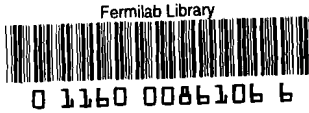


E665



Hadronisation in schweren Kernen

INAUGURALDISSERTATION

zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Brsg.

vorgelegt von
Mathias Otto Wilhelm
aus Landstuhl

September 1993

Inhaltsverzeichnis

FERMILAB LIBRARY

1	Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Kinematische Variablen	4
1.3	Quantenchromodynamik	6
1.4	Quark-Parton-Modell	7
1.5	Fragmentationsmodelle	9
1.5.1	LUND-String-Modell	9
1.5.2	Parton-Schauer-Modell bzw. Cluster-Modell	11
1.6	Hadronisation in Kernen	14
1.6.1	Der EMC-Effekt	16
1.6.2	Formierung der Hadronen	18
1.6.3	Entwicklung der Hadronen im Targetkern	19
1.6.4	Wechselwirkung der Hadronen mit dem Targetmaterial	20
2	Das Experiment E665	21
2.1	Der Myonenstrahl	23
2.2	Das Spektrometer	25
2.2.1	Detektorübersicht	25
2.2.2	Targetaufbau	28
2.3	Datenverarbeitung	32
2.3.1	Datenauslese	32
2.3.2	Spurrekonstruktion	33
2.3.3	Datenreduktion	35

gile Theris AAFS217

3	Hadronisation in Deuterium	45
3.1	Die mittlere Multiplizität geladener Spuren	46
3.2	Der longitudinale und transversale Impulsanteil der geladenen Spuren	50
3.3	Der auf ν normierte Longitudinalimpuls z_{had}	52
3.4	Die Rapidityverteilung	53
3.5	Der 'Seagull-Plot'	54
3.6	Schlußfolgerung	55
4	Hadronisation in schweren Kernen	56
4.1	Die mittlere Multiplizität geladener Spuren	58
4.2	Der mittlere quadratische Longitudinalimpuls	63
4.3	Der mittlere quadratische Transversalimpuls	68
4.4	Die Rapidityverteilung	74
4.5	Die Verteilung von z_{had}	79
4.6	Die Verteilung für Feynman x	84
4.7	Der negative Logarithmus von x_f	85
4.8	Die Multiplizitätsverteilung des 'Leading Hadron'	88
5	Zusammenfassung	90

Kapitel 1

Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung

1.1 Einleitung

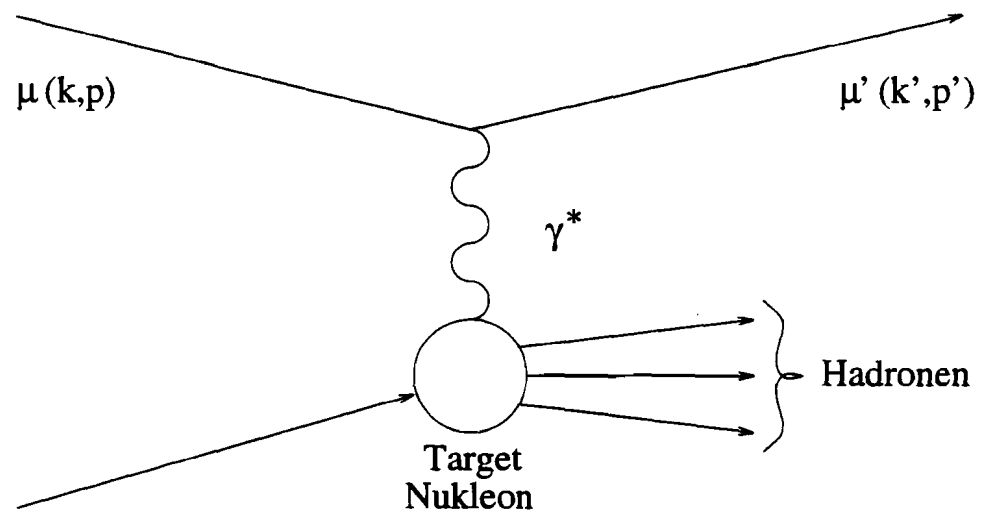


Abbildung 1.1: Lepton-Nukleon-Vertex

Weltweit finden zur Zeit Streuexperimente zur Bestimmung der inneren Struktur der Materie statt. An großen Beschleunigern werden Teilchen unterschiedlicher Art an festen Targets oder anderen Teilchenstrahlen gestreut. In der Vielzahl der Experimente zeichnen sich Lepton-Nukleon-Streuexperimente dadurch aus, daß das Projektil bzw. die Sonde in dem verwendeten Energiebereich keine innere Struktur aufweist. Anfänglich verwendete man Elektronen als streuendes Lepton, mit fortschreitender Erhöhung

der Beschleunigerenergie wechselte man jedoch bald zu Myonen. Diese verhalten sich wie Elektronen (μe -Universalität), besitzen aber eine 206-fach größere Masse, wodurch Strahlungskorrekturen bei gleicher Strahlenergie eine geringere Rolle spielen als bei der Elektronstreuung.

