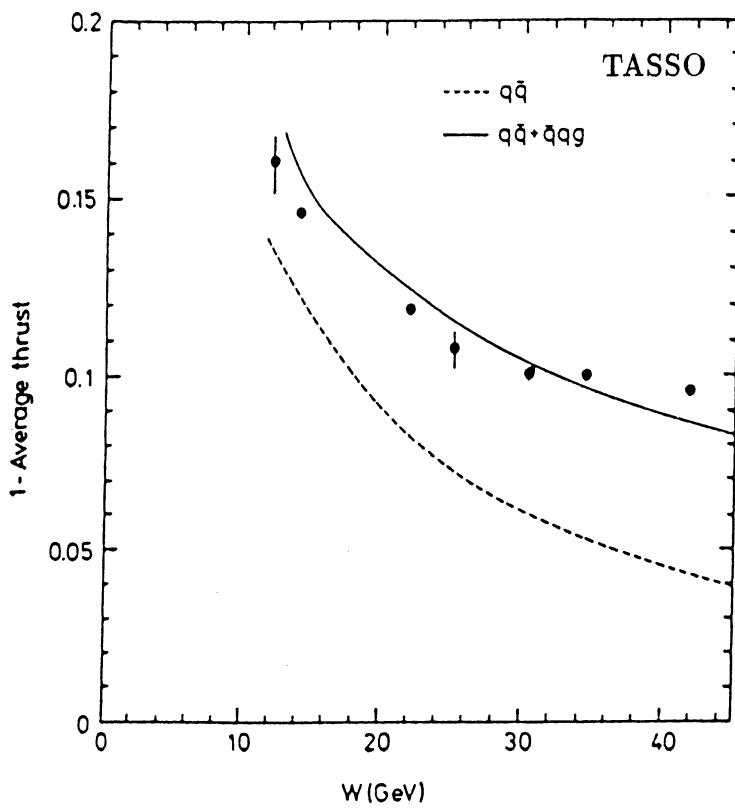
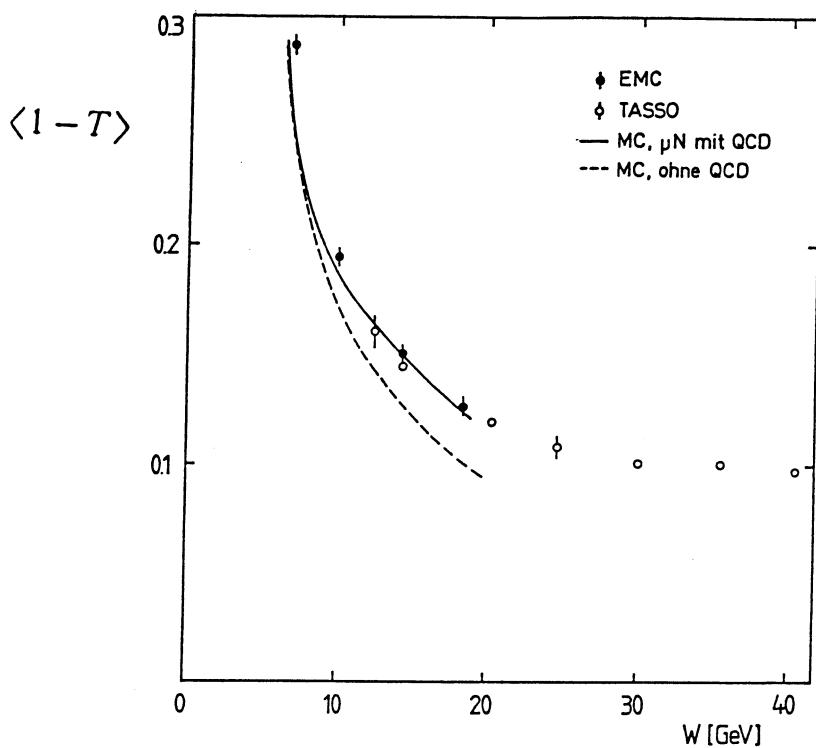


Abbildung 36: Mittelwerte von  $1 - T$  für  $e^+e^-$ - und  $\mu$ -N-Daten im Vergleich mit dem QPM und QCD- Vorhersagen

Eine weitere Methode zur Demonstration von 3-Jetstrukturen bei hohen Energien, auf die schon bei der Diskussion der Spurverluste eingegangen wurde, stellt die Energieflußverteilung dar.

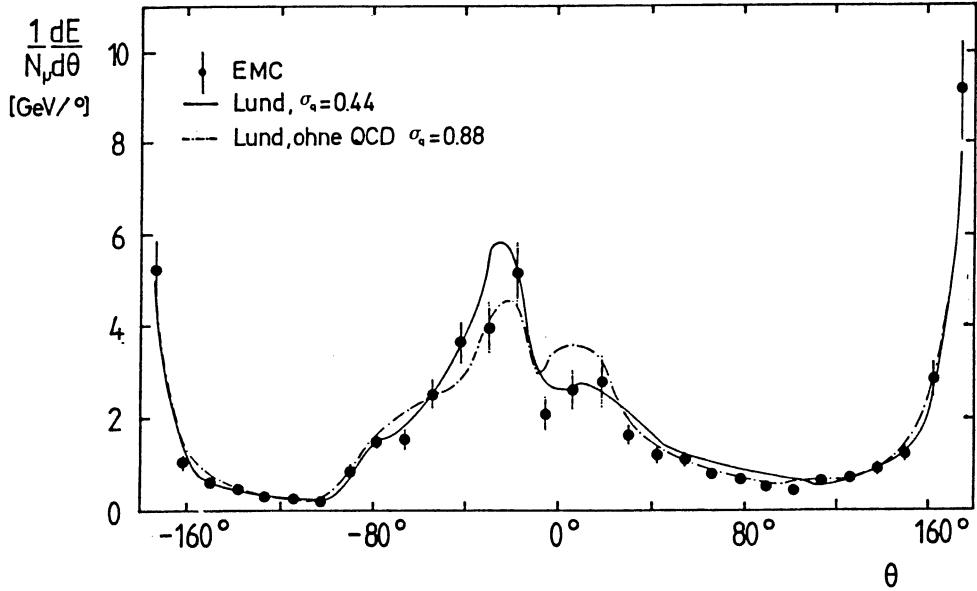


Abbildung 37: Energieflußverteilung mit  $p_t^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$

Im Prinzip kann man mit Energieflußverteilungen (Abb. 37) 3-Jetstrukturen sehr [6,45,46,69] anschaulich demonstrieren. Allerdings zeigen auch Modelle ohne tatsächliche 3-Partonkonfigurationen nach entsprechenden Schnitten eine 3-Jetstruktur im Energiefluß, so daß triviale kinematische Ursachen besonders sorgfältig von den interessierenden dynamischen Ursachen separiert werden müssen. Beispielsweise unterscheidet sich die Monte-Carlo-Rechnung ohne QCD, aber mit erhöhtem Transversalimpuls von der Fragmentation nicht sehr von der QCD-Rechnung. Für das detaillierte Studium von QCD-Effekten sind Energieflußverteilungen daher bei den vorliegenden Energien sicher nicht optimal[46,47].

Es soll hier aber festgehalten werden, daß durch Thrust- und Sphärizitätsuntersuchungen die universelle Form von Jets in  $e^+e^-$ - und  $\mu N$ -Reaktionen bestätigt werden kann. Das QPM beschreibt die Jets also angenähert durch harte Streuung von Quarks und die nachfolgende Fragmentation, die unabhängig von der Art des Streuvorganges ist. Abweichungen vom QPM bei höherer Jetenergie deuten QCD-Effekte an, die bei den EMC-Energien jedoch noch wenig ausgeprägt sind. Zudem stört bei Verwendung der aus der  $e^+e^-$ -Physik entlehnten Variablen, daß sich die QCD-typische Verbreiterung der Jets mit der kinematisch bedingten, viel deutlicheren Kollimierung der Jets mischt, so daß man bei der Interpretation

der Daten allzu sehr auf den Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen angewiesen ist.

Außerdem nutzt man bei diesen Analysen die Vorteile der Myon-Nukleonstreuung nicht richtig aus: Man kennt mit der virtuellen Photonrichtung in jedem Ereignis bis auf Photonenbremsstrahlung und den Fermiimpuls die Richtung des primären Quarks unabhängig vom Hadronendzustand. In  $e^+e^-$ -Ereignissen ist zwar die mittlere Abweichung der rekonstruierten Jetachse von der wahren Jetachse im Mittel nicht grösser, sie ist aber durch den Hadronendzustand jedes einzelnen Ereignisses systematisch beeinflusst und empfindlich auf den Verlust einzelner (z.B. neutraler) schneller Teilchen. Deshalb ist in  $\mu N$ -Reaktionen die Zerlegung der Hadronimpulse in Transversal- und Longitudinalkomponente unabhängig vom Fragmentationsmodell und unempfindlich beim Verlust einzelner Teilchen<sup>25</sup>. Weiterhin sollte man die Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie der QCD-Vorhersage ausnutzen. Da im wesentlichen der Vorwärtsjet durch QCD beeinflusst wird, kann man Vorwärts- und Rückwärtsrichtung getrennt analysieren, miteinander vergleichen und die beobachteten Effekte unabhängig von Monte-Carlo-Rechnungen interpretieren. Mit der im nächsten Kapitel beschriebenen dezidierten QCD-Hadronanalyse der  $\mu$ -N Daten wird eine weitgehende Abseparation rein kinematischer Effekte, eine Kontrolle der Fragmentationsbeiträge und die separate Analyse von Vorwärts- und Rückwärtsjet versucht. Dazu wird zunächst eine spezieller Energiefluss definiert.

---

<sup>25</sup>Das schnellste gemessene Hadron legt in  $e^+e^-$ -Reaktionen die "Ereignisachse" fest, auch wenn es nicht mit der Quarkrichtung übereinstimmt.

## 5 Untersuchungen des Jetprofils

Trägt man den Energiebruchteil

$$\epsilon = \frac{E^{Hadron}}{E_{jet}} \quad (36)$$

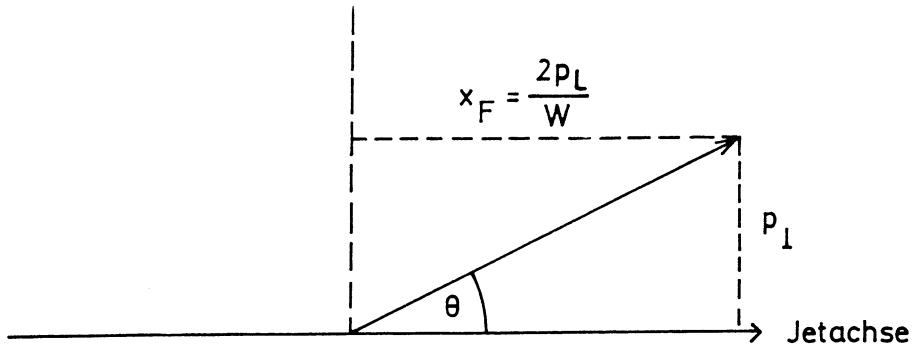
der Hadronen eines Jets mit der Energie  $E_{jet}$  über

$$\lambda = \frac{x_F}{p_t}$$

auf (Abb. 38), so erhält man das sogenannte "Jetprofil" [70,71,73].

$$\frac{d\epsilon}{d\lambda} = \frac{1}{N_{Ereignisse}} \sum \frac{\Delta\epsilon_i}{\Delta\lambda} \quad (37)$$

Jetenergien und Jetprofile werden für beide Hemisphären getrennt berechnet. Da



$$\lambda = \frac{\cot \theta}{W/2} = \frac{x_F}{p_{\perp}}$$

Abbildung 38: Definition von  $\lambda$

die Akzeptanz für neutrale Hadronen, besonders für  $\pi^0$  deutlich eingeschränkt ist, werden - wie bei den Analysen in Kap. 4 - nur geladene Spuren benutzt. Die Jetenergien sind dann

$$E_{jet}^{vorw.} = \sum_{x_F > 0} E_i^{geladen} \quad (38)$$

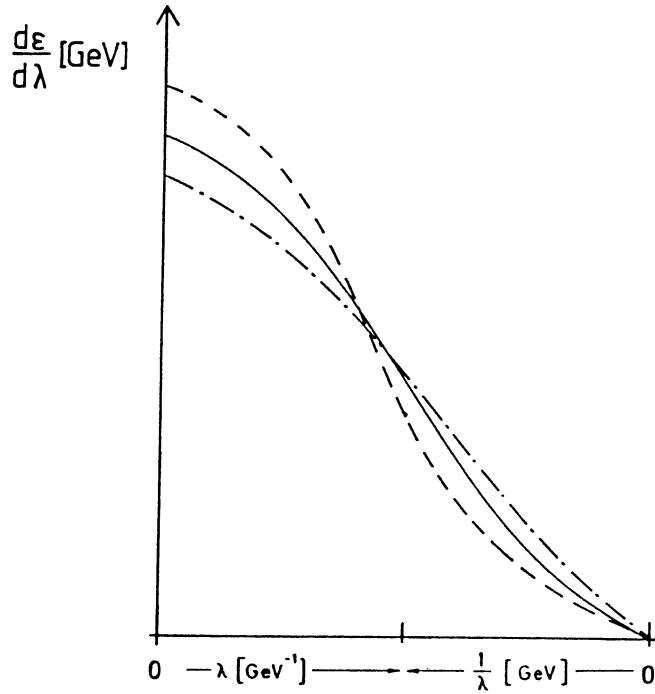


Abbildung 39: Skizze typischer Jetprofile

$$E_{jet}^{rückw.} = \sum_{x_F < 0} E_i^{geladen} \quad (39)$$

Dadurch wird die Normierung  $\int \frac{d\epsilon}{d\lambda} d\lambda = 1$ , getrennt für beide Hemisphären erreicht. Allerdings sind deshalb die Jetprofile bei  $\lambda=0 \pm$  - das ist bei  $\theta = \pm 90^\circ$  - auch nicht stetig. Der Winkelvariable  $\lambda = \frac{x_F}{p_t} = \frac{\cot(\theta)}{W/2}$  ist so gewählt, daß Jets höherer Energie im Vergleich zu Jets niedrigerer Energie so aufgefächert werden (Tab. 4) daß die Verteilung von  $\epsilon$  über  $\lambda$  unabhängig von der Jetenergie wird.

W	$\theta$ für $\lambda = 1 \text{ GeV}^{-1}$
4 GeV	26.6°
8 GeV	14.0°
12 GeV	9.5°
16 GeV	7.1°
20 GeV	5.7°

Tabelle 4: Winkel  $\theta$  bei  $\lambda = 1 \text{ GeV}^{-1}$  und verschiedenem W

Im QPM mit anschließender, iterativ verlaufender Fragmentation[70] kann man diese im weiteren als "Skalenverhalten" bezeichnete Energieabhängigkeit des Jetprofils anschaulich gut verstehen. Sowohl die Feymanskalenvariable  $x_F$  als auch  $p_t$  sind unabhängig von der Energieskala:

$$\langle p_t^2 \rangle = const. \quad (40)$$

$x_f$  unabhängig von  $E_{jet}$

Das Skalenverhalten der Jetprofile wird in Ref.[71,73] auch aus dem Feynmannskaling hergeleitet. Jetprofile sind energieunabhängig, wenn (für ausreichend hohe Energien) die lorentzinvariante  $x_F$ -Verteilung

$$F(x_F, W) = \frac{2}{\sigma \pi W} \int E \frac{d\sigma}{dx_F dp_t^2} dp_t^2 \quad (41)$$

unabhängig von  $W$  ist.

Welche Effekte könnten das "Skalenverhalten" der Jetprofile verletzen ? Eine Zunahme des Transversalimpulse bewirkt Skalenverletzungen im Jetprofil ebenso wie ein Abweichen der longitudinalen Fragmentation vom "Feynmanscaling". Für Jets geringer Energie wird beispielsweise durch von Null verschiedene Hadronmassen eine Energieskala definiert und das Jetprofil bei sehr kleinem ( $|\lambda| < 0.2 \text{ GeV}^{-1}$ ) beeinflußt. Bei hohen Energien macht sich dagegen die durch  $\Lambda_{QCD}$  festgelegte Energieskala der Gluonprozesse durch Skalenbrechungen bemerkbar. Doch soll zunächst durch Resultate von Untersuchungen im Niederenergiebereich von 2-10 GeV, d.h. bei Jetenergien bis 5 GeV und durch Monte-Carlo-Rechnungen ohne QCD-Beiträge bei höheren Energien[73] gezeigt werden, daß dort die Energieunabhängigkeit der Jetprofile tatsächlich recht gut erfüllt ist.

## 5.1 "Scaling" in pp-, $\nu p$ - und $K^+ p$ -Reaktionen

Erstmals wurde das "Scaling" bei niederenergetischen pp-Reaktionen in einer Blasenkammer [71] (Abb. 40) beobachtet. Auch in Neutrino-Proton Reaktio-

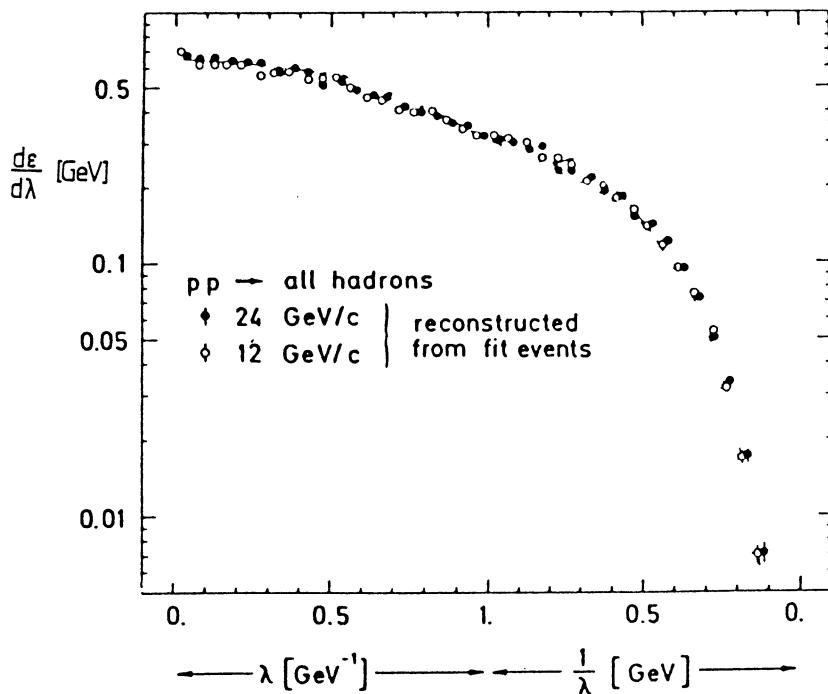


Abbildung 40: Jetprofile für pp-Blasenkammerreaktionen

nen zwischen 3 und etwa 10 GeV Schwerpunktsenergie[74] wurden Jetprofile<sup>26</sup> untersucht (Abb. 41). Abgesehen vom Bereich kleiner  $W$  ( $W < 4$  GeV) und kleiner  $|\lambda| < 0.2 \text{ GeV}^{-1}$ ) fand die WA21 Kollaboration bei BEBC keine merkliche<sup>27</sup> Energieabhängigkeit. Die geringen Skalenverletzungen bei niedrigen Jetenergien und kleinem  $\lambda$  sind wahrscheinlich durch Masseneffekte zu erklären, allerdings gibt Ref.[74] darüber keine Auskunft. Bei den Neutrinodaten deutet sich außerdem bereits ein Unterschied der Form von Vorwärts- und Rückwärtsjet an, der sich als charakteristisch für die Fragmentation eines Diquarksystems erweisen wird: Das Targetsystem führt nämlich wegen der häufigen Erzeugung

<sup>26</sup>Man beachte die gebrochene Skala für  $\lambda$  (Abb. 39), die man braucht, weil  $\lambda$  den Wertebereich  $-\infty < \lambda < \infty$  hat.

<sup>27</sup>Bei den Neutrinodaten ist allerdings weder die Gesamtenergie, noch die Jetrichtung mit der Genauigkeit bekannt, die man in  $\mu$ -N Ereignissen durch Messung des gestreuten Myons erreicht.