Das Experiment E665 [1], dessen Daten dieser Arbeit zugrunde liegen, streut Myonen der Strahlenergie von ca. 500 GeV an verschiedenen nuklearen Targets. Die Art der Wechselwirkung des Leptons mit den Nukleonen ist in diesem Energiebereich von $\sqrt{s} < 30$ GeV stark dominiert durch den Austausch eines Photons [2][3]. Wechselwirkungen über den Austausch von Vektorbosonen (W,Z) haben einen Anteil von weniger als 1% [4] und werden in der nachfolgenden Analyse nicht berücksichtigt. Der Lepton-Photon-Vertex läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik eindeutig beschreiben. Die eigentliche Sonde, mit der die Struktur der Nukleonen analysiert werden soll, ist letztlich das virtuelle Photon, das die Wechselwirkung des Myons mit dem Target vermittelt (Abb.1.1).

1.2 Kinematische Variablen

Anhand des gestreuten Myons kann man die Kinematik des virtuellen Photons exakt bestimmen und erhält so einen Satz lorentzinvarianter Variablen, von denen zwei das Ereignis hinreichend charakterisieren. Tabelle 1.1 listet diese Variablen und ihre Definition in der Form auf, wie sie üblicherweise in der Beschreibung leptonischer Streueignisse Anwendung finden.

Q^2	$(k - k')^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$	Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons
ν	$\frac{E'q}{M}$	Energie des virtuellen Photons im Laborsystem
x_{bj}	$\frac{Q^2}{2M\nu}$	Bjorken SkalenvARIABLE
y	$\frac{\nu}{E}$	Bruchteil der übertragenen Gesamtenergie

Tabelle 1.1: Leptonische Variablen

Bei fester Strahlenergie sind nur zwei dieser Variablen voneinander unabhängig, so daß man den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt für

den beschriebenen Streuprozess folgendermaßen angeben kann:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_{bj}} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left((1 - y - \frac{Mx_{bj}y}{2E}) \frac{2F_2}{x_{bj}} + 2F_1 \frac{y^2}{2} \right).$$

Die innere Struktur des Nukleons wird dabei durch die beiden empirischen Strukturfunktionen $F_1(Q^2, x_{bj})$ und $F_2(Q^2, x_{bj})$ beschrieben, welche in mehreren Experimenten über den erreichbaren Bereich von Q^2 und x_{bj} gemessen werden.

W^2	$s = M^2 + 2M\nu - Q^2$	Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes
z	$\frac{E_i^{had}}{\nu}$	Energieanteil des Hadrons i
x_f	$\frac{p_i^{\parallel}}{p_{max}}$	x-Feynman
	$\approx \frac{2p_i^{\parallel}}{W}$	(für große W)
y	$\frac{1}{2} \ln \frac{(E_i + p_i^{\parallel})}{(E_i - p_i^{\parallel})}$	Rapidität

Tabelle 1.2: Hadronische Variablen

Neben den leptonischen Variablen betrachtet man zusätzlich die kinematischen Variablen der auslaufenden Hadronen, die bei dem Ereignis erzeugt wurden. Als Bezugssystem verwendet man dabei die Ebene, die das gestreute Myon mit dem virtuellen Photon bildet, und zeichnet als Vorzugsrichtung die Richtung des virtuellen Photons aus. Zur Veranschaulichung ist diese Definition in Bild 1.2 wiedergegeben. Zur Beschreibung der Hadronen verwendet man üblicherweise die in Tabelle 1.2 aufgelisteten Variablen, wobei die Impulse der Hadronen auf die Richtung des virtuellen Photons bezogen sind.

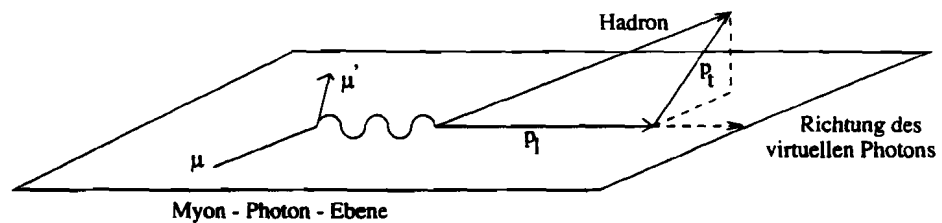


Abbildung 1.2: Schema der hadronischen Variablen

	QED	QCD
Quantenzahl	elektrische Ladung	Farbe
Fermionen	Elektronen	Quarks(Farb-Triplets)
Vektor-Bosonen	Photon	Gluonen(Farb-Oktett)
Eichgruppe	U(1) (abelsch)	SU(3)(nicht-abelsch)
Kopplungskonstante	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$	α_s
Bindungszustände	Positronium	Hadronen
freie Teilchen (asymptotische Zustände)	Elektronen, Positronen, Photonen	nur Hadronen; Quarks und Gluonen sind nicht frei

Tabelle 1.3: Vergleich zwischen QED und QCD

1.3 Quantenchromodynamik

Der Lepton-Photon-Vertex wird exakt von der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) beschrieben. Diese Theorie ist am besten von allen verfügbaren Theorien verstanden und experimentell verifiziert. Aufgrund der Tatsache, daß die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung klein ist gegen Eins ($\alpha = \frac{1}{137}$), können die Effekte störungstheoretisch behandelt werden.

Angesichts des Erfolges der QED, versuchte man nun bei der Beschreibung der starken Wechselwirkung einen analogen Weg zu beschreiten. Im ersten Ansatz zur Klassifizierung der Vielzahl der beobachteten Hadronen entstand ein Schema nach der Darstellung der SU(3)-Gruppe [7]. Die Teilchen, die sich nach der Fundamental-Darstellung der SU(3) transformieren sollten, bezeichnete man als *Quarks*, die in drei Versionen (*Flavour*) existieren sollten: *u*, *d* und *s* (für *up*, *down* und *strange*). Mesonen sind demnach Quark-Antiquarkzustände und Baryonen 3-Quark-Zustände.

Aus der Eichinvarianz der Quark-Lagrangedichte unter der Gruppe SU(3) erhält man drei weitere Quarkfreiheitsgrade, die üblicherweise mit rot, grün und blau bezeichnet werden und die Quantenzahl Farbe einführen. Da es sich bei der SU(3) um eine nicht-abelsche Eichgruppe handelt, müssen entsprechend der acht linear unabhängigen Erzeugenden der SU(3)-Farbgruppe acht Vektorfelder eingeführt werden, die allgemein als Gluonen bezeichnet werden.

Ein tabellarischer Vergleich zwischen der QED und der QCD ist in Tabelle 1.3 [3] wiedergegeben.

Die Analogie zwischen der QED und der QCD endet bei der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung. Sie bleibt nur in Spezialfällen klein gegen Eins, wodurch nur in diesen Fällen eine quantitative Aussage störungstheoretisch möglich ist. Für den Fall der Hadronisation, bei der α_s in der

Größenordnung von Eins liegt, muß auf phänomenologische Modelle zurückgegriffen werden.

In erster Ordnung QCD lässt sich α_s beschreiben als:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N_f) \ln(\frac{Q^2}{\lambda^2})}$$

wobei N_f die Anzahl der Quarkflavours angibt. Anhand dieser Gleichung kann man auch sehen, daß bei zunehmender Ortsauflösung, also $Q^2 \rightarrow \infty$, die Kopplung zwischen den Quarks gegen Null geht, diese also quasi frei sind ('asymptotische Freiheit'). Diese Beobachtung bestätigt das im Nachfolgenden beschriebene Quark-Parton-Modell.

1.4 Quark-Parton-Modell

Das Quark-Parton-Modell [8] dient der Beschreibung relativistischer Hadronen und beruht auf der Annahme, daß das Hadron als ein Bündel von Partonen betrachtet werden kann. Die Partonen tragen dabei anteilig den Impuls des Hadrons. Um im Fall der Lepton-Nukleon-Streuung ein relativistisches Hadron zu betrachten, muß man in ein geeignetes Bezugssystem wechseln. Hierbei bietet sich das Breit-System an, in dem das streuende Lepton vor und nach der Streuung dieselbe Energie hat und die Richtung des virtuellen Photons eine der Raumachsen festlegt. In diesem Fall überträgt das virtuelle Photon nur Dreierimpuls, der Energieübertrag ist Null. Betrachtet man $Q^2 \rightarrow \infty$ und $\nu \rightarrow \infty$ bei festem x_{bj} , so strebt der Impuls des Hadrons gegen Unendlich und es liegt ein relativistisches Hadron vor. Diesen Grenzwert bezeichnet man als Bjorken-Limes.