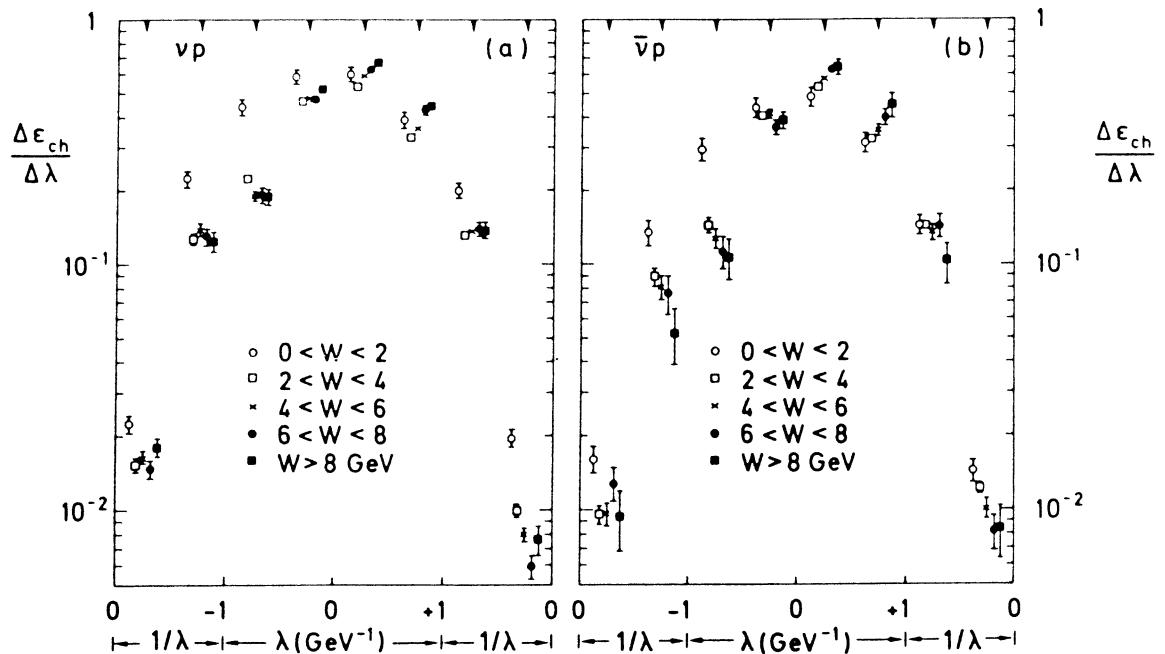


Abbildung 41:  $\nu$ -p bzw.  $\bar{\nu}$ -p-Jetprofile

eines schnellen Protons direkt aus dem Diquark zu einer leichten "Verbeulung" des Jetprofils etwa bei  $\lambda \simeq -1 \text{ GeV}^{-1}$ .

Profile von Jets, deren Energie am besten mit denen beim EMC-Experiments vergleichbar ist, wurden in  $K^+p$ -Reaktionen bei CERN (BEBC) und in Serpuhkhov (Mirabelle) untersucht (Abb. 42). Bei Strahlenergien von 32 und 70 GeV wurde keine Energieabhängigkeit beobachtet [75]. Allerdings sind die Schwerpunktsergien mit 8.5 bzw. 11.9 GeV auch nicht sehr verschieden. Die durch Protonen bewirkte Struktur der Jetprofile im Rückwärtsjet fällt hier besonders deutlich aus, weil die Nettoladung von +2 in  $K^+p$ -Reaktionen häufiger als in der  $\mu$ -p Streuung zur Erzeugung eines positiven Baryons führt.

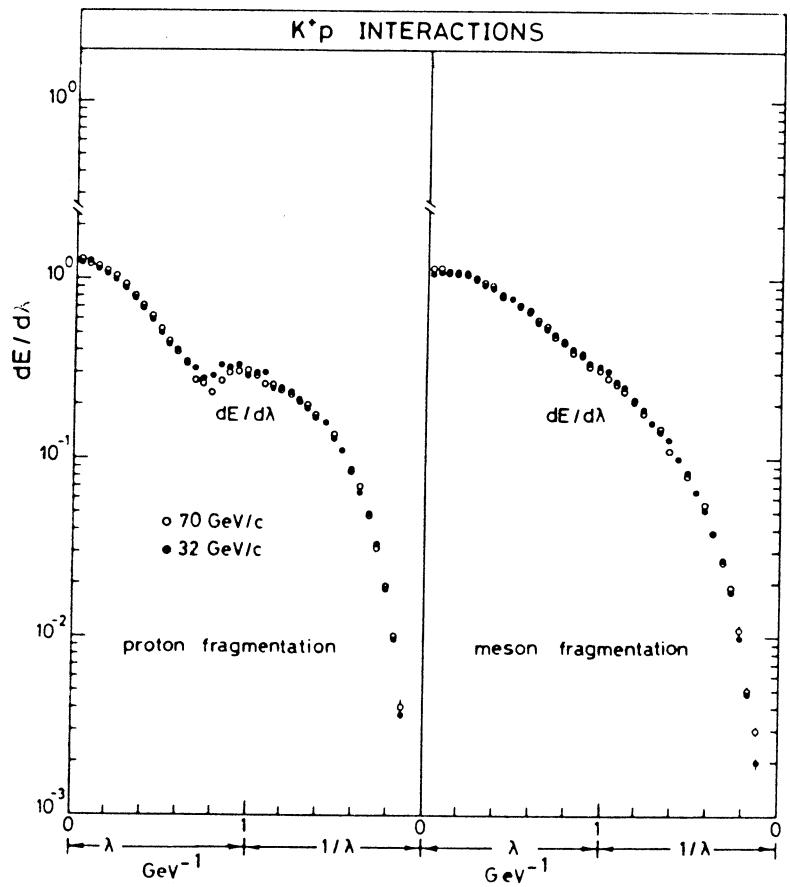


Abbildung 42: Jetprofil in  $K^+ p$ -Reaktionen bei verschiedenen Energien

## 5.2 Analyse der EMC Jetprofile

Zur Untersuchung der EMC-Jetprofile wurden die Wasserstoff-Daten in 4 W-Bereiche

$$W_1 : 4 - 8 \text{ GeV}$$

$$W_2 : 8 - 12 \text{ GeV}$$

$$W_3 : 12 - 16 \text{ GeV}$$

$$W_4 : 16 - 20 \text{ GeV}$$

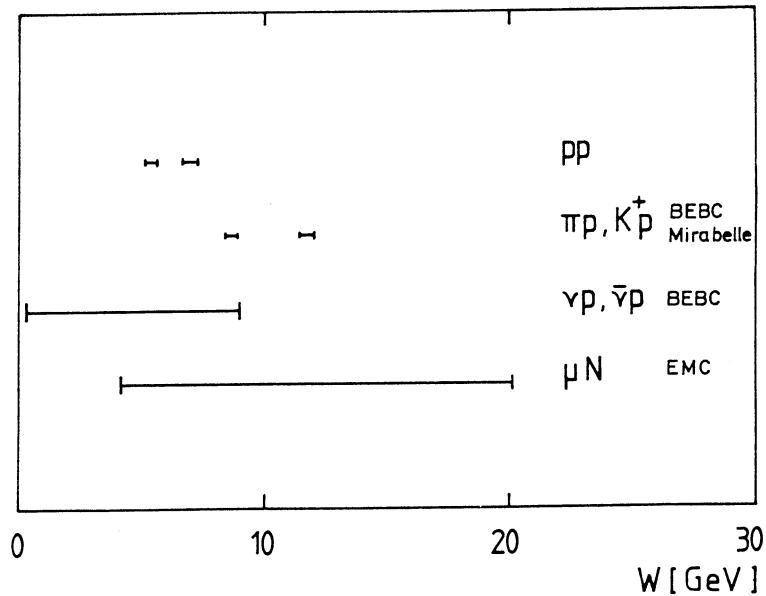


Abbildung 43: W-Bereiche der verschiedenen Experimente

unterteilt. Abbildung 43 zeigt dazu einen Vergleich der Energiebereiche der Experimente<sup>28</sup>, bei denen Jetprofile bestimmt wurden. Der Energiebereich der

<sup>28</sup>In  $e^+e^-$ -Reaktionen sind Jetprofile nur im Rahmen von Monte-Carlo Rechnungen [73] untersucht worden.

EMC-Daten überdeckt den aller anderen Experimente, reicht aber auch zu weit höheren Energien.

### 5.2.1 Jetprofile im Vergleich mit dem Independent Jet-Modell

Jetprofile der 4 W-Bereiche für die Wasserstoffdaten, jeweils für den Vorwärts und den Rückwärtsbereich getrennt, werden in Abb. 44 mit den Vorhersagen verschiedener Versionen der Independent-Jet-Fragmentation verglichen. Die Daten zeigen

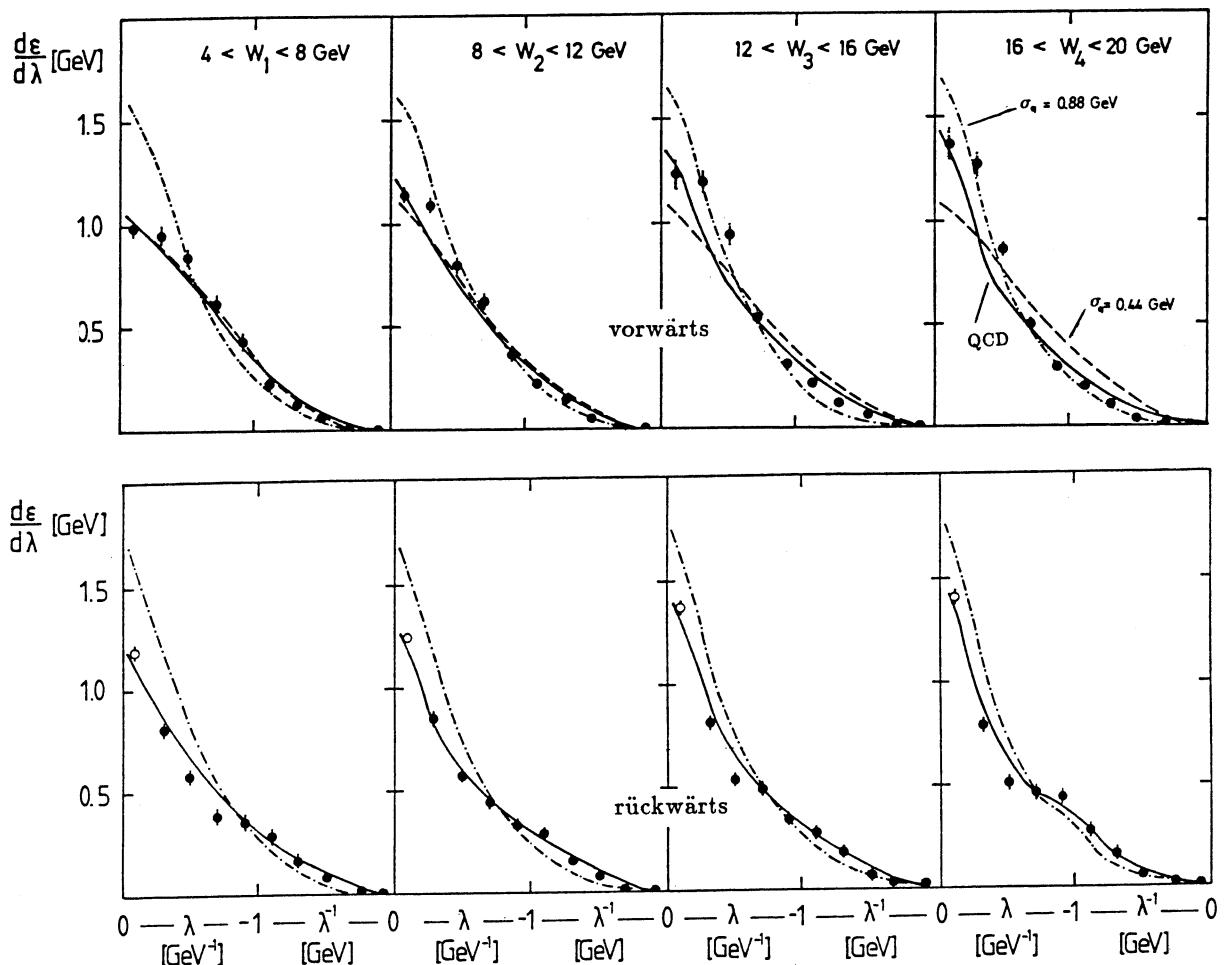


Abbildung 44: Jetprofile im Vergleich mit Rechnungen im IJ-Jet Modell mit verschiedenen Werten für  $\sigma_q$ , mit und ohne QCD

im Vorwärtsbereich die charakteristische Form des Jetprofils und bei näherer Betrachtung eine deutliche W-Abhängigkeit. Mit steigendem W findet man mehr

Energie bei kleinem  $\lambda$ , d.h. im Bereich größerer Transversalimpulse oder kleineren  $x_F$ . Die Jets werden also auch in dieser eigentlich energieunabhängigen Auftragung mit wachsender Energie "breiter", eine Verschiebung von Energie, wie man sie durch QCD-Effekte qualitativ erwartet[73]. Im Vergleich dazu bemerkt man, daß die Jetprofile im Independent-Jet-Modell ohne QCD (gestrichelte Kurve) auch im Vorwärtsbereich W-unabhängig sind. Dies zeigt, daß Skalenverletzungen durch von Null verschiedene Teilchenmassen außer für sehr kleine  $|\lambda|$  bei diesen Energien vernachlässigbar sind. Die durchgezogene Kurve, bei der QCD-Beiträge im IJ-Monte-Carlo berücksichtigt sind, zeigt Skalenverletzungen, man erkennt aber schon hier, daß sie das bei den Daten beobachtete Ausmaß nicht ganz erreichen. Auch die Variation einer Reihe anderer Parameter des IJ-Monte-Carlo-Programms (Fragmentationsfunktion, Abschneideparameter usw.) bewirkt keine merklichen, zusätzlichen Skalenbrechungen.

Deutliche Veränderungen der Jetprofile bewirkt dagegen eine Erhöhung des Fragmentationsparameters  $\sigma_q$ . Die hervorgerufene Jetverbreiterung weist aber ein ganz anderes Muster auf als die durch QCD bewirkte, denn sie ist W-unabhängig und im beiden Hemisphären etwa gleich.

Das Targetjetprofil der Daten ist (bis auf den Bereich bei  $\lambda \simeq -0$  vom Übersprechen der Effekte im Vorwärtsjet) unabhängig von der Energie, was die Interpretation der Skalenverletzung im Vorwärtsjet als QCD-Effekte unterstützt. Durch die Baryonerzeugung erhält das Rückwärtsjetprofil die schon in  $\nu p$ - und  $K^+ p$ -Reaktionen beobachtete, leicht veränderte Form.

### 5.2.2 Jetprofile im Lund-Modell und Verhältnisse von Jetprofilen

Vergleicht man das gemessene Jetprofil mit der Lund-Modell-Vorhersage (Abb. 45), so findet man gute Übereinstimmung zwischen Daten und der Monte-Carlo-Rechnung unter Einschluß von QCD-Beiträgen, deren Ursache im weiteren genauer untersucht und erklärt werden soll.

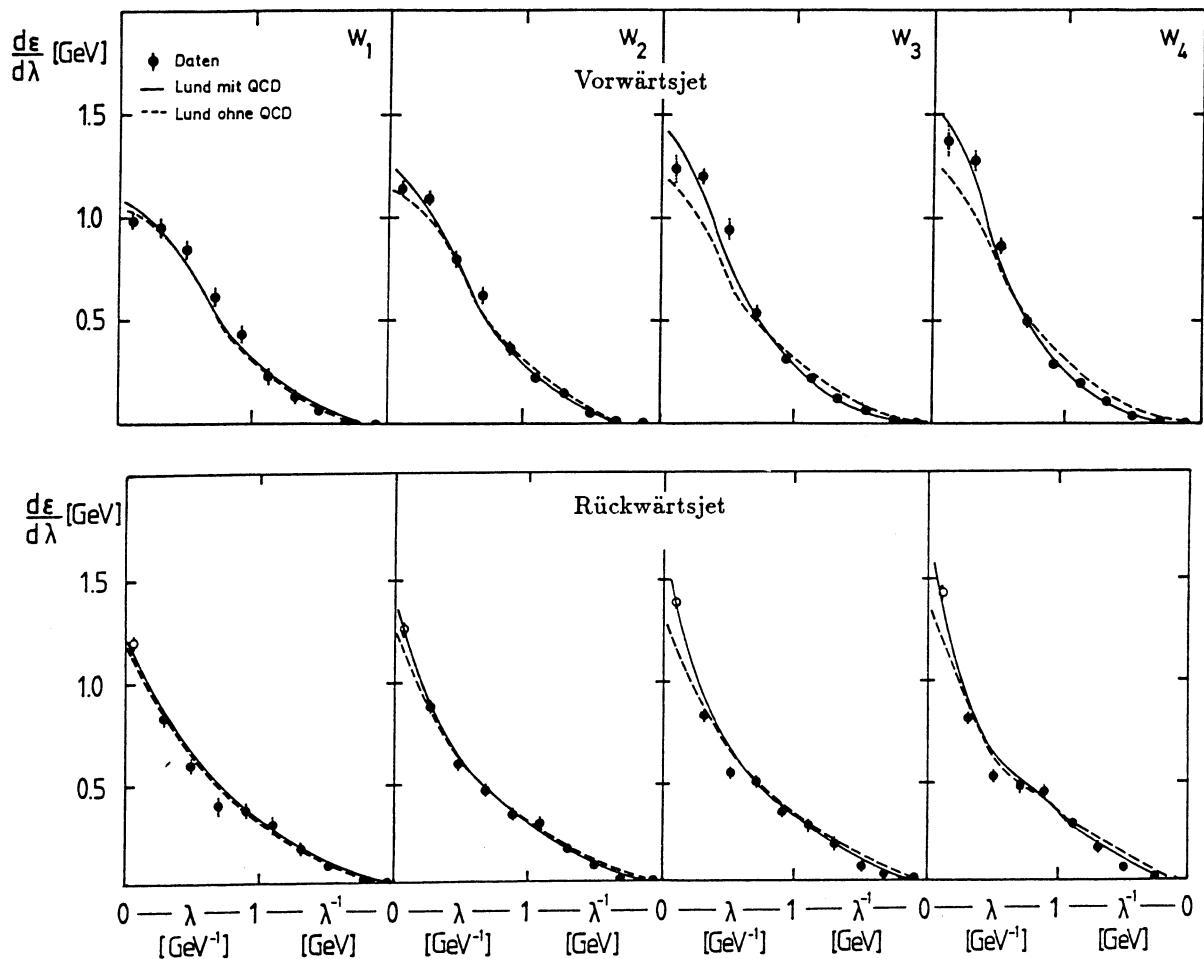


Abbildung 45: Jetprofile mit Lund-Modell mit und ohne QCD

Es wird sich dabei zeigen, daß die Energieabhängigkeit der Jetprofile im Lund-Modell durch

- Harte Gluonprozesse
- Vielfachabstrahlung weicher Gluonen
- Stringfragmentationseffekte

erklärt werden kann.

Dazu ist es zweckmäßig, Verhältnisse von Jetprofilen zu bilden. und mit verschiedenen Modellrechnungen zu vergleichen. Gewöhnlich kann man dabei Skalenverletzungen gut im Detail untersuchen, denn bei Verhältnisse von Jetprofilen verschiedener Energien kürzen sich [47]

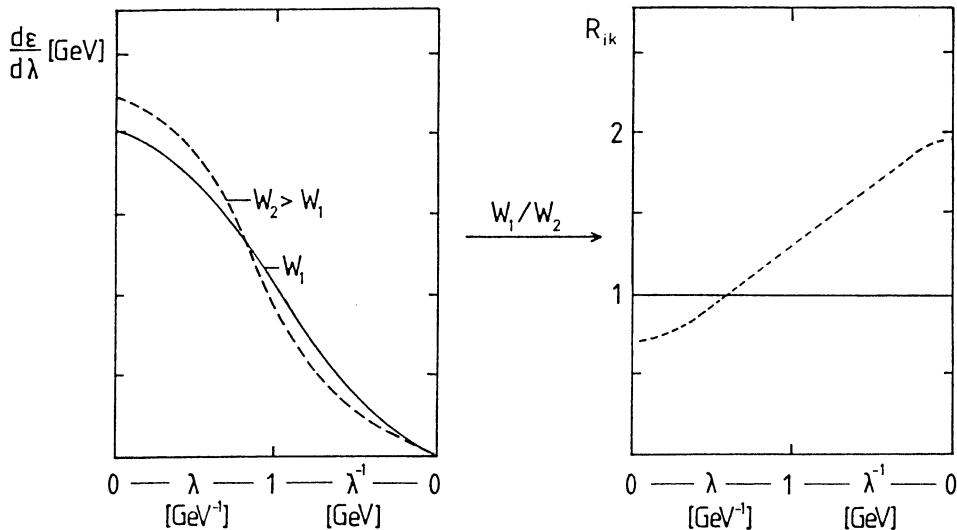


Abbildung 46: Skalenverletzungen in Verhältnissen von Jetprofilen

skalierende Beiträge zum Jetprofil heraus, QCD-Effekte, die die  $p_t$  bzw.  $x_F$ -Verteilung energieabhängig machen, werden bei Auftragung über  $\lambda = \frac{x_F}{p_t}$  separiert.

Deshalb erwartet man dann im Independent-Jet-Modell ohne QCD im gesamten  $\lambda$ -Bereich für das Verhältnis zweier Jetprofile

$$R_{ik} = \frac{\frac{d\epsilon}{d\lambda}(W_i)}{\frac{d\epsilon}{d\lambda}(W_k)} \quad (42)$$

für  $W_i < W_k$ , den Wert 1; bei Energieabhängigkeit Abweichungen in der in Abb. 46 skizzierten Weise. Die Daten zeigen deutlich die erheblichen Skalenbrechungen im Vorwärtsbereich, die im Independent-Jet-Modell (Abb. 47) auch durch

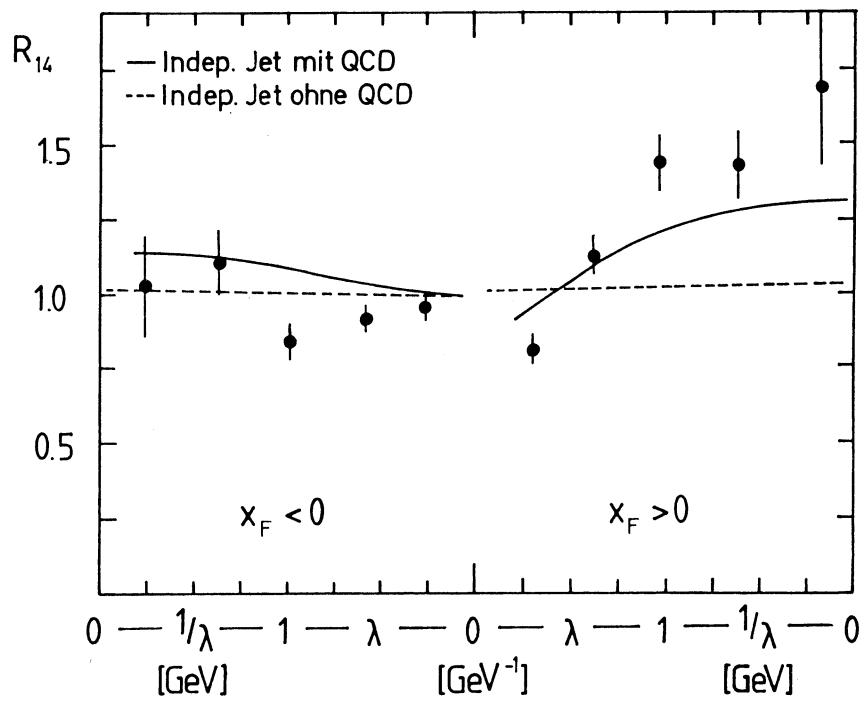


Abbildung 47: Verhältnis  $R_{14}$  von Jetprofilen bei  $\langle W \rangle \simeq 6$  und  $\langle W \rangle \simeq 18$  GeV, Daten und Indep. Jet-Modell

harte QCD-Beiträge nicht erklärt werden können. Das Lund- Modell beschreibt dagegen bei Einschluß weicher Gluonen die Daten gut (Abb. 48).

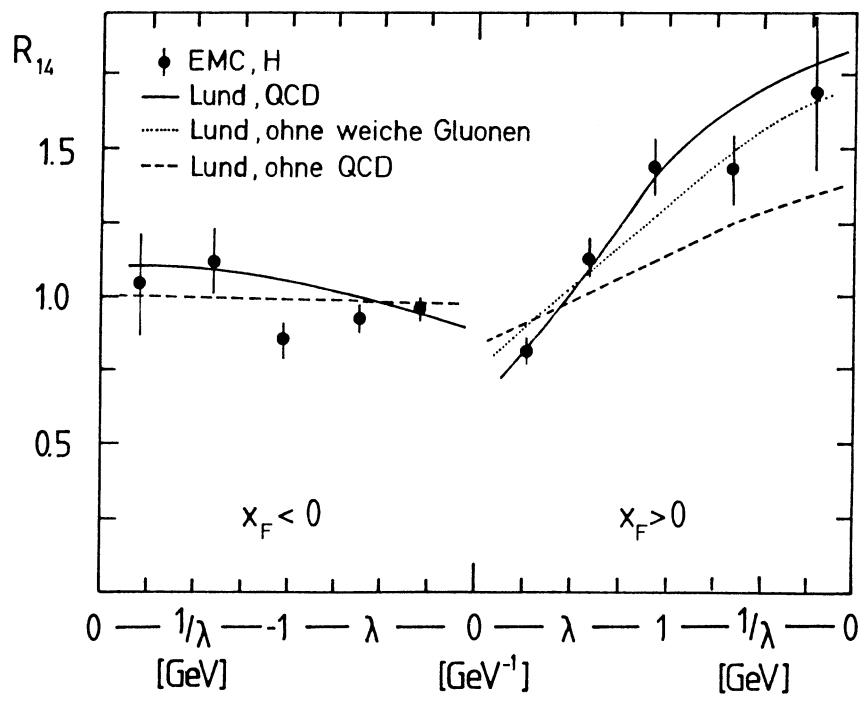


Abbildung 48: Verhältnis  $R_{14}$  der Jetprofile bei  $\langle W \rangle \simeq 6$  und  $\langle W \rangle \simeq 18$  GeV, Daten und Lund-Modell

Jetprofile von  $e^+e^-$ -Daten wurden bisher nicht untersucht. Für  $e^+e^-$ -Daten verschiedener Energien von TASSO und MARKII hat man aber beim Vergleich von Verhältnissen inklusiver Impulsspektren mit QCD-Modellrechnungen [76] festgestellt, daß harte QCD-Beiträge auch in zweiter Ordnung QCD die in den TASSO-Daten beobachteten Skalenverletzungen nicht allein erklären können[35].

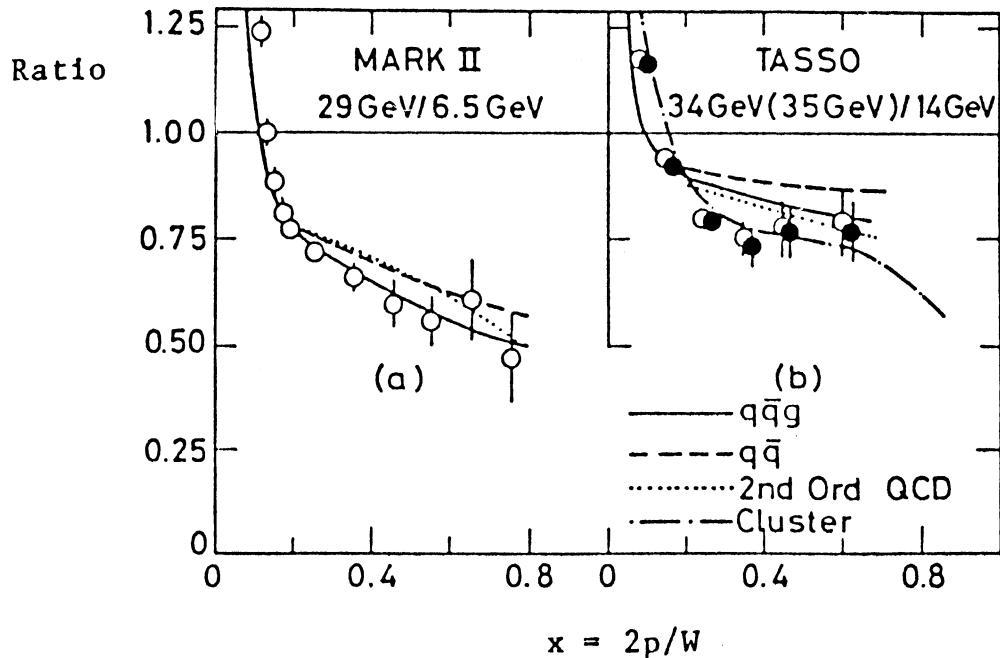


Abbildung 49: Verhältnisse von Impulsspektren in  $e^+e^-$ -Ereignissen

Man nimmt an, daß dort neben Masseneffekten bei sehr kleinem  $x_p = \frac{2p}{W}$  im Verhältnis

$$R_{W_2/W_1} = \frac{dN/dx_p(W_2)}{dN/dx_p(W_1)} \quad (43)$$

in Abb. 49 QCD-Effekte die Skalenverletzungen bewirken. Man erreicht eine gute Beschreibung dieser Verhältnisse aber nur durch ein Partonschauermodell, QCD-Rechnungen fester Ordnung können diese TASSO-Daten und allgemein  $e^+e^-$ -Daten oberhalb von 30 GeV nicht so gut beschreiben, wie Parton-Schauermodelle, bei denen die vielfache Abstrahlung weicher Gluonen ebenfalls näherungsweise berücksichtigt ist. Beim Vergleich der MARK II Daten sind die Skalenverletzungen dagegen zu einem großen Teil auf die bei 6.5 GeV fehlenden b-Quarks zurückzuführen, der Unterschied der QCD-Beiträge ist dagegen nur gering.

Auch die Auftragung des mittleren Transversalimpulses der Hadronen, über

$x_F$  zeigt den QCD-typischen Anstieg für positive  $x_F$  (Abb. 50), die durch Berücksichtigung des QCD-Matrixelements der ersten Ordnung nicht vollständig erklärt wird. Erst durch Hinzunahme der weichen Gluonen erhält man die gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Rechnung<sup>29</sup>

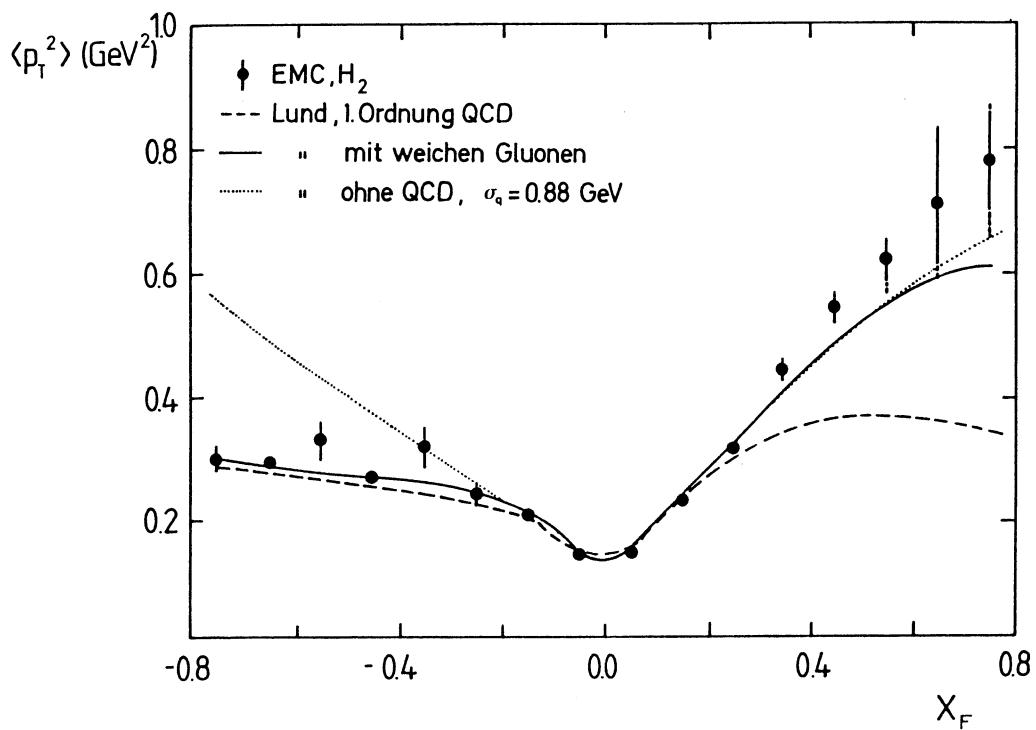


Abbildung 50: Mittleres  $p_t^2$  in Abhängigkeit von  $x_F$

Ein Versuch, die Daten im Vorwärtsbereich durch einen höheren Fermiimpuls zu erklären, führt zu erheblichen Abweichungen im Rückwärtsjet.

---

<sup>29</sup>Erste Vergleiche der EMC-Daten mit Vorhersagen des in der Testphase befindlichen Lund-Partonschauer-Monte-Carlos für  $\mu$ -N-Reaktionen zeigen, daß damit ebenfalls eine Beschreibung der Daten möglich ist[43] vorausgesetzt, man wählt einen rel. niedrigen Wert für den Cutoff der Quark-Gluonkaskade.

### 5.2.3 Ein kinematischer Effekt bei der Stringfragmentation in 2-Jet-ereignissen

Die Kurve ohne QCD-Beiträge in Abb. 48 zeigt auch, daß Jetprofile im Lund-Modell schon ohne Einfluß von QCD im Vorwärtsbereich signifikante Skalenbrechungen aufweisen, die im Independent-Jet-Modell ohne QCD nicht auftreten. Dieser asymmetrische Effekt ist eine Folge der zusammenhängenden Fragmenta-

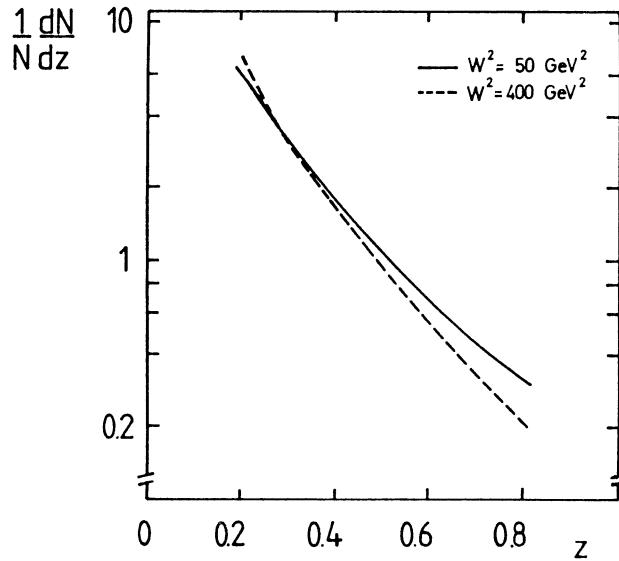


Abbildung 51: z-Verteilung  $W = 50 \text{ GeV}$  und  $W = 400 \text{ GeV}$

tion und der, was die Massen der erzeugten Hadronen betrifft, deutlichen Asymmetrie zwischen Vorwärts- und Targetjet bei der Myon-Nukleonstreuung. Die zusammenhängende Fragmentation der Partonen, eine grundlegende Annahme des Lund-Modells, führt in einem 2 Jet-Ereignis, das entlang der x-Achse fragmentiert, bei Erzeugung eines Hadrons mit einem Energiebruchteil  $z$  im rückwärtigen Teil des Strings zur Reduzierung der Energien  $W^+$  und  $W^-$  ( $W^\pm = E \pm p_x$ ) der Stringsegmente:

$$W^{-'} = (1 - z)W^- \quad (44)$$

$$W^{+'} = W^+ - \frac{m_t^2}{z \cdot W^-} \quad (45)$$

mit

$$m_t^2 = m^2 + p_t^2. \quad (46)$$

Das bedeutet, daß schwere Hadronen im Rückwärtsbereich - abhängig von  $m_t^2$  - die verbleibende Stringenergie auch im Vorwärtsbereich reduzieren. Dies führt [77] zu einer weicheren z-Verteilung der Hadronen (Abb. 51) mit steigendem W<sup>30</sup>. Dieser kinematische Effekt fehlt im Independent-Jet-Modell wegen der Abwesenheit des  $m_t$ -Terms in Gleichung (45). Ein Vergleich der gemessenen Verhältnisse von Jetprofilen mit den Monte-Carlo-Vorhersagen zeigt eine befriedigende Übereinstimmung nur bei Einschluß der QCD-Effekte harter und weicher Gluonen sowie bei Verwendung der Stringfragmentation.

Offenbar setzt sich also das Jetprofil im Lund-Modell aus einem W-unabhängigen Anteil durch Fragmentationseffekte und den Fermiimpuls des Quarks sowie - im Vorwärtsbereich - einem W-abhängigen, QCD-bedingten Anteil zusammen. Daneben muß aber der eben beschriebene geringe, stringtypische Beitrag, der gleichfalls W-abhängig ist, berücksichtigt werden.

Bevor diese Eigenschaften des Jetprofils im letzten Kapitel zur Abschätzung der effektiven Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ , benutzt werden, soll kurz der Proton- und der Strangenessanteil des Jetprofils den Erwartungen des QPM und der QCD gegenübergestellt werden.

---

<sup>30</sup>Ersetzt man im Lund-String Monte-Carlo das Diquark durch ein colouräquivalentes Antiquark, verschwindet die in Abb. 48 (gestrichelt) erkennbare Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie (siehe auch Anhang 3).

### 5.3 Der Baryonanteil und der Strangenessanteil am Jetprofil

Bei Betrachtung der Jetprofile ist neben den QCD-bedingten Skalenverletzungen die unterschiedliche Form von Rückwärts und Vorwärtsjets aufgefallen.