Bei der Lepton-Nukleon-Streuung geschieht die Wechselwirkung zwischen dem virtuellen Photon und einem der für große Q^2 und ν quasifreien Konstituenten des Hadrons. Versuche am SLAC haben gezeigt, daß die Annahme der asymptotischen Freiheit bereits ab einem Wert für $Q^2 > 1$ GeV zulässig ist [9].

Die zweite Annahme des Modells besagt, daß man für einen Streuprozeß die Reaktionsraten für Hadronen so berechnet, daß man erst die Reaktionsrate für den Prozeß mit freien Partonen berechnet und dann inkohärent über die Beiträge aller Partonen im Hadron summiert. Aus dieser Vorschrift läßt sich ableiten, daß die Strukturfunktionen im Bjorken-Limes nur noch von der Bjorken-Skalenvariablen x_{bj} abhängen:

$$F_{1,2}(Q^2, \nu) = F_{1,2}(x_{bj})$$

Die Skalenvariable kann dabei als der vom Parton getragene Impulsbruchteil am Gesamtimpuls des Hadrons interpretiert werden. Im Bjorken-Limes läßt sich für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen die Strukturfunktion F_1 durch F_2 ausdrücken als [10]:

$$2x_{bj}F_1(x_{bj}) = F_2(x_{bj}) \quad (\text{Callan - Gross - Relation})$$

Die Strukturfunktion F_2 ergibt sich dann zu:

$$F_2(x_{bj}) = x_{bj} \sum_{i=1}^n q_i^2 f_i(x_{bj})$$

wobei $f_i(x_{bj})$ die Wahrscheinlichkeit darstellt, ein Quark vom Typ i mit der Ladung q_i und dem Impulsanteil x_{bj} vorzufinden.

Nach dem Stoß entfernt sich das gestoßene Parton von den verbleibenden Konstituenten des Hadrons. Dabei wächst die potentielle Energie des Systems aus sich entfernendem Parton und Targetrest ständig an, bis es in der weiteren Reaktion in Hadronen zerfällt, wie sie dann im Endzustand beobachtet werden. Zur Beschreibung dieses Hadronisationsprozesses dienen verschiedene Modelle, wie sie im Nachfolgenden wiedergegeben sind.

1.5 Fragmentationsmodelle

Im Gegensatz zum ursprünglichen Prozeß, in dem die Streuung des virtuellen Photons an einem Parton erfolgt und der störungstheoretisch behandelbar ist, laufen die nachfolgenden Prozesse der Hadronisation bei kleinen Werten von Q^2 ab. Als Ausweg bieten sich mehrere phänomenologische Modelle an, von denen die gängigsten Kandidaten vorgestellt werden.

1.5.1 LUND-String-Modell

Im LUND-String-Modell [11][12] geht man davon aus, daß die Farbkraft zwischen den einzelnen Quarks über einen eindimensionalen masselosen Farbflußschlauch vermittelt wird an dessen Enden sich jeweils ein Quark befindet. Entfernen sich zwei Quarks voneinander so gewinnt dieser String an Energie gemäß dem Potential:

$$V = \kappa x$$

wobei x die Distanz zwischen den Quarks darstellt und κ zu $1 \text{ GeV/fm} = 0.2 \text{ GeV}^2$ angenommen wird. Entfernen sich die Quarks so weit voneinander, daß die Energie des Strings ausreicht ein Quark-Antiquark-Paar zu bilden, dann steigt die Wahrscheinlichkeit, daß der String aufreißt. An der Bruchstelle wird ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt, das zunächst als masselos angenommen werden muß, da der Farbflußschlauch keine Ausdehnung hat und nur die longitudinale Impulskomponente trägt.

Um die Quarkmassen und auch die transversale Impulskomponente einzuführen, bedient man sich des quantenmechanischen Tunneleffekts. Dieser beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß die Quarks in den klassisch erlaubten Bereich tunneln als:

$$W(m_t, p_t^2) = e^{-\frac{\pi m_t^2}{\kappa}}$$

wobei die transversale Masse m_t gegeben ist als:

$$m_t^2 = m_f^2 + p_t^2$$

und somit:

$$W(m_t, p_t^2) = e^{-\frac{\pi m_f^2}{\kappa}} e^{-\frac{\pi p_t^2}{\kappa}}.$$

Da die Masse der Quarkflavour m_f und der Transversalimpuls p_t in dieser Gleichung in unabhängigen Faktoren auftreten, sind die p_t -Verteilungen von der Quarkmasse und damit von der Quarkart unabhängig.