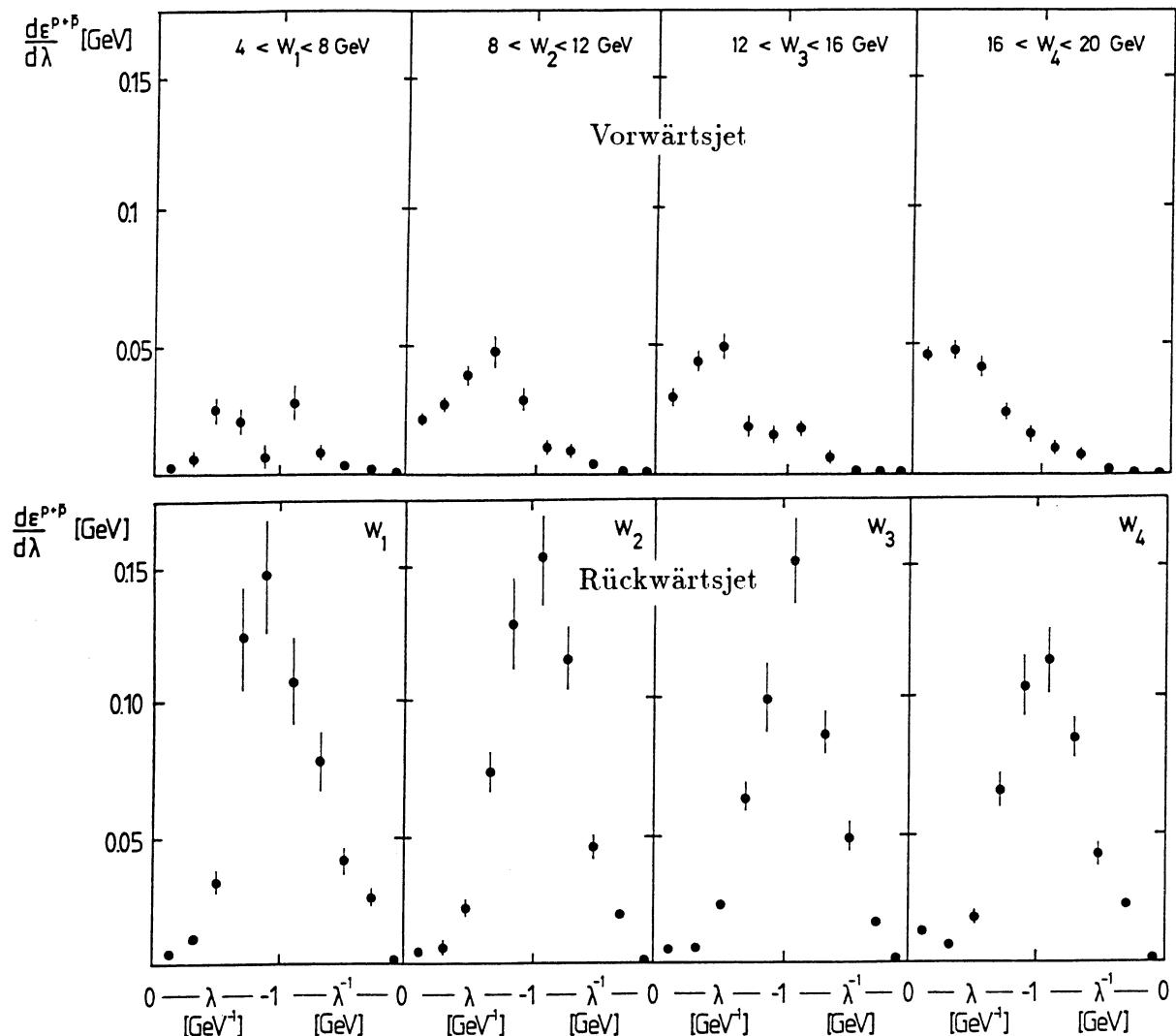


Abbildung 52: Protonjetprofile im Vorwärts- und Rückwärtsbereich für verschiedene Energiebereiche (Daten)

Im  $\lambda$ -Bereich um  $-1 \text{ GeV}^{-1}$  führen offenbar Baryonen - hier fast nur Protonen - die aus dem Targetrest entstehen und einen erheblichen Energiebruchteil tragen,

zu einer "Beule" im Targetjetprofil. Der gemessene Protonanteil ( $p + \bar{p}$ ) am Jetprofil

$$\frac{d\epsilon^{p+\bar{p}}}{d\lambda} \quad (47)$$

der Daten bestätigt diese Vermutung deutlich (Abb. 52): Er ist im Rückwärtsjet deutlich höher als im Vorwärtsjet, hängt dort kaum von  $W$  ab und hat das Maximum bei  $\lambda = -1 \text{ GeV}^{-1}$ , wie man es anschaulich bei der Fragmentation von Diquarks in Baryonen mit einem mittleren  $x_F$  von etwa -0.3 und einem Transversalimpuls um 300 MeV erwartet. Im Gegensatz dazu ist der Protonanteil im Vorwärtsjet gering, besonders bei kleinem  $W$  ist die Entstehung von Protonen aus dem Vakuum unterdrückt. Erst bei hohem  $W$  scheint der Protonanteil die typische Jetprofilform anzunehmen.

Auch der Anteil geladener K-Mesonen, der die Strangenessproduktion mißt, entspricht den

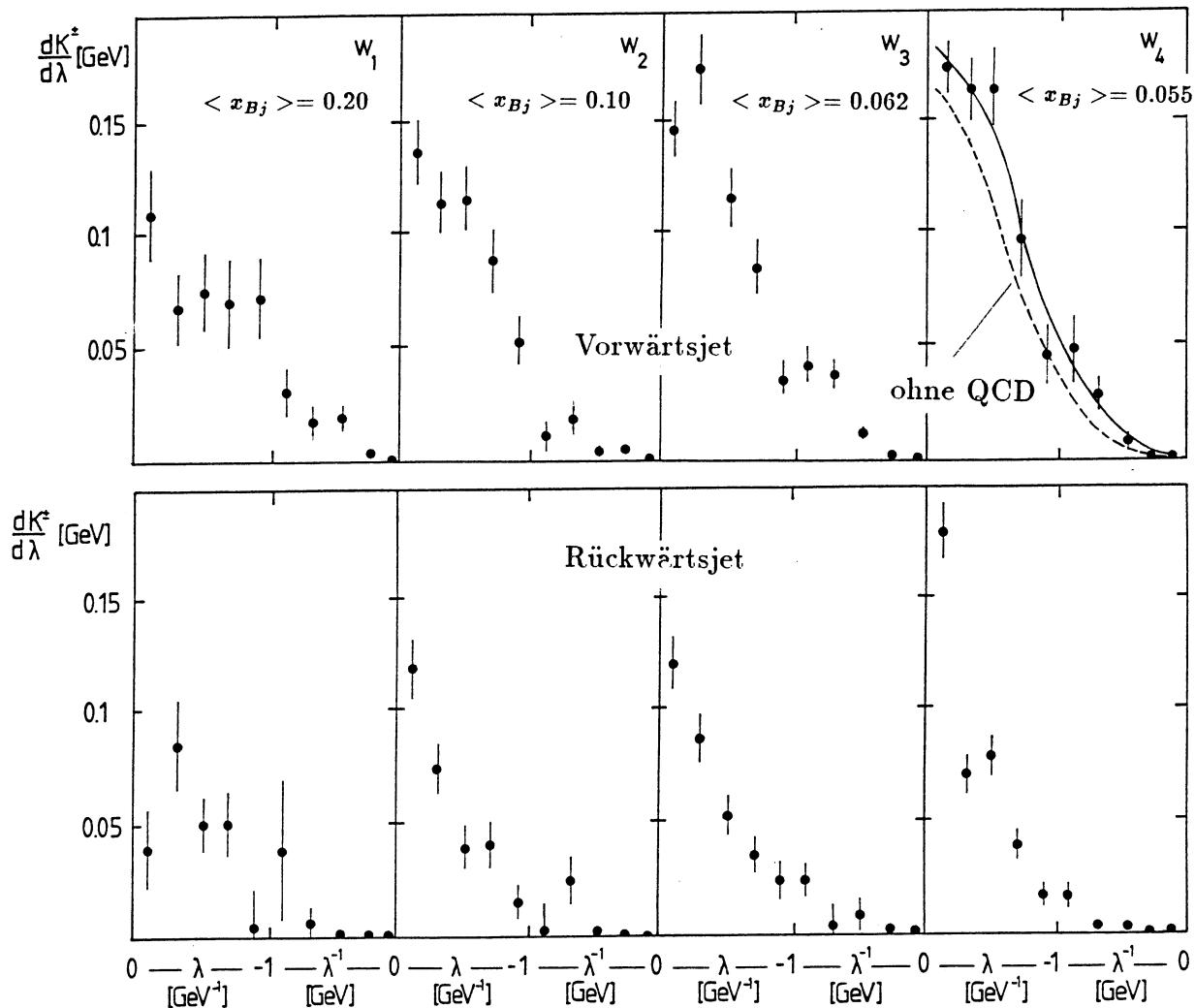


Abbildung 53: Jetprofile von geladenen Kaonen

Erwartungen im QPM. Es zeigt sich nämlich für

$$\frac{dS}{d\lambda} = \frac{d\epsilon^{K^+ + K^-}}{d\lambda} \quad (48)$$

eine viel deutlichere W-Abhängigkeit als beim gesamten Jetprofil. Während dort die Skalenverletzungen 30 bis 40 % betragen, bemerkt man im Strangenessprofil in Vorwärtsrichtung etwa 100% (Abb. 53). Hauptsächlich ist das die Folge einer

impliziten  $x_{Bj}$ -Abhängigkeit, weil sich mit steigendem W der Mittelwert von  $x_{Bj}$  andert.

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + q^2 - \frac{2q^2}{2x_{Bj}} = M^2 + Q^2 \left( \frac{1}{x_{Bj}} - 1 \right) \quad (49)$$

Hohes W bedeutet im Mittel kleines x und damit, wie man in Abb. 54 erkennt, häufigere Streuung an Seequarks. Das führt zu einer Zunahme energiereicher K-Mesonen. Die Bildung von Strangemesonen aus dem Vakuum im Verlauf der Fragmentation ist nämlich wegen der Masse des s-Quarks [34] unterdrückt. Der Anteil von Gluonfusionsereignissen, die auch zur Bildung von  $s\bar{s}$ -Paaren

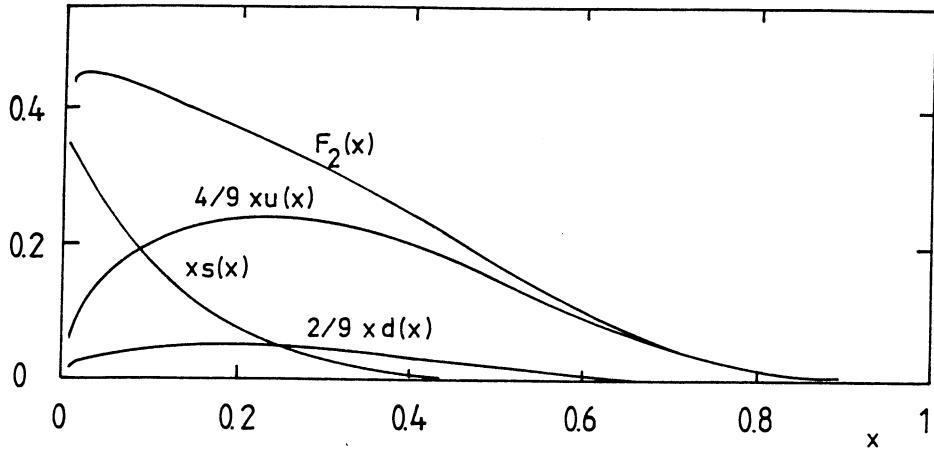


Abbildung 54: Anteil an gestreuten See- und Valenzquarks in Abhängigkeit von  $x_{Bj}$

führen, erhöht ebenfalls mit fallendem x den Strangenessanteil. Damit kann man auch erkaren, warum die Veränderung im Rückwärtsjet etwas geringer ist. Von harten Gluonen erwartet [33] man ebenfalls zusätzliche Strange-Mesonen. Für das Jetprofil im obersten W-Bereich ist die Monte-Carlo-Vorhersage mit und ohne QCD-Beiträgen von Gluonfusions- und Gluonbremsstrahlungsereignissen eingezeichnet. Allerdings sind zur Untersuchung von Flavour-eigenschaften der Gluonfragmentation die systematischen Fehler der Hadronidentifikation zu groß. [34,46,47].

## 6 Bestimmung von $\alpha_s$

Der Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Rechnungen, besonders aber der direkte Vergleich der Jetprofile von Vorwärts- und Rückwärtsjet hat das Vorhandensein QCD-typischer Effekte bestätigt. Natürlich steigt der Wert solcher QCD-Tests, wenn es gelingt, quantitative Aussagen zu machen. In einer Reihe von Experimenten hat man deshalb versucht, den Skalenparameter  $\Lambda$  der QCD oder die effektive Kopplungsstärke  $\alpha_s$  zu bestimmen. Für den Zusammenhang zwischen  $\Lambda$  und  $\alpha_s$ , sowie für die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\alpha_s$ , findet man im sogenannten  $\overline{MS}$ -Renormalisierungsschema<sup>31</sup>

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F)t} \left\{ 1 - 6 \left[ \frac{(153 - 19n_F) \log t}{(33 - 2n_F)^2 t} \right] \right\} \quad (50)$$

$n_F$  ist wieder Zahl der Quarkflavour, und

$$t = \log \frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}, \quad (51)$$

während  $\Lambda_{\overline{MS}}$  als fundamentaler QCD-Parameter des Standardmodells die Energieskala für QCD-Prozesse definiert. In niedrigster Ordnung reduziert sich Gl. 50 zu

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F) \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (52)$$

Hauptsächlich wurden Experimente zur QCD und Messungen von  $\alpha_s$  durch Untersuchungen von

- Jets in  $e^+e^-$ ,  $p\bar{p}$ , und  $lN$ -Reaktionen
- R, dem hadronischen Wirkungsquerschnitt in der  $e^+e^-$ -Vernichtung
- Strukturfunktionen bei der  $lN$ -Streuung
- $\Upsilon$ -Zerfällen

durchgeführt. Sie ergeben insgesamt ein mit der QCD gut verträgliches [25,39,78] Bild, indem jedoch präzise und wirklich entscheidende Tests fehlen. Das hängt mit einer Reihe von Schwierigkeiten zusammen, die kurz erläutert werden sollen. Im Prinzip müßte man die QCD über einen möglichst weiten  $Q^2$ -Bereich testen, ganz ähnlich wie die QED, deren Gültigkeit im  $Q^2$ -Bereich  $0 < Q^2 < 2500 \text{ GeV}^2$  ja mit großer Präzision bestätigt ist. Bei sehr hohem  $Q^2$  gibt es tatsächlich für

---

<sup>31</sup>von modified Minimal-Subtraction

die Gültigkeit der QCD viele überzeugende Hinweise; hauptsächlich von  $e^+e^-$ -Experimenten, aber auch bei der Lepton-Nukleon- und der  $p\bar{p}$ -Streuung zeigen sich deutliche Effekte, deren Erklärung mit der QCD gut gelingt. Aber von einer Quantenfeldtheorie der starken Kräfte erwartet man auch für die Hadronphysik bei niedrigen Energien mehr als qualitative Beschreibungen. So müßte die Fragmentation der Quarks ebenso quantitativ beschrieben werden wie die Bindung von Quarks und Gluonen in Hadronen. Aber die Schwierigkeit der Theorie, im Niederenergiebereich zu überprüfbaren Vorhersagen zu kommen, beschränkt zuverlässige QCD-Tests derzeit auf Experimente bei hohem  $Q^2$ , wo kleine Werte von  $\alpha_s$  störungstheoretische Vorhersagen erlauben.

## 6.1 Theoretische Aspekte der Analyse

Auch bei großem  $Q^2$  stören nichtperturbative Effekte, da die QCD bei hohen Impulsüberträgen nur Voraussagen für Quarks und Gluonen liefert. Weil man aber nur die Hadronen beobachtet, muß man die QCD-Vorhersage auf die Hadronenebene übertragen. Dann setzt sich die QCD-Vorhersage für eine hadronische Größe  $O$  in zweiter Ordnung QCD schematisch zusammen aus

$$O = c_1 \alpha_s (1 + c_2 \alpha_s) + F, \quad (53)$$

wobei  $c_1$  den Beitrag der ersten,  $c_2$  den Beitrag der zweiten Ordnung QCD auf Partonniveau und  $F$  den Anteil der Fragmentation beschreibt.  $F$  muß im allgemeinen durch Monte-Carlo-Rechnungen unter Verwendung eines konkreten Fragmentationsmodells bestimmt werden. Dies bedingt eine Unsicherheit für  $F$ , so daß der Vergleich der QCD-Vorhersage mit dem Meßwert ein  $\alpha_s$  liefert, das von diesem Fragmentationsmodell abhängt. Man wird deshalb möglichst Hadronobservablen benutzt, bei denen  $F$  klein ist. Beispiele hierfür bilden der hadronische Wirkungsquerschnitt  $R$  mit  $F=0$  und die Energiekorrelationen der  $e^+e^-$ -Physik mit vermutlich kleinem, aber eben nicht genau bekanntem  $F$ .

Eine weitere Einschränkung besteht für Experimente, bei denen nur die erste Ordnung QCD berechnet ist. Für eine experimentelle Bestimmung des fundamentalen Skalenparameters  $\Lambda_{QCD}$  bedarf es aber des Vergleichs von Experiment und der theoretischen Vorhersagen mindestens der zweiten Ordnung QCD[80]. Nur dann und in einem festgelegten Renormalisierungsschema ist  $\Lambda_{QCD}$  eindeutig definiert. In erster Ordnung kann dagegen eine Veränderung von  $\Lambda$  immer durch eine Änderung der Beiträge höherer Ordnung kompensiert werden, damit ist dieses  $\Lambda_{l.o.}$  auch vom betrachteten Prozeß und der benutzten physikalischen Größe abhängig. Beim Übergang von

$$\Lambda \rightarrow \Lambda' = \Lambda \cdot a \quad (54)$$

ändert sich  $\alpha_s$  um einen Beitrag der Ordnung  $\alpha_s^2$ , d.h. in erster Ordnung sind  $\Lambda$  und  $\Lambda'$  nicht unterscheidbar;

$$\alpha'_s = \frac{\text{const.}}{\log \frac{Q^2}{\Lambda'^2}} \simeq \frac{\text{const.}}{\log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} + \left[ \frac{\text{const.}}{\log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right]^2 \log a^2 = \alpha_s + O(\alpha_s^2) \approx \alpha_s, \quad (55)$$

d.h.

$$\alpha_s = \alpha'_s \quad (56)$$

mit  $\Lambda \neq \Lambda'$ . Für  $e^+e^-$ -Experimente liegen diese Rechnungen der zweiten Ordnung QCD vor, dort kann also aus den Daten  $\alpha_s^{2.\text{Ordnung}}$  und  $\Lambda_{\overline{MS}}$  bestimmt werden. Da für die Myon-Nukleonstreuung nur Rechnungen der ersten Ordnung QCD durchgeführt wurden, müssen wir uns bei der Analyse der EMC-Hadronereignisse auf einen Vergleich mit diesen Rechnungen beschränken. Deshalb wird lediglich  $\alpha_s$ , dessen Angabe auch in erster Ordnung sinnvoll ist, sowie ein effektives  $\Lambda_{\text{eff}}$  angegeben. Dafür werden bei dieser Analyse Effekte weicher Gluonen durch die Approximation im Lund-Modell berücksichtigt, was möglicherweise einen größeren Einfluß auf den Wert von  $\alpha_s$  hat als die Vernachlässigung der höheren Ordnungen QCD. Bei EMC-Energien unter 20 GeV liefern schon die QCD-Beiträge erster Ordnung relativ geringe Effekte, und man darf erwarten, daß die Beiträge höherer Ordnungen - anders als bei hohen PETRA-Energien - klein sind. Die Bedeutung von Gluonen geringer Energie erkennt man auch an den Schwierigkeiten, die PETRA-Daten mit einer QCD-Rechnung in einer festen Ordnung QCD (die erst, rechnete man alle Graphen in jeder Ordnung, exakt wäre) - zu erklären. Erst die Verwendung der bereits beschriebenen Partonschauermodelle berücksichtigt approximativ sowohl weiche Gluonen als auch höhere Ordnungen.

Gerade angesichts der theoretisch und experimentell keineswegs abschließend geklärten Situation liefert deshalb auch eine Abschätzung von  $\alpha_s$  aus der Jetform bei der Myon-Nukleonstreuung ein neues und interessantes Detail zum Gesamtbild der QCD-Tests - bei relativ niedrigem  $Q^2$ . Zunächst muß dazu nun mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen untersucht werden, wie die beobachteten Skalenverletzungen von  $\Lambda_{QCD}$  bzw.  $\alpha_s$  abhängen. Der Wert, den man aus den beobachteten Skalenverletzungen für  $\alpha_s$  erhält, wird zum Abschluß der Arbeit mit neuen Resultaten von Strukturfunktionsanalysen sowie von  $e^+e^-$ - und  $p\bar{p}$ -Experimenten verglichen.

## 6.2 Messung von $\alpha_s$ mit Jetprofilen

Mit der Jetprofilanalyse konnte man die Einflüsse auf die Jetform von der Fragmentation und vom Fermiimpuls des Quarks durch die unterschiedliche W-Abhängigkeit von den skalenverletzenden QCD-Effekten weitgehend separieren. Nach der Parametrisierung der Jetprofile lässt sich diese Energieabhängigkeit quantitativ bestimmen und zur Abschätzung von  $\alpha_s$  benutzen.