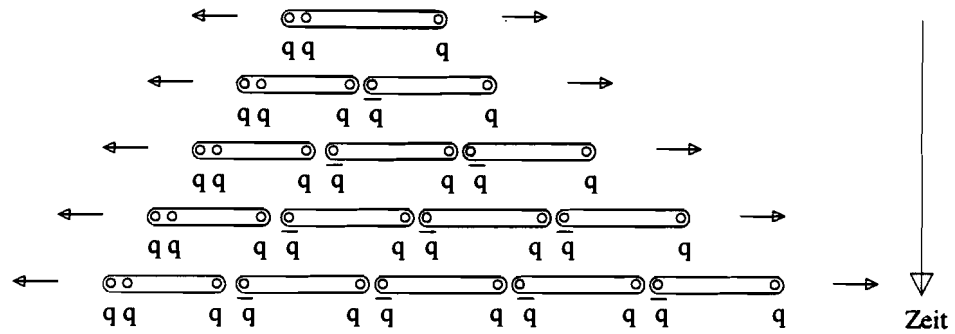


Abbildung 1.3: Das Prinzip des LUND-String-Modells

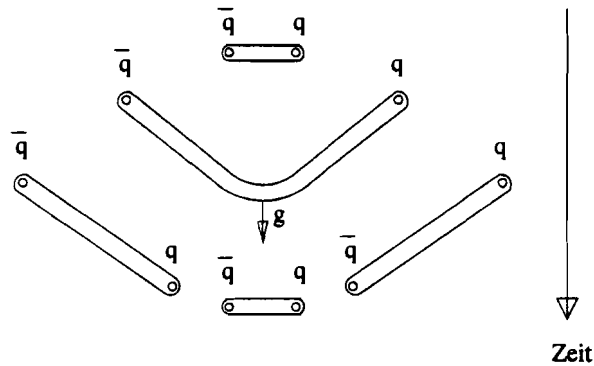


Abbildung 1.4: Gluonabstrahlung im LUND-String-Modell

Aufgrund der Massenabhängigkeit der Erzeugungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Flavours werden die schweren Quarks entsprechend unterdrückt:

$$W(u) : W(d) : W(s) : W(c) = 1 : 1 : 0.3 : \sim 10^{-11}$$

Die erzeugten Quarks driften analog zu den ursprünglichen Quarks auseinander, so daß auch die Strings zwischen diesen Quarks auseinanderbrechen, bis die in den Strings deponierte Energie für die Erzeugung weiterer Quarks nicht mehr ausreicht. Das Prinzip dieser Fragmentation ist in Bild 1.3 dargestellt.

Neben der Quarkfragmentierung bindet das Modell auch die Gluonfragmentation ein. Dabei interpretiert man die Abstrahlung eines Gluons als einen Knick im String zwischen den Quarkpaaren, wie es in Bild 1.4 gezeigt ist. Da an das Gluon im Gegensatz zu den einfach angebotenen Quarks zwei Strings koppeln, ist auch die auf das Gluon einwirkende Kraft verdoppelt. Im Modell unterscheidet man drei Arten der Gluonabstrahlung:

- Früh in der Hadronisation und nahe dem primären Vertex strahlt ein Quark ein sogenanntes *hartes* Gluon ab. Dieser Prozeß ist störungstheoretisch behandelbar und führen zu einem zusätzlichen Teilchenjet.

- In der weiteren Hadronisation werden kollineare Gluonen nahe dem primären Quark abgestrahlt. Diese erzeugen aber keinen nennenswerten Transversalimpuls und beeinflussen lediglich die Longitudinalimpulsverteilung.
- Neben den kollinearen Gluonen werden noch sogenannte *weiche* Gluonen ausgesandt. Diese bewirken kein Aufreißen des Strings und erzeugen demnach nur einen zusätzlichen Transversalimpuls.

Ein Problem dieses Modells ist, daß im Verhältnis zu den erzeugten Mesonen zu wenig Baryonen im Hadronisierungsprozeß entstehen. Dies steht im Gegensatz zu den in Experimenten gemessenen Verteilungen von Mesonen und Baryonen. Um diese Beobachtung zu modellieren werden Baryonen dadurch beigemischt, daß an den Stringaufbruchstellen statt Quark-Antiquark-Paaren Diquark-Antidiquark-Paare erzeugt werden