### 6.2.1 Verhältnisse von Jetprofilen

Diese Verhältnisse  $R_{ik}$  von Jetprofilen

$$R_{ik} = \frac{\frac{d\epsilon}{d\lambda}(W_i)}{\frac{d\epsilon}{d\lambda}(W_k)} \quad (57)$$

$W_i < W_k$ , kann man in guter Näherung

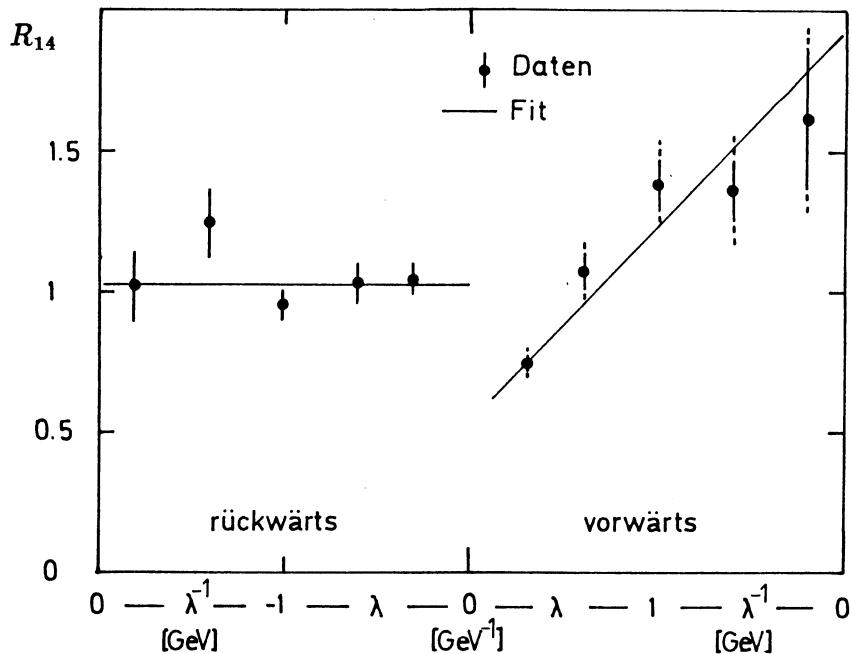


Abbildung 55: Jetprofilverhältnisse  $R_{14}$  und Geradenfit

durch eine Gerade (Abb. 55) beschreiben, wenn man den durch kleine Masseneffekte und durch den Überlapp der beiden Hemisphären beeinflussten Bereich von

$-0.2 \text{ GeV}^{-1} < \lambda < 0.2 \text{ GeV}^{-1}$  ausschließt. Die Steigung 0 entspricht Skalenverhalten der Jetprofile, je größer die Steigung, umso größer die Energieabhängigkeit der Jetprofile[47]. In Abb. 56 sind die Steigungen der an die Jetprofilverhältnisse

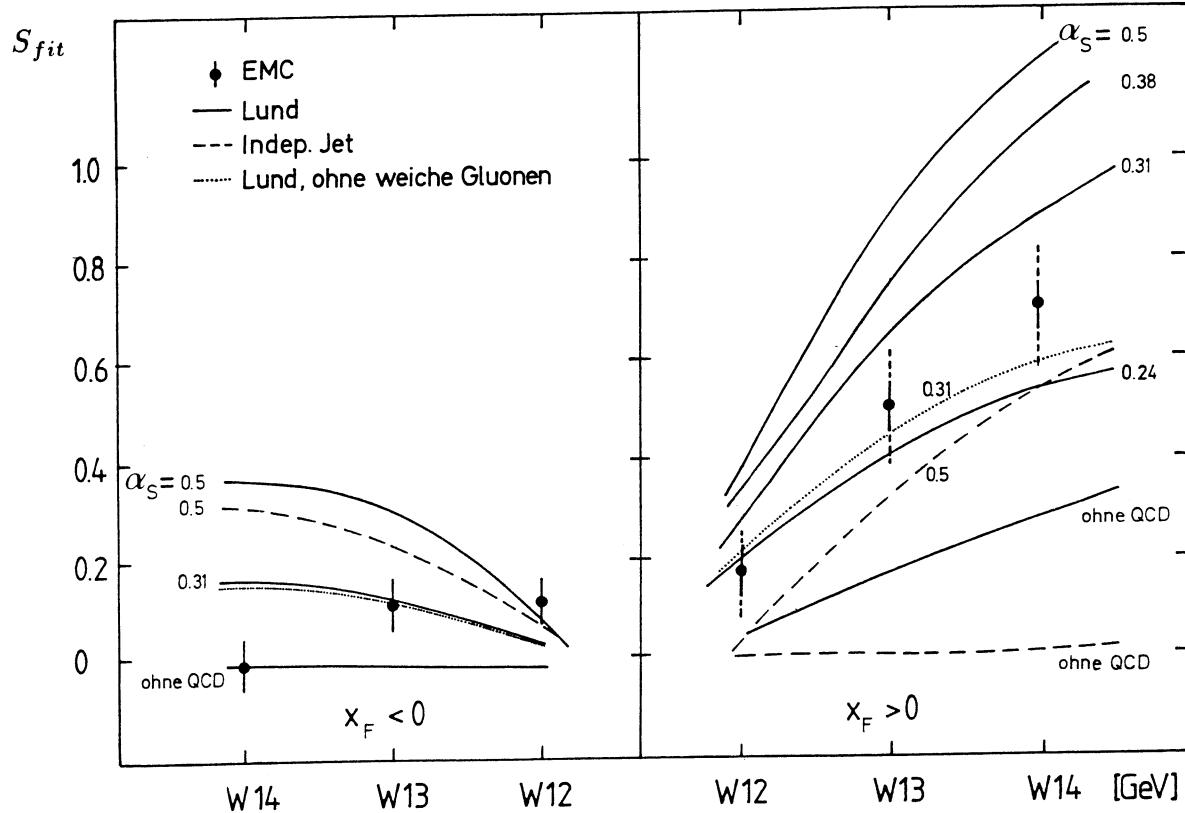


Abbildung 56: Steigungen der Fitgerade für Jetprofilverhältnisse

$R_{ik}$  angepaßten Geraden in Abhängigkeit vom  $\alpha_s$ , zu sehen, das in die Berechnung der harten QCD-Effekte und in die Approximation der weichen Gluonen eingeht. Weil die Steigungen der Verhältnisse unabhängig sind vom Wert, den man für  $\sigma_q$  bzw  $\sigma_{k_t}$  wählt, erhält man eine von diesen Werten unabhängige Abschätzung für  $\alpha_s$ . Aus Abb. 56 liest man für  $\alpha_s$  aus den Lund-Kurven einen Mittelwert von

$$\alpha_s(Q^2 = 20 \text{ GeV}^2) = 0.27 \pm 0.01_{\text{stat.}} \pm 0.02_{FS-\text{syst.}} \quad (58)$$

ab. Man erkennt in Abb. 56 außerdem, daß das Independent-Jet-Modell die Skalenverletzungen nicht konsistent beschreiben kann: Strebt man durch Wahl

eines höheren  $\alpha_s$ , Übereinstimmung im Vorwärtsbereich an, verschlechtert sich die Beschreibung des Rückwärtsjets, da durch eine Erhöhung des Anteils harter QCD-Prozesse schließlich auch der Targetjet deutliche Skalenverletzungen<sup>32</sup> zeigt. Das Skalenverhalten des Rückwärtssjet begrenzt also den Anteil harter Gluonprozesse. Eine simultane Beschreibung von Vorwärts- und Targetjet gelingt nur mit der Stringfragmentation und bei Berücksichtigung weicher Gluonen.

---

<sup>32</sup>Durch Hadronfragmente von Gluonen, die unter großem Winkel abgestrahlt werden

### 6.2.2 Die Jetprofilfunktion

Im Gegensatz etwa zum Standardenergiefluß lässt sich das Jetprofil auch selbst durch eine einfache Funktion beschreiben, die phänomenologisch gerechtfertigt wird. Sie wird nahegelegt, wenn man die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (59)$$

betrachtet. Mit dem Zusammenhang

$$E_{had} = m_t \cosh(y) \simeq m_t \cosh(\eta) \quad (60)$$

kann man das Jetprofil ausdrücken als

$$\frac{d\epsilon}{d\lambda} \simeq \frac{dm_t}{d\eta} = \sum_k m_t^k \cdot \frac{dn^k}{d\eta} \quad (61)$$

Teilchendichte  $n^k$  in  $\eta$ , gewichtet mit der transversalen Masse und summiert über alle Teilchenarten k. Man erwartet für  $\frac{d\epsilon}{d\lambda}$  die Grenzwerte:

$$\frac{d\epsilon}{d\lambda}_{\lambda \rightarrow \infty} \rightarrow 0 \quad (62)$$

$$\frac{d\epsilon}{d\lambda}_{\lambda \rightarrow 0} \rightarrow M \quad (63)$$

mit M als der mittleren, transversalen Masse im zentralen Rapiditätsbereich, die ähnlich wie die Höhe des Rapiditätsplateaus im QPM energieunabhängig ist.

Zur Parametrisierung von  $\rho(\lambda)$  führte die Betrachtung inklusiver Hadronspektren. Mit

$$E \frac{d\sigma}{d^3 p} \sim f(Q) \quad (64)$$

und

$$Q^2 = (Mx)^2 + p_t^2 \quad (65)$$

fanden Ochs und Stodolski [71] für jedes steil (z.B. exponentiell) abfallende f(Q):

$$\rho(\lambda) = \frac{M}{(1 + (\lambda^2 M^2)^{3/2})} \quad (66)$$

Diese einparametrische Funktion beschreibt tatsächlich angenähert die Jetprofile der pp- und der  $e^+e^-$ -Monte-Carlo-Daten[73] (Abb. 57 und 58).

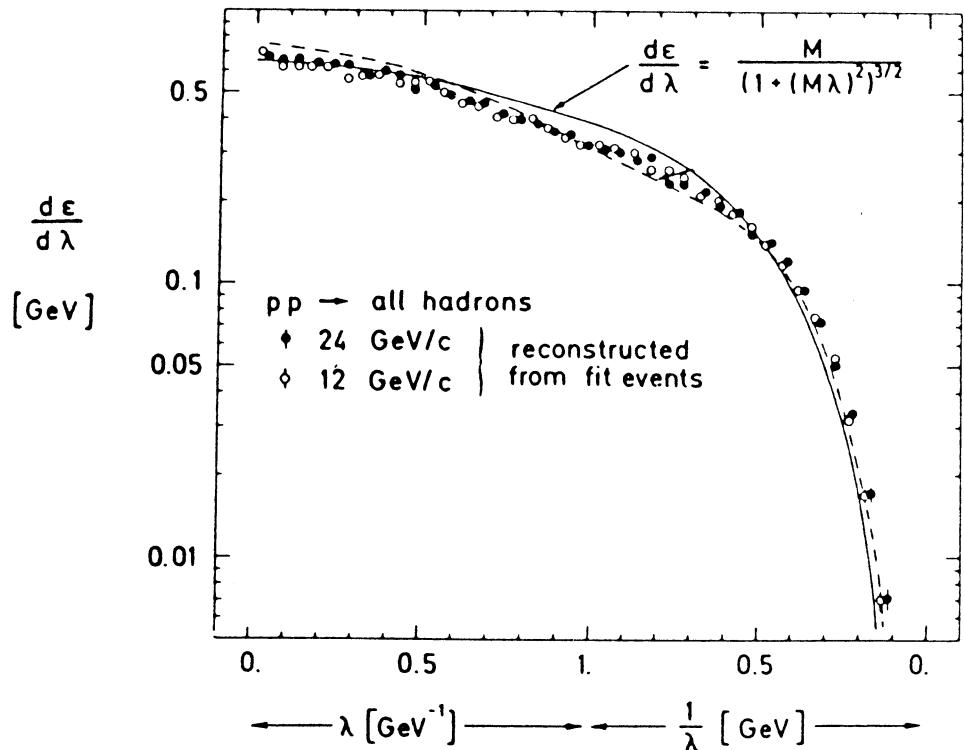


Abbildung 57:  $p p$ -Jetprofil mit  $\rho(\lambda)$

Auch den EMC-Jetprofilen wurde die Profilfunktion  $\rho(\lambda)$  angepaßt (Abb. 59). Hierbei blieb der Bereich  $0 \text{ GeV}^{-1} < |\lambda| < 0.2 \text{ GeV}^{-1}$  unberücksichtigt (offene Datenpunkte), in dem Überlappeffekte Vorwärts- und Rückwärtsbereich mischen. Die Beschreibung durch  $\rho(\lambda)$  gelingt im Vorwärtsbereich recht gut ( $\chi^2/\text{Freiheitsgrad} \simeq 1 - 3$ ), im Rückwärtsbereich wegen der aus dem Diquark stammenden, schnellen Baryonen jedoch nur grob[47,81].

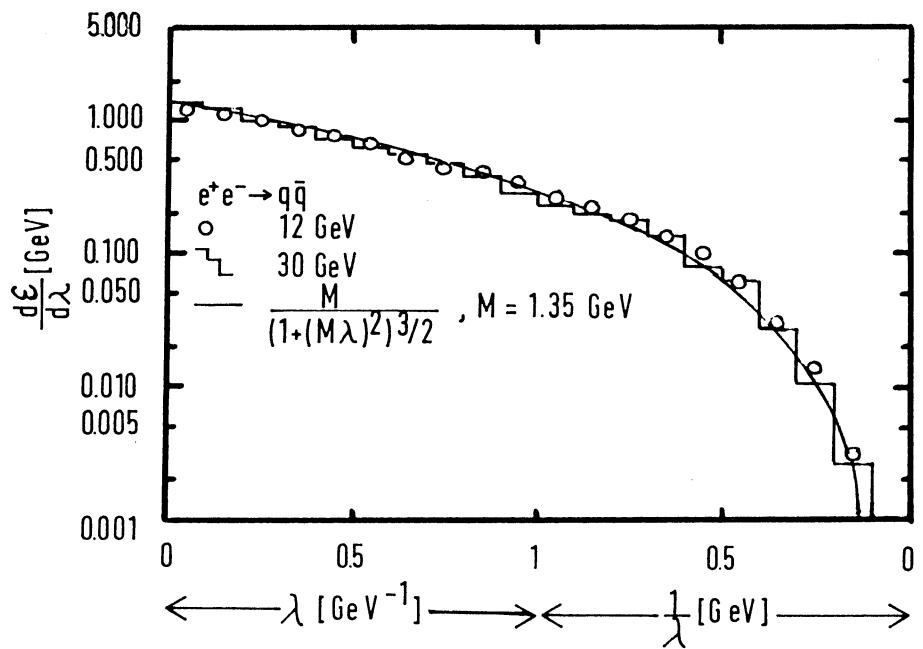


Abbildung 58:  $e^+e^-$ -Jetprofil mit  $\rho(\lambda)$  (Monte-Carlo-Rechnung)

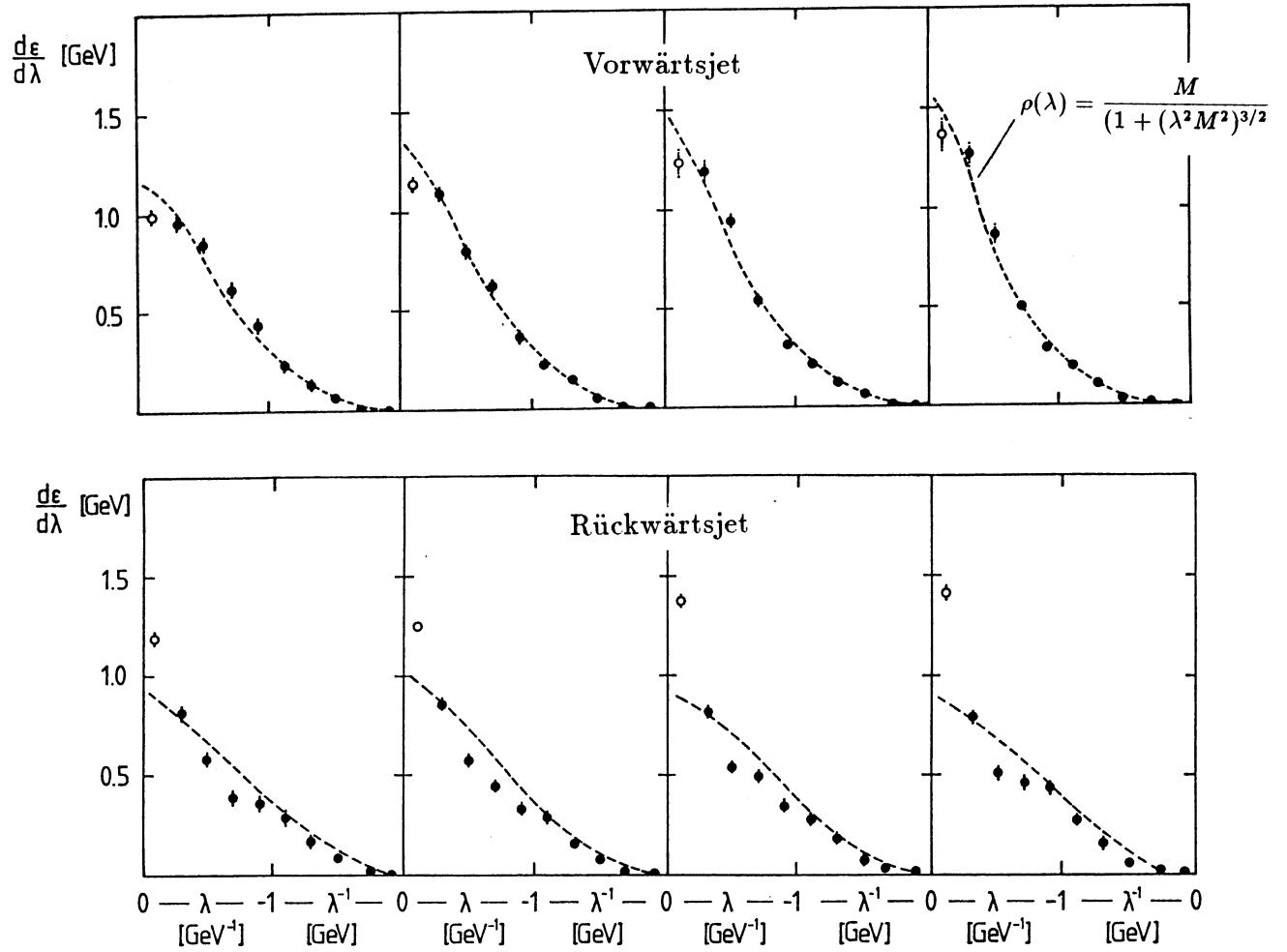


Abbildung 59: Jetprofile für Vorwärts- und Rückwärtsjet mit Anpassung von  $\rho(\lambda)$

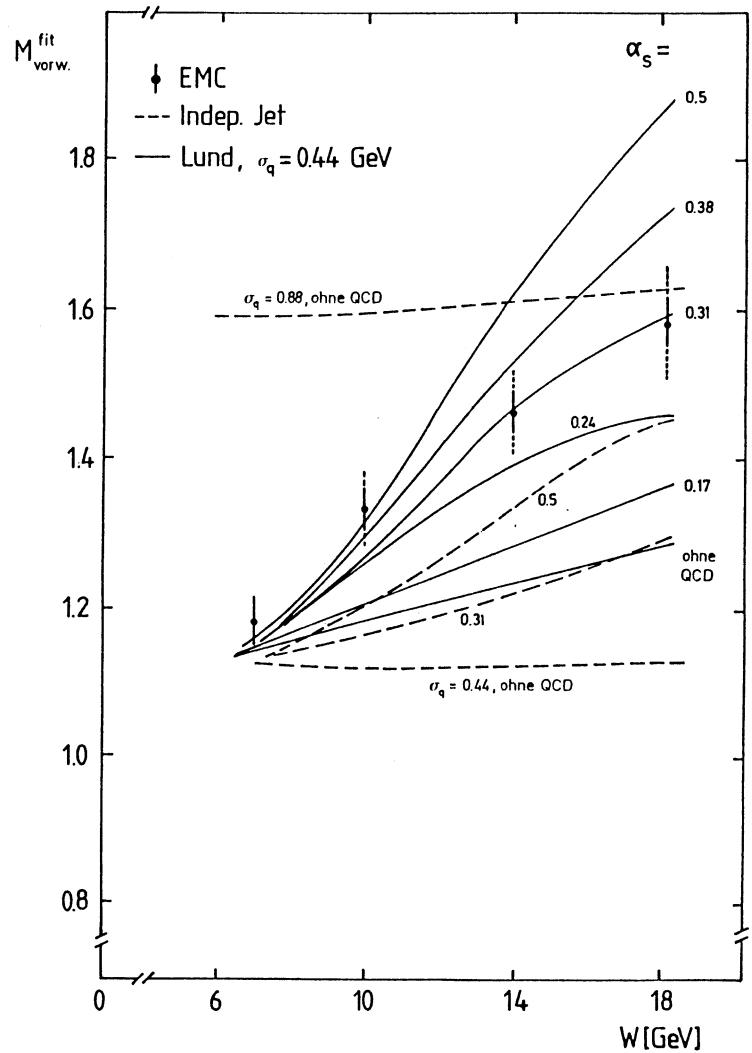


Abbildung 60:  $M$  in Abhängigkeit von  $W$  für Daten und verschiedene  $\alpha_s$ ,

Die gewonnenen Werte für  $M$  sind im Rückwärtsbereich für alle  $W$  konstant, während sie für den Vorwärtsjet deutlich ansteigen (Abb. 59,60) Der Massenparameter  $M$ , der die "Breite" von Jets in ähnlicher Form wie etwa der Mittelwert von Thrust beschreibt, weist aber zusätzlich den Vorteil auf, für Jets aus leichten Quarks ohne QCD-Effekte unabhängig von der Jetenergie zu sein. Damit setzt sich  $M$  aus einem konstanten Beitrag durch Fragmentation und Fermiim-

puls sowie einem W-abhängigen<sup>33</sup> QCD-Beitrag zusammen,

$$M^{vorw.}(W) = f_1(W) \cdot \alpha_s + const(\sigma_q + \sigma_{k_t}) \quad (67)$$

während für den Rückwärtsbereich

$$M^{rückw.}(W) = const. \quad (68)$$

gilt. Dies ermöglicht eine weitgehend entkoppelte Bestimmung von  $\alpha_s$  und  $(\sigma_q + \sigma_{k_t})$ . Aus Abb. 60 liest man durch Interpolation und Mittelung für

$$\alpha_s(Q^2 = 20 \text{ GeV}^2) = 0.31 \pm 0.01_{stat.} \pm 0.02_{FS-syst.} \quad (69)$$

ab. Der angegebene systematische Fehler beinhaltet nur die Unsicherheit<sup>34</sup> der Vorwärtsspektrometerakzeptanz. Aus dem Wert von M der für  $W \rightarrow 4 \text{ GeV}$  in beiden Hemisphären erreicht wird, kann man die Summe von  $(\sigma_q + \sigma_{k_t})$  ablesen. Nimmt man ein  $\sigma_{k_t}$  von 0.44 GeV an, so findet man für jeden Wert von  $\alpha_s$  in guter Übereinstimmung mit den Resultaten im Anhang 2

$$\sigma_q = (0.47 \pm 0.04) \text{ GeV}. \quad (70)$$

Die Mittelung der beiden Werte für  $\alpha_s$ , die im Lund-Modell aus der Analyse der Steigungen der Jetprofilverhältnisse bzw. der transversalen Masse M erhalten wurden, ergibt ein

$$\alpha_s(20 \text{ GeV}^2) = 0.29 \pm 0.01_{stat.} \pm 0.02_{FS-syst.}$$

Dagegen lässt sich auch mit einem  $\alpha_s$  von 0.5 mit dem Independent-Jet-Modell keine simultane Beschreibung der Daten im Vorwärts- und Rückwärtsbereich erzielen.

---

<sup>33</sup>im Stringmodell zusätzlich ein geringer, W-abhängiger nichtperturbativer Anteil (vgl. Kap. 5.2.3)

<sup>34</sup>Zur Kontrolle wurde auch aus den Jetprofilen, die mit dem Vertexspektrometer allein gemessen wurden,  $\alpha_s$  ohne diesen systematischen Fehler bestimmt (siehe Anhang 4).

## 6.3 Resultate anderer Experimente

### 6.3.1 Resultate für $\Lambda$ aus Strukturfunktionen

Der konventionelle Weg zur Abschätzung von  $\Lambda_{QCD}$  bei der tiefinelastischen Lepton-Nukleonstreuung besteht in der Messung der schon erwähnten Skalenverletzung von Strukturfunktionen. In Neutrino- und Elektron-Nukleon-Streuexperimenten fand man auch die ersten Anzeichen für Abweichungen vom QPM, die allerdings wegen unzureichender Berücksichtigung einer Reihe von Effekten bei kleinen  $Q^2$  (die sogenannten "higher twist"-Beiträge[82], das sind zusätzliche Effekte der Ordnung  $\frac{1\text{GeV}^2}{Q^2}$  durch kohärente Wechselwirkungen mit dem Nukleon) heute quantitativ anders als früher interpretiert werden. Bei den neueren Daten der  $\mu$ -N-Streuung bei höherem  $Q^2$  passt man eine bestimmte Parametrisierung der Strukturfunktionen und der "higher twist"-Effekte der gemessenen  $Q^2$ -Entwicklung der Strukturfunktion an. Dies liefert einen Satz von Parametern, zu denen  $\Lambda_{\overline{MS}}$  gehört. In den Altarelli-Parisi-Gleichungen ist die  $Q^2$ -Entwicklung der Strukturfunktionen im allgemeinen mit der nicht gut bekannten Gluonverteilung gekoppelt. Nur der Nonsinglettanteil (d.h. die Valenzquarks) von  $F_2$  ist von der Gluonverteilung entkoppelt. Damit wird diese Analyse auf den Valenzquarkbereich ( $x > 0.3$ ) beschränkt. Tab. 5 zeigt die neuesten  $\Lambda_{\overline{MS}}$  Werte für diese Nonsinglettfits für mehrere Experimente mit Wasserstoff, Deuterium, Neon, Eisen und Kohlenstofftargets[24,25,84]. In Abb. 61 und 62 sind für einige Experimente die QCD-Anpassungen den beobachteten Skalenverletzungen bei  $F_2$  von Eisen und Wasserstoff gegenübergestellt. Eine Mittelung der Resultate aller

Experiment	Target	$\Lambda_{\overline{MS}}$ [MeV]
WA59(BEBC)	Ne	$100 \pm 110$ $85$
CDHSW	Fe	$50 < \Lambda < 300$
BCDMS	C,H	$215 \pm 20_{stat.} \pm 60_{syst.}$
EMC	Fe	$115 \pm 55 \pm 85$ $45 \quad 45$
EMC	$D_2$	$65 \pm 90 \pm 150$ $50 \quad 45$

Tabelle 5:  $\Lambda_{\overline{MS}}$ -Werte von Strukturfunktionen

Experimente[83] ergibt

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{DIS} = 190 \pm 30_{stat} \pm 50_{syst} \text{ MeV} \quad (71)$$

Während bei den Wasserstoff- bzw. Deuteriumdaten mit einem  $\Lambda_{\overline{MS}}$ -Wert von 100 - 300 MeV gute Übereinstimmung mit der QCD-Vorhersage erzielt wird,

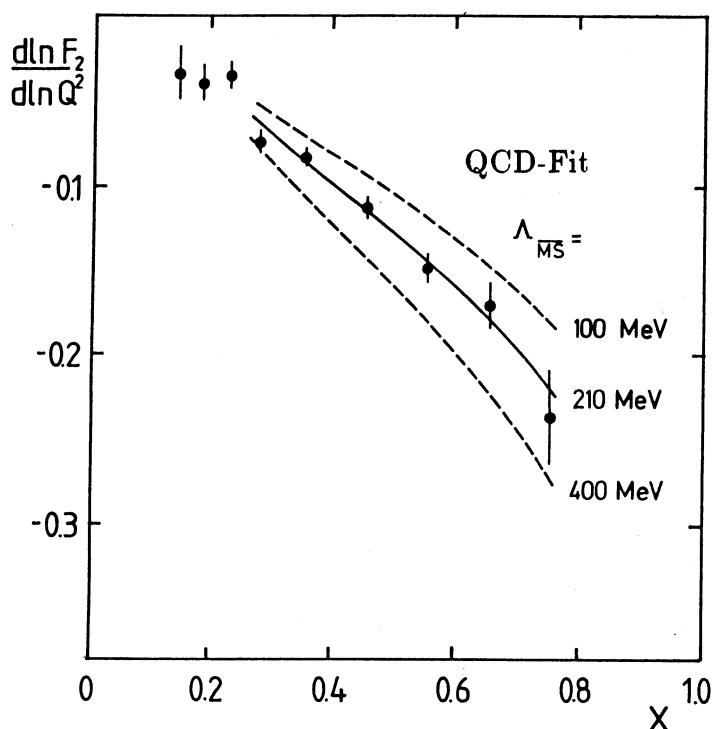


Abbildung 61:  $dF_2/d\ln Q^2$  für Wasserstoff (BCDMS)

trifft dies für die Eisen-Daten fast aller Experimente nicht zu. Man beobachtet vielmehr eine Abhängigkeit des angepaßten  $\Lambda$  vom  $x_{Bj}$ -Schnitt, mit steigendem  $x_{Bj}$  wächst auch das benötigte  $\Lambda_{\overline{MS}}$  an. Eine  $Q^2$ -Abhängigkeit [85] des EMC-Effektes, bei dem für größere  $x_{Bj}$  die Strukturfunktion  $F_2$  z.B von Eisen kleiner als die von Deuterium ist, könnte die Unzulänglichkeit einfacher QCD-Fits an Eisen-Daten erklären. Allerdings lassen die Messungen ein Anwachsen des EMC-Effekts mit  $Q^2$  nicht erkennen[85]. Das Versagen der QCD-Fits beim Eisen bedeutet vorerst, daß man nur aus den Strukturfunktionen leichter Kerne  $\Lambda_{\overline{MS}}$  extrahieren kann.

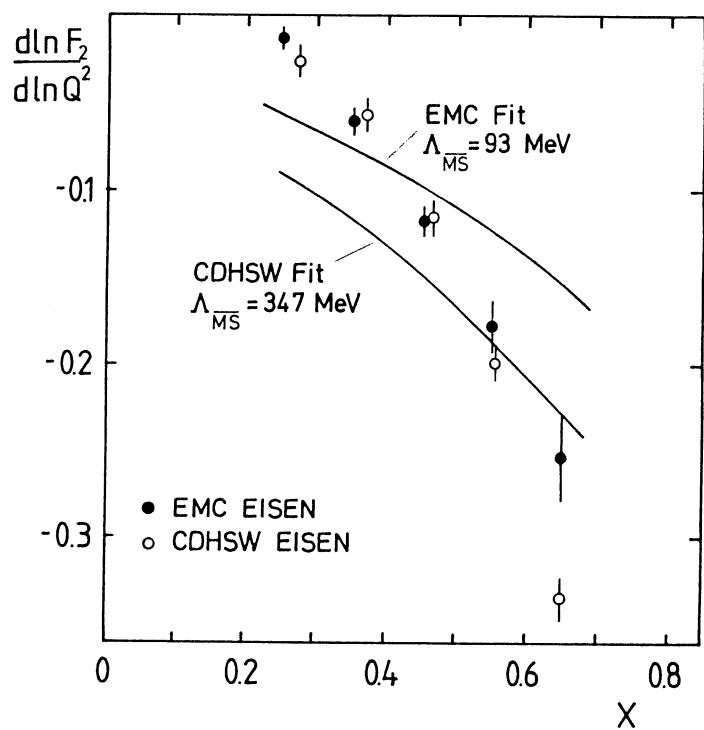


Abbildung 62:  $dF_2/d\ln Q^2$  für Eisen (EMC und CDHSW)

### 6.3.2 Resultate von $e^+e^-$ -Experimenten

Die Reihe von Größen zur Charakterisierung der Hadronproduktion, die von  $\alpha_s$  abhängen und bisher in  $e^+e^-$  Experimenten zur Messung von  $\alpha_s$  benutzt wurden (Thrust, Oblateness,  $R^{hadr.}$ , Asymmetrien, transversale Massen), wird aus theoretischer Sicht vom Verhältnis des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts zum theoretischen  $\mu$ -Paarerzeugungsquerschnitt

$$R^{hadr.} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma_{theor.}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum q_i^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + c \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} + \dots\right) \quad (72)$$

angeführt, dessen QCD-Vorhersage sehr sicher ist[86].

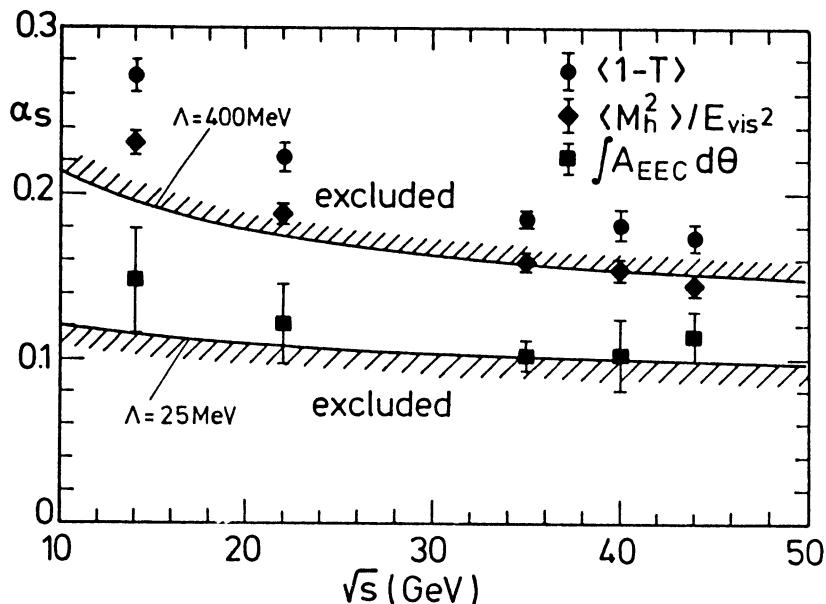


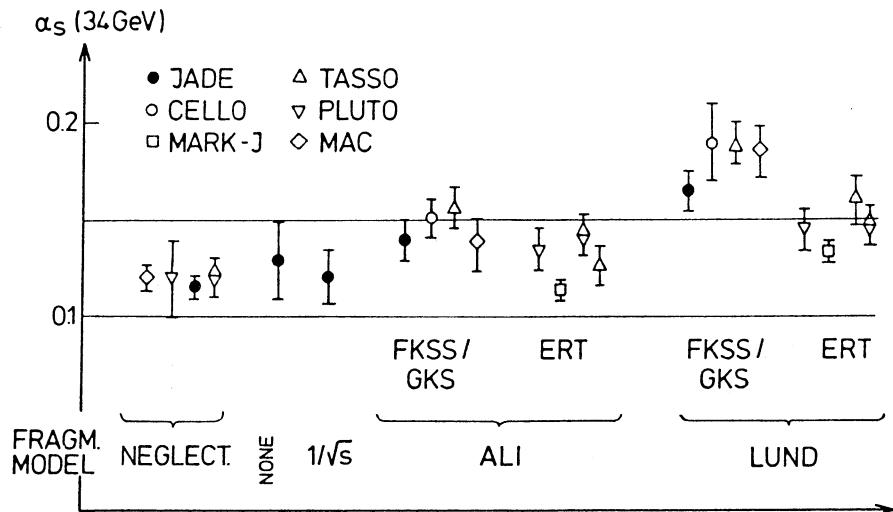
Abbildung 63:  $\alpha_s$ -Werte aus Jetvariablen bei Jade  $Q^2$

Da der Übergang  $q \rightarrow$  Hadronen mit der Wahrscheinlichkeit 1 erfolgt, spielen außerdem Fragmentationseffekte keine Rolle ( $F=0$ ). Allerdings beträgt der QCD-Beitrag zu  $R$  nur etwa 6-8 % und übertrifft deshalb den systematischen Fehler vieler Experimente bei der Messung von  $R$  ( $\sim 3\%$ ) nur wenig. Mit einem festen Wert von 0.230 für den elektroschwachen Mischungswinkel  $\sin^2\theta_W$  ergibt eine

Mittelung aller Messungen bei PETRA, PEP und TRISTAN [78] in zweiter Ordnung QCD, normiert auf  $Q^2 = (34\text{GeV})^2$

$$\alpha_s(\sqrt{s} = 34\text{GeV}) = 0.145 \pm 0.020. \quad (73)$$

Andere hadronische Variable, wie der die Ereignisform beschreibende Thrust oder Jetmassen und Energiekorrelationen, die experimentell sehr gut bestimmt werden können, sind dagegen mehr oder weniger stark abhängig vom Fragmentationsmodell ( $F \neq 0$ ) und liefern ein unsicherer Wert für  $\alpha_s$ , [87]. Jet-Analysen der Jade-Gruppe mit dem Lund-Modell ergeben (Abb. 63) [88,89]



Nur die Mark J Gruppe gibt mit dem systematischen Fehler die Unsicherheit aus der Verwendung eines bestimmten Fragmentationsmodells an.

Die Argus-Collaboration erhält aus der Messung direkter Photonen[91] vom Zerfall  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma gg$  ein

$$\alpha_s(Q^2 = (0.157M_\Upsilon)^2) = 0.225 \pm 0.011 \pm 0.019. \quad (77)$$

### 6.3.3 Messungen bei $p\bar{p}$ -Experimenten

Trotz der oben diskutierten Einschränkungen der Gültigkeit von  $\alpha_s$ -Bestimmungen in erster Ordnung kann man den im NA9-Experiment bestimmten Wert mit den Werten für  $\alpha_s$  vergleichen, die aus dem Verhältnis der 3-Jetrate zur 2-Jetrate in ISR<sup>35</sup> ( $pp$ ) und am  $Spp\bar{S}$ -Experimenten ermittelt wurden.

AFS<sup>36</sup>:  $\alpha_s(Q^2 = 900 GeV^2) = 0.18 \pm 0.03_{stat.} \pm 0.04_{syst.}$

UA1<sup>37</sup>:  $\alpha_s^{K_3}_{K_2} = 0.16 \pm 0.03_{stat.} \pm 0.03_{syst.}$

UA2:  $\alpha_s^{K_3}_{K_2} = 0.23 \pm 0.01_{stat.} \pm 0.04_{syst.}$

Die von den Experimenten AFS[95], UA1[83,99] und UA2[98] [93] durch Vergleich mit QCD-Rechnungen 1. Ordnung und bei Verwendung eines Independent-Jet-Modells gefundenen  $\alpha_s$  Werte liegen bei hohem  $Q^2$ , sie sind allerdings mit erheblichen, auch theoretisch bedingten Unsicherheiten behaftet.

---

<sup>35</sup>von Intersecting Storage Ring

<sup>36</sup>von Axial Field Spectrometer

<sup>37</sup>von Underground Area

## 6.4 $Q^2$ -Abhängigkeit von $\alpha_s$

Neben der Festlegung der QCD-Skala  $\Lambda$  ist die Veränderung der Kopplung mit dem charakteristischen Impulsübertrag eine wesentliche Frage, die im Rahmen von QCD-Tests untersucht werden muß. In der QCD erwartet man in erster Ordnung eine logarithmische Variation mit  $Q^2$ :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (78)$$

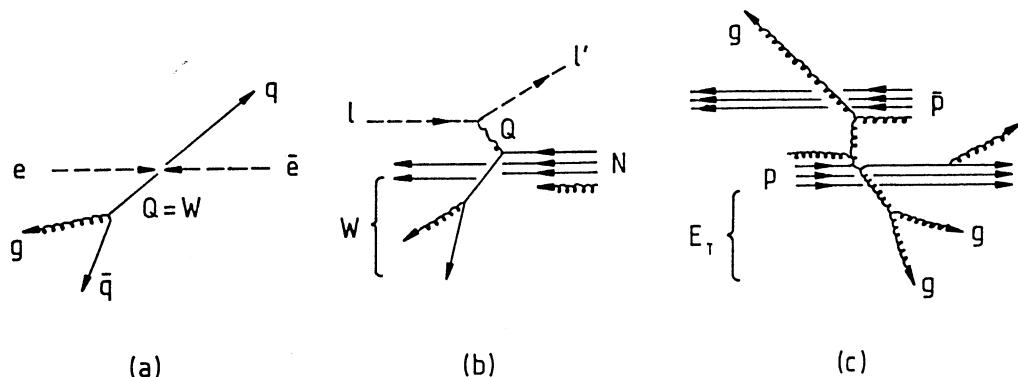


Abbildung 65: Verschiedene Reaktionen und typisches  $Q^2$

Da man für  $\alpha_s$  aus den Hadronendaten der EMC einen Wert bei relativ kleinem  $Q^2$  erhält, kann man im Prinzip die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Kopplung gut untersuchen.

Als charakteristisches  $Q^2$ , auf das sich der Wert von  $\alpha_s$  bezieht, verwendet man bei den verschiedenen Reaktionen die in Abb. 65 ersichtlichen Größen, mit denen die Impulsüberträge am Quark-Gluonvertex großenordnungsmäßig erfast werden. Will man  $\alpha_s$ -Werte über  $Q^2$  auftragen und mit der erwarteten  $Q^2$ -Abhängigkeit für verschiedene  $\Lambda$ -Werte vergleichen, muß man beachten, daß der Zusammenhang zwischen  $\alpha_s$  und  $\Lambda$  von der QCD-Ordnung und der Zahl der angeregten Flavour abhängt. Erhöht sich mit  $Q^2$  die Zahl der Flavour, so entspricht dem gleichen  $\alpha_s$  ein niedriges  $\Lambda$  (Abb. 66). Da  $\alpha_s$  wegen der direkten Beziehung zu

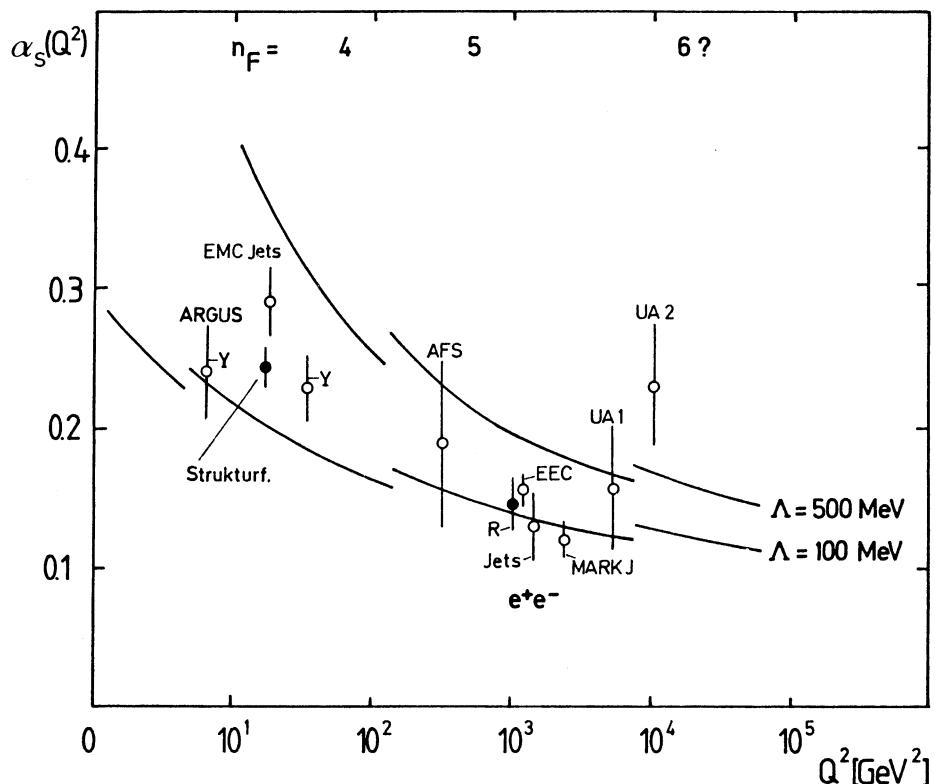


Abbildung 66:  $\alpha_s$  in Abhängigkeit von  $Q^2$

Observablen schlecht unstetig sein kann, muß man  $\Lambda_{QCD}$  an jeder Flavourschwelle umdefinieren. Die Kurven in Abb. 66 sollen nur den jeweiligen Zusammenhang zwischen  $\Lambda_{l.o.}$  und  $\alpha_s$  angeben.  $\alpha_s$ -Messungen, die mit zusätzlichen theoretischen Unsicherheiten behaftet sind, erscheinen als offene, die anderen als ausgefüllte Meßpunkte. Die Meßwerte sind mit einer logarithmischen Variation der Koppelung verträglich, eine eindeutige experimentelle Antwort auf diese wichtige Frage in der Quantenchromodynamik ist anhand der Daten jedoch noch nicht möglich. Kurzfristig sind Messungen von Energiekorrelationen und  $R^{hadr.}$  bei TRISTAN ein nächster Schritt bei der Untersuchung der  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\alpha_s$ . Ob danach die Experimente an den neuen Beschleunigern wie HERA und LEP eine eindeutige experimentelle Antwort liefern werden, ist wegen der lediglich mit  $\log Q^2$  erwarteten Abnahme von  $\alpha_s$  nicht völlig klar.

## 7 Zusammenfassung

Im 280 GeV-Myonstrahl des CERN in Genf wurde mit dem kombinierten Vertex- und Vorwärtsspektrometer der EMC der hadronische Endzustand von etwa 45.000 tiefinelastischen Myon-Nukleonstreureaktionen gemessen. Diese hadronischen Ereignisse mit Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 20 GeV werden untersucht und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Im Quark-Parton-Modell beschreibt man den Myon-Nukleonstreuovorgang als elastische Reaktion des Myons mit einem Quark des Nukleons. Die nachfolgende Umwandlung des gestreuten Quarks und des übrigbleibenden Diquarks in Hadronen bezeichnet man als Fragmentation.

Die Analyse zeigt, daß die Hadronen im wesentlichen in Form von zwei Jets produziert werden, die von den beiden Partonsystemen ausgehen. Auch die hadronischen Ereignisse in  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen haben ihren Ursprung meist in zwei fragmentierenden Partonen - den beiden aus dem Vakuum erzeugten Quarks. Vergleicht man beide Reaktionstypen, so zeigen sich die erwarteten Ähnlichkeiten. Geringe Unterschiede lassen sich durch die unterschiedlichen Quarkflavours und das Auftreten des Diquarks bei der Myonstreuung erklären. Dabei treten diese Unterschiede bei der Thrustanalyse weniger deutlich hervor als bei der Analyse der Spärizität.

Bei den vorliegenden Energien erwartet man aber auch Abweichungen vom QPM. Die Quantenchromodynamik (QCD), nichtabelsche Eichtheorie und attraktiver Entwurf für eine dynamische Theorie der starken Wechselwirkung, sagt Art und Umfang dieser Abweichungen voraus. Durch Vergleich mit den Daten wird die QCD getestet. So wurden in  $e^+e^-$ -Reaktionen Jetverbreiterungen und einzelne 3-Jetereignisse als Folge von Gluonabstrahlung beobachtet. Auch bei der Analyse der EMC-Daten findet man mit Hilfe der Variablen Thrust und Spärizität Anzeichen für QCD-Effekte, die jedoch wegen der niedrigeren Schwerpunktsenergie (bis 20 GeV) weniger ausgeprägt sind als bei den höheren PETRA-Energien. Speziell auf den Fall der Lepton-Nukleonstreuung zugeschnittene Analyseverfahren lassen QCD-Effekte dagegen deutlich erkennen. Besonders das sogenannte Jetprofil eignet sich gut zur Isolation von QCD-Beiträgen. Dabei zeigt sich, daß die Daten durch QCD-Rechnungen mit dem Matrixelement erster Ordnung und mit dem Fragmentationsmodell von Feynman und Field nicht zufriedenstellend erklärt werden können. Erst nach der Berücksichtigung von weichen Gluonen und mit dem Stringfragmentationsmodell der Lund-Gruppe gelingt eine

Beschreibung der Daten (Kap. 5.2). Gute Übereinstimmung mit den EMC-Daten erhält auch die Lund-Gruppe mit ihrem neuen Partonschauer-Monte-Carlo, wenn man für den Abschneideparameter  $t_{cut}$  der Quark-Gluonkaskade einen relativ niedrigen Wert verwendet. Beide Wege zur Behandlung der QCD-Beiträge und der Fragmentation weisen auf die Bedeutung von Effekten weicher Gluonen hin.

Vorstellungen von der Fragmentation des Diquarks werden durch den Protonanteil des Jetprofils bestätigt. Der Strangenessanteil steigt mit abnehmendem  $x_{Bj}$ , d.h. bei häufigerer Streuung an Seequarks wie erwartet an (Kap. 5.3). Die Voraussage, daß die Fragmentation von Gluonen zu einem höheren Anteil von Strangemesonen führt, lässt sich - auch wegen zusätzlicher systematischer Fehler - bei diesen Energien nicht überprüfen.

Die weitere Analyse der W-Abhängigkeit des gesamten Jetprofils liefert schließlich für die starke Kopplungskonstante in erster Ordnung der QCD unter Einschluß weicher Gluonen (Kap. 6.2)

$$\alpha_s = 0.29 \pm 0.01_{stat.} \pm 0.02_{syst.}$$

Das typische  $Q^2$  beträgt unter Berücksichtigung der Schnitte etwa 20 GeV $^2$ . Der Wert für  $\alpha_s$  wird mit Resultaten von  $e^+e^-$ - und  $p\bar{p}$ -Experimenten verglichen. Auch die Ergebnisse von Strukturfunktionsanalysen werden in den Vergleich einbezogen (Kap. 6.3). Trägt man die  $\alpha_s$ -Werte der verschiedenen Experimente über  $Q^2$  auf, so sind die Daten mit der erwarteten logarithmischen Variation von  $\alpha_s$  gut verträglich. Eine Reihe theoretischer Unsicherheiten über Effekte höherer Ordnungen und von der Fragmentation sowie über die  $Q^2$ -Skala verhindern derzeit aber den experimentellen Beweis für diese wichtige Vorhersage der QCD.

## Anhang 1: Standardparameter des Lund und des Indep.-Jet-Monte-Carlo-Programms

In der Independent-Jet-Version hat man eine andere Fragmentationsfunktion  $f(z) = 1 - c + 3c(1 - z)^2$  mit  $c = 0.45$ [45], bei der Fragmentation gehen Gluonen zuerst in ein Quark-Antiquarkpaar über, außerdem gibt es keine weichen Gluonen.

Parameter	Bedeutung	Standardwert
$f(z) = (1 + c)(1 - z)^c$	Fragmentationsfunktion	$c = 0.5$
MST(10)	Rückstoß der weichen Gluonen wird vom Quark übernommen	3
$P(\bar{q}q)/P(q\bar{q})$	Wahrscheinlichkeit für Diquarkerzeugung	0.065
$P(s)/P(u)$	Wahrscheinlichkeit für s-Quarkerzeugung	0.3
$P(us)/P(ud)$	Unterdrückungsfaktor von s-Diquarks gegen ud-Diquarks	0.1
$P(v)$	Spin-1 Wahrscheinlichkeit für Mesonen	0.5
$\sigma_q$	Breite der $p_t$ -Verteilung aus der Fragmentation	0.44 GeV
$\sigma_{k_t}$	Breite der $p_t$ -Verteilung der Fermiimpulse	0.44 GeV
$\Lambda_{QCD}$	QCD-Parameter für harte und weiche Gluonen	400 MeV

Tabelle 6: Parameter des Lund-Programms (Version 4.3) und ihre Standardwerte

## Anhang 2: Bestimmung von $\sigma_q$ und $\sigma_{k_t}$

Die Transversalimpulse durch Fragmentation und Fermiimpuls werden als gaußverteilt angenommen. Zur Bestimmung von  $\sigma_q$ , der Breite dieser Verteilung aus der Fragmentation, erweist sich die Differenz des Transversalimpulses entgegengesetzt geladener, in der Rapidity benachbarter Hadronen

$$\delta q = |p_{t_1} - p_{t_2}| \quad (79)$$

für

$$|y_1^* - y_2^*| < 1 \quad (80)$$

als besonders geeignet, während der Transversalimpuls  $P_t$  der rekonstruierten Jetrichtung des Rückwärtsjets<sup>38</sup> empfindlich auf dem Mittelwert des angenommenen Fermiimpulses ist, der ja zu einer Rotation der Ereignisachse führt.

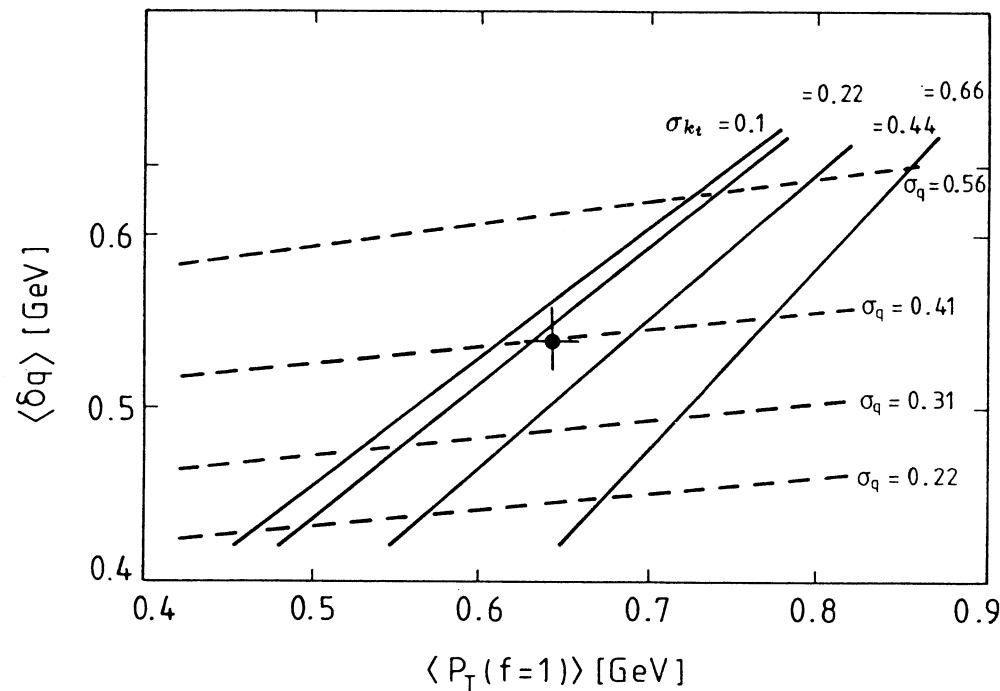


Abbildung 67: Zur Bestimmung von  $\sigma_q$  und  $\sigma_{k_t}$

Aus Abb. 67 liest man durch Interpolation zwischen den Monte-Carlo-Kurven die Werte

$$\sigma_q = 0.410 \pm 0.002_{stat.} \pm 0.02_{syst.} GeV \quad (81)$$

<sup>38</sup>Um QCD-Effekte zu vermeiden

und

$$\sigma_{k_t} = 0.29 \pm^{0.05}_{0.07} (\text{stat.}) \pm^{0.14}_{0.18} (\text{syst.}) \text{GeV} \quad (82)$$

ab.

### Anhang 3: Zum Targeteffekt bei der Stringfragmentation

Die asymmetrische Erzeugung schwerer Hadronen bewirkt zusätzliche Skalenverletzungen bei der Stringfragmentation. Dies wurde auch explizit durch Monte-Carlo-Rechnungen ohne QCD-Effekte überprüft, bei denen das Diquark des Rückwärtsjets durch ein Antiquark ersetzt wurde. Die Asymmetrie der Verhältnisse von Jetprofilen in Abb. 68 (durchgezogene Kurve) verschwindet dabei.

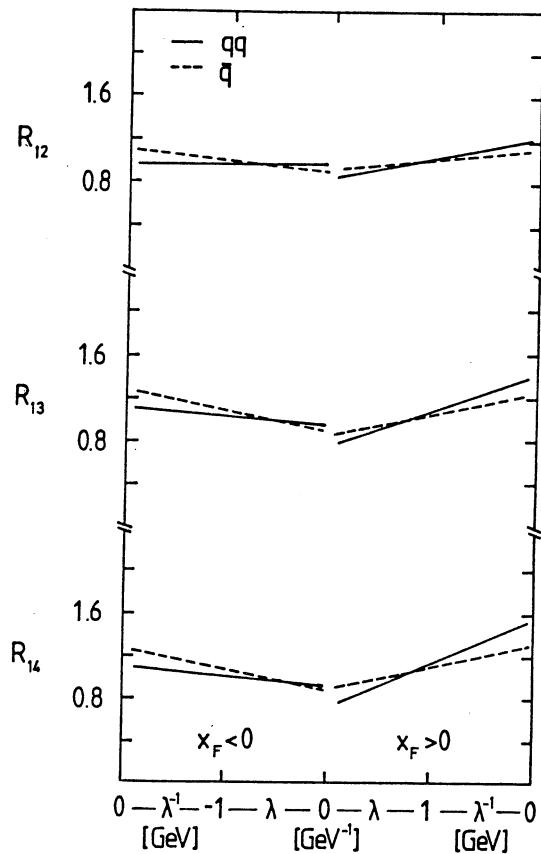


Abbildung 68: Geradenfits an MC-Jetprofilverhältnisse mit Diquark- bzw. Antiquark als "Targetjet", alle Rechnungen ohne QCD

Die noch beobachtbaren Abweichungen von 1 verschwinden völlig, wenn man die Erzeugung von Baryonen und schweren Mesonen im Monte-Carlo ganz unterdrückt.

#### Anhang 4: Überprüfung der gemessenen FS-Akzeptanz durch Vergleich von Jetprofilen im Gesamt- und im Vertexspektrometer

Beim Hadronnachweis im Vorwärtsspektrometer traten Unterschiede der beobachteten Teilchenzahl bei den Daten und im Monte-Carlo auf. Dies wurde durch die in Kap. 4 aus der  $K^0$ -Rate bestimmten Korrekturfaktoren zur Akzeptanz berücksichtigt. Man kann die Unsicherheit der FS-Akzeptanz natürlich umgehen,

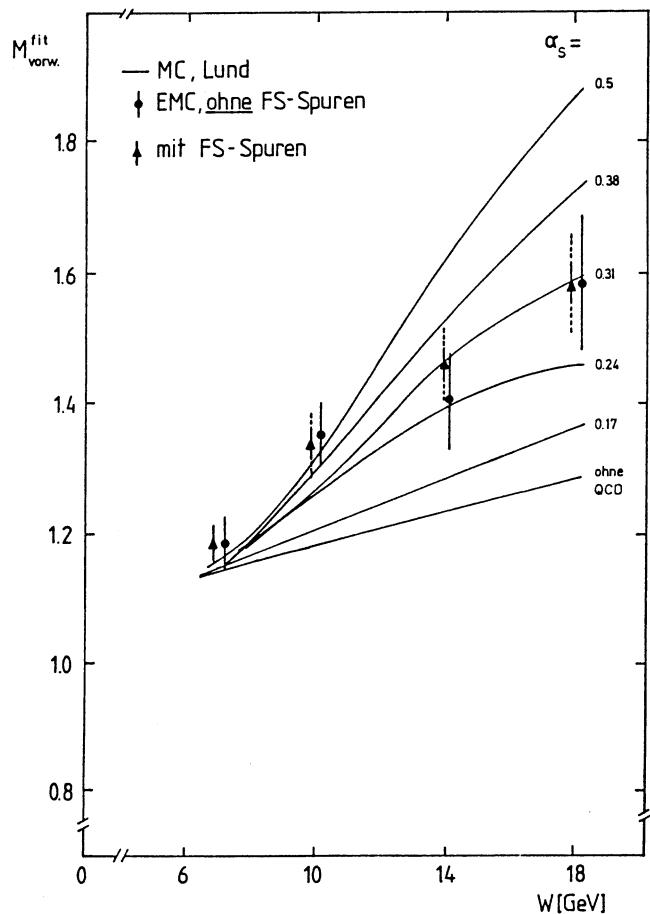


Abbildung 69: Vergleich der  $M$ -Werte aus dem Vertexspektrometer und den korrigierten Werten aus dem Gesamtspektrometer

indem man auf das Vorwärtsspektrometer für den Hadronnachweis vollständig verzichtet. Wegen der dann geringeren Akzeptanz für Hadronen bei hohem  $W$

führt dieses Verfahren jedoch bei den meisten Verteilungen zu unbrauchbaren Resultaten. Nur bei der Messung der Massenparameter  $M$  der Jetprofile, bei denen die Energieverteilung des gesamten Jets in einer Zahl zusammengefaßt wird, erhält man bei Verwendung nur der SC- und VS-Spuren brauchbare  $M$ -Werte völlig unabhängig von der FS-Akzeptanz. Die Werte für  $M$  aus dem Vertexspektrometer sollten als physikalische Observable mit den unter Berücksichtigung der korrigierten, wahren FS-Akzeptanz in Kap. 7 gewonnenen übereinstimmen. Im Abb. 69 erkennt man, daß sich beide Messungen von  $M(W)$  kaum unterscheiden, was sowohl die mit Hilfe der  $K^0$ -Rate bestimmte wahre FS-Akzeptanz als auch den dort ermittelten Fehler gut bestätigt. Bestimmt man aus  $M(\text{Vertexspektrometer})$  einen Wert für  $\alpha_s$ , so ergibt sich

$$\alpha_s(20\text{GeV}) = 0.29 \pm 0.04_{\text{stat.}} \quad (83)$$

Der hohe statistische Fehler ist durch die geringere Akzeptanz des Vertexspektrometers bei hohem  $W$  bedingt, dafür fehlt der systematische Fehler der Vorwärtspektrometerakzeptanz.

## Referenzen

- [1] L.v. Lindern, Il Nuovo Cim. 5 (1957) 491;  
M. Koshiba, Proc. 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester, (1960) 812;
- [2] K. Eggert et al., Nucl. Phys. B98 (1975) 49 und 73;  
F.W. Büsser et al., Phys. Lett. 46B (1973) 471;  
G. Finocchiaro et al.; Phys. Lett. B50 (1974) 396;  
P. Darriulat et al.; Nucl. Phys. B107 (1976) 429;
- [3] D.P. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830;  
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 86B (1979) 243;  
Ch. Berger et al., Phys. Lett. 86B (1979) 418;  
W. Bartel et al., Phys. Lett. 91B (1980) 42;
- [4] G. Miller et al., Phys. Rev. D5 (1972) 528;  
S. Stein et al., Phys. Rev. D12 (1975) 1884;  
W.B. Atwood et al., Phys. Lett. 64B (1976) 479;  
A. Bodek et al., Phys. Rev. D20 (1979) 1471;  
M.D. Mestayer et al., Phys. Rev. D27 (1983) 285
- [5] N. Schmitz, Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Bonn (1981) 527, Ed.: W. Pfeil;  
P. Allen et al., Nucl. Phys. B188 (1981) 1;  
H.C. Ballagh et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 556;  
M. Derrick et al., Phys. Lett. 88B (1979) 177;  
R. Batley, Doktorarbeit, Oxford University (1981);  
H. Deden et al., Nucl. Phys. B181 (1981) 375;
- [6] J.J. Aubert et al., (EMC) Phys. Lett. 95B (1980);  
J.J. Aubert et al. (EMC), Phys. Lett. 100B (1981) 433;
- [7] A. Schlagböhmer, Dissertation, Universität Freiburg (1986);
- [8] P.M. Zerwas, Vorlesungen beim QCD-Meeting der EMC, Aachen (1984);

- [9] G. Altarelli, Proc. XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley (1986);  
U. Amaldi et al., Phys. Rev. D36 (1987) 1385;
- [10] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7 (1957) 231;  
R. Hofstadter et al., Phys. Rev. Lett. 6, (1961) 293;
- [11] W.K.H. Panofsky, Proc. of the 14<sup>th</sup> Int. Conf. on High Energy Physics, Wien (1968);  
E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930;  
M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935;
- [12] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214;  
G. Zweig, CERN-TH 401 und 412, (1964);
- [13] R.P. Feynman, Photon-Hadron-Interactions, W.A. Benjamin (1972);  
J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975;
- [14] J. Drees, H. Montgomery, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 383
- [15] J.D. Bjorken, Phys. Rev. Lett. 179 (1969) 1547;  
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415;
- [16] Ch. Berger et al. (PLUTO), Phys. Lett. 81B (1978) 410, 86B (1979) 413 und 418;
- [17] R. Brandelik et al. (TASSO), Phys. Lett. 83B (1979) 261, 86B (1979) 243 und 89B (1979) 418;
- [18] O.W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 122;  
Y.Nambu, 'Preludes in Theoretical Physics', Amsterdam (1966) 133;
- [19] H. Fritzsch et al.; Phys. Lett. 47B (1973) 365;  
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, 16<sup>th</sup> Conf. on High Energy Physics, Chicago (1972);
- [20] F. Wilczek, K. Lane, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32, (1982) 177;  
H. Georgi, H.D. Politzer, Phys. Rev. D9 (1974) 416;  
H.D. Politzer, Phys. Rep. 14C (1974) 129;  
W. Marciano, H. Pagels, Phys. Rep. 36C (1978) 137;  
D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. D23 (1973) 349;
- [21] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33, (1971) 173;

- [22] J. Kogut, L. Suskind, Phys. Rev. D9 (1974) 697 und 3391;
- [23] P.C. Bosetti et al., Nucl. Phys. B142 (1978) 1;  
 J.G.H. de Groot et al., Phys. Lett. 82B (1979) 292;  
 L.F. Abbot et al., Phys. Rev. D22 (1980) 582;  
 J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B259 (1985) 189;  
 J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B272 (1986) 281;
- [24] J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B272 (1986) 158;  
 J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B259 (1985) 189;  
 J.J. Aubert et al., CERN-EP 87-66, (1987)
- [25] R. Voss, T. Sloan und R. Smadja, Review, 'Results from Deep Inelastic Scattering', in Vorbereitung;  
 R. Voss, Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Hamburg (1987), in Vorb.;
- [26] G. Altarelli, G. Martinelli, Phys. Lett. 76B (1978) 89;  
 G. Altarelli, 'Chromodynamics and Deep Inelastic Processes, Ecole Int. des Part. Elementaires, Kupari (1979);  
 A. Mendez, Nucl. Phys. B145 (1978) 199;
- [27] R.D. Peccei, R. Rückl, Nucl. Phys. B162 (1980) 125;
- [28] R. D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1;  
 R. P. Feynman, R.D. Field, C.G. Fox; Nucl. Phys. B128 (1977) 1;
- [29] T. Meyer, Z. f. Phys. C12, (1982) 77
- [30] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 349;  
 A. Ali et al.; Phys. Lett. 93B (1980) 155;
- [31] A.J. Buras, K.J.F. Gaemers, Nucl. Phys. B132 (1878) ;  
 M. Glück, E. Reya, Nucl. Phys. B130, (1977) 76;  
 M. Glück, E. Hoffmann und E. Reya, Z. f. Phys. C13 (1982) 119;
- [32] X. Artru, G. Mennesier, Nucl. Phys. B70 (1974) 93;  
 X. Artru, Phys. Rep. 97 (1983) 147;

- [33] B. Anderson et al, Z. f. Phys. C9, (1981) 233;  
 B. Andersson et al, Phys. Rep. 97, No. 2 (1983) 31;  
 The Lund MC-Programs, CERN Long Writeup (1986);  
 B. Anderson et al., Z. f. Phys. C1, (1979) 105;  
 B. Anderson et al., Phys. Lett. 94B, 211 (1980);  
 B. Anderson et al., Nucl. Phys. B178 (1981) 242;  
 B. Anderson et al., Phys. Lett. 85B 417 (1979);  
 T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27, (1982) 243;
- [34] J. Arneodo et al., (EMC), Z. f. Phys. C34 (1987) 283;
- [35] D.H. Saxon, Rutherford-Lab. Report, RAL 86-057, (1986);  
 S.L. Wu, DESY 84-028, (1984);
- [36] G. Parisi, R. Petronzio, Nucl. Phys. B154 (1979) 427;
- [37] J.J. Aubert et al., (EMC) Phys. Lett. 95B (1980) 101;  
 J.J. Aubert et al., (EMC) Phys. Lett. 119B (1982) 233;  
 J. Arneodo et al., (EMC) Phys. Lett. 149B (1984) 415;  
 J. Arneodo et al., (EMC) Z. f. Phys. C36, (1987) 527;
- [38] B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Z. f. Phys. C12 (1982) 49;  
 G. Ingelman, B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B206 (1982) 239;
- [39] W. Hofmann, Proc. Int. Symp. on Lepton-Photon Interactions, Hamburg (1987) in Vorb.;
- [40] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 1 B.R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 492;
- [41] J. Arneodo et al., (EMC) Z. f. Phys. C31 (1986) 333;
- [42] U. Bengtsson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, DESY-Preprint, in Vorbereitung;  
 M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Universität Lund, Preprint LU-TP 87-10, (1987)
- [43] U. Bengtsson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, DESY 87-097 (1987) und private Mitteilung;  
 M. Bengtsson, Dissertation, Universität Lund, (1987);

- [44] W. Bartel et al. (JADE), Phys. Lett. 101B (1981) 129;
- [45] N. Geddes, Dissertation, Oxford University (1985);
- [46] M. Pötsch, Dissertation, Universität Gesamthochschule Wuppertal WUB-Di 86-5 (1986);
- [47] M. Scholz, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1986);
- [48] J.P. Albanese et al., Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 111;
- [49] S. Wheeler, Doktorarbeit, University of Sheffield, (1985);  
M. Arneodo et al., (EMC), Z. f. Phys. C33 (1986) 107;
- [50] K. R. Long, Dissertation, Oxford University, RAL-T001, (1984);
- [51] H. Wind, Nucl. Inst. Meth. 115 (1974) 431;
- [52] F. Montanet, Dissertation, Universität Marseille (1986);
- [53] J. Drees, Universität GH Wuppertal, WUB 78/16, (1978);
- [54] L.W. Mo und Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205;
- [55] A.S. Johnson, Dissertation, Oxford University (1984);
- [56] A. Haas, EMC-Interner Bericht 80-30 (1980);
- [57] M. Dröbnitzky, Diplomarbeit, RWTH Aachen, (1987);
- [58] F. Janata, EMC-Interner Bericht, (1985);
- [59] K. Ziemons, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1987);
- [60] A. Jacholskowska, EMC-Analysis-Meeting, Dezember 1985;
- [61] X. de Bouard, EMC-Analysismeeting, (1984);  
C. P. Bee, EMC-Interner Bericht 86-8, (1986);  
F. Brasse, EMC-Interner Bericht 83-20, (1983);  
A.P. Renton, EMC-Analysismeeting, (1984);  
H. Cheung, EMC-Analysismeeting, (1986);  
X. de Bouard, EMC-Analysismeeting (1984);  
NA9-Monte-Carlo, EMC-Interner Bericht 82-5 (1982);

- [62] S.D. Drell, D.J. Levy und T.M. Yan, Phys. Rev. 187 (1969) 2158;  
 Ch. Berger et al., (PLUTO) Phys. Lett. 78B (1978) 176;  
 G. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1609;
- [63] S. Brandt, Ch. Peyrou, R. Sosnowski und A. Wroblebski, Phys. Lett. 12 (1964) 57;  
 A. de Rujula et al., Nucl. Phys. B 138 (1978) 387 ;  
 G.C. Fox, S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1581 und Nucl. Phys. B149 (1979) 413;  
 S. Brandt, H. Dahmen, Z. f. Phys. C1 (1979) 61;  
 A. Farhi, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1587;  
 J.D. Bjorken, S.L. Brodsky, Phys. Rev. D1 (1970) 1416;
- [64] M. Althoff et al., (TASSO), Z. f. Phys. C22 (1984) 307;  
 R. Brandelik et al.,(TASSO), Phys. Lett. 83B (1979) 261;
- [65] M. Arneodo et al., (EMC), Z. f. Phys. C 35 (1987) 417;
- [66] D.H. Saxon, Rutherford-Lab. Rep., RAL-86-057 (1986);
- [67] M. Düren, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1982)
- [68] G. Sterman, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 39, (1977) 1436;
- [69] B. Adeva et al., (MarkJ), Phys. Rep. 109 (1984) 131;
- [70] B. Anderson, G. Gustafson, Phys. Lett. 84B (1979) 483;
- [71] W. Ochs, L. Stodolski, Phys. Lett. 69B, (1977) 225;  
 H. Fesefeldt, W. Ochs, L. Stodolski, Phys. Lett. 74B (1978) 389;  
 W.Ochs, L. Stodolsky, Phys. Lett. 69B (1977) 225;  
 A. Bialas, L. Stodolsky, Phys. Rev. D13 (1976) 1199;
- [72] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415;  
 R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 273;
- [73] H. Fesefeldt, RWTH Aachen, PITPA 85-02 (1985)
- [74] P. Allen et al.; Phys. Lett. 69B (1982) 77
- [75] I.V. Ajinenko et al., Z. f. Physik C16 (1983) 291;  
 M. Barth et al., Nucl. Phys. B192, (1981) 289;

- [76] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P.M. Zerwas, Phys. Rev. D27 (1983) 105;
- [77] G. Ingelman, Z. f. Phys. C26 (1984) 483;
- [78] W.J. Stirling, Proc. of Int. Symp. on Lepton-Hadron Interactions, Hamburg 1987, in Vorbereitung;  
S.L. Wu, *ibid.*;  
D.W. Duke, R.G. Roberts, Rutherford Lab. Rep., RAL 84-079 (1984);
- [79] G. Altarelli, Proc. Europhys. Conf., Bari (1985) 728;
- [80] M. Bacé, Phys. Lett. 78B, (1978) 132;
- [81] G. Berghoff, Proc. of the XXI. Rencontre de Moriond (1986), Ed. J. Tran Thanh Van;
- [82] N. Sakai, Phys. Lett. 85B, (1979) 67;  
E. Berger, Phys. Lett. 89B, (1980) 241;  
R.M. Barnett, Phys. Rev. D27 (1983) 89;  
E. Berger, Z. f. Phys C, (1980) 289;  
G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Inst. Meth. B126, (1977) 298;  
J.J. Aubert et al., (EMC), Z. f. Phys. C30 (1986) 23;
- [83] T. Sloan, Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Uppsala (1987), CERN-EP/87-188 in Vorb.;
- [84] K. Varwell et al. (BEBC WA59), Z. f. Phys. C 36 (1987) 1;
- [85] M. Düren, Dissertation, RWTH Aachen (1987);
- [86] W.A. Bardeen et al., Phys. Rev. D18, (1978) 3998;
- [87] G. Ingelman, Phys. Scripta 33 (1986) 39;  
T. Sjöstrand, DESY 84-023, (1984);
- [88] B. Naroska, DESY 86-113 (1986) und Phys. Rep. 148 (1987) 67;
- [89] S. Bethke, DESY 86-115 (1986);
- [90] B. Adeva et al., (Mark J), Phys. Lett. B180, (1986) 181,  
B. Adeva et al., Phys. Rev. Lett. 54, (1985) 1750;
- [91] H. Albrecht et al., (ARGUS) DESY 87-087;

- [92] M. Arneodo et al., Z. f. Phys. C, (1986) 1;
- [93] F. Ceradini, CERN-EP 86-142 (1986);  
B. Mansoulie, 'First 5 years of UA1 and UA2', Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay DPhPE 86-21 (1986);
- [94] P. Mättig, DESY 86-161(1986);
- [95] T. Akesson et al. (AFS), CERN-EP 86-52 und Z. f. Phys. C32 (1986) 317;
- [96] P. Renton, Nucl. Phys. Lab. Report, Oxford, 63-1986;
- [97] M. Arneodo et al., Z. f. Phys. C 35 (1987) 433;
- [98] J.A. Appel et al., (UA2), Z. f. Phys. C30 (1986) 341;  
P. Bagnaia, in: Proc. of 6<sup>th</sup> Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Aachen, Ed.: K. Eggert, H. Faissner, E. Radermacher (1986);
- [99] G. Arnison et al. (UA1), Phys. Lett. 158B (1985) 494;  
J. A Coughlan (UA1), in: Proc. of 6<sup>th</sup> Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Aachen, Ed.: K. Eggert, H. Faissner, E. Radermacher, (1986);

## Danksagung

Ein großes Experiment wie das der EMC gelingt nur bei reibungsloser Zusammenarbeit aller Beteiligten. Hierfür möchte ich mich bei allen Kollegen der EMC bedanken.

Ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Schultze, dem Leiter der Aachener EMC-Gruppe. Von ihm kam die Anregung zur Mitarbeit bei der EMC; sein großes Interesse an dieser Arbeit und mancher gute Rat waren eine große Hilfe.

Herrn Prof. Dr. A. Böhm und Herrn Dr. D. Lanske möchte ich für Diskussionen zum Inhalt der Arbeit, für deren Durchsicht und die Anregung zu einer Reihe von Verbesserungen danken.

Die Klärung vieler physikalischer Fragen - besonders zur Theorie - verdanke ich den Vorlesungen von Herrn Prof. Dr. H. Faissner und Herrn Prof. Dr. P.M. Zerwas. Auch bei schwierigen Zusammenhängen machten sie dem Experimentalphysiker den physikalischen Kern deutlich.

Für die freundschaftliche Zusammenarbeit und die vielen Diskussionen beim Kaffee oder Bier in Aachen und Genf schulde ich Herrn Dr. H. Fesefeldt und den Aachener EMC-Mitgliedern M. Drobnitzky, M. Düren, Dr. F.J. Hasert, M. Scheer, M. Scholz, L. Urban und K. Ziemons sowie der Particle Identification Group (PIG) großen Dank.

Die exzellente Betreuung der Rechenanlagen des III. Phys. Inst. A durch die Herren A. Brach und H. Szczesny muß ebenso erwähnt werden, wie die große Sorgfalt des Auswertepersonals bei der Messung der Streamerkammerbilder.

Ohne die Unterstützung durch meine Frau wäre die Arbeit um vieles schwieriger gewesen; am geringsten zählt dabei gewiß die Anfertigung der Zeichnungen.

## Lebenslauf

Am 23.4.1955 wurde ich als erstes von drei Kindern der Krankenschwester Ellen Berghoff, geb. Wolgem und des Werkmeisters Erich Berghoff in Aachen geboren.

Von 1962 bis 1966 besuchte ich die Volkschule in Aachen und Attendorn/Westf., danach dort das Städt. Gymnasium bis zur Reifeprüfung 1974. Meinen Zivildienst leistete ich bis Oktober 1975 ab.

Vom Wintersemester 1975 an studierte ich Physik an der RWTH Aachen. Nach dem Vordiplom und einigen Monaten als Graduate Student und Research Assistant an der Northeastern University, Boston/USA nahm ich ab Sommer 1980 am MARK-J-Experiment am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA in Hamburg teil. In der Gruppe von Prof. Dr. A. Böhm, III. Phys. Institut A der RWTH schrieb ich nach einem gut einjährigem Aufenthalt am DESY meine Diplomarbeit über "Hadronische Ereignisse mit Myonen" an. Die Diplomprüfung bestand ich im Januar 1983. Seitdem arbeite ich als wissenschaftlicher Angestellter in der Gruppe von Prof. Dr. K. Schultze am selben Institut. Von Juni 1983 bis heute nahm ich mit dieser Gruppe am NA9-Experiment der EMC-Kollaboration bei CERN in Genf teil.

Seit dem 1.6.1984 bin ich mit der Architektin Ingrid Holweg-Berghoff verheiratet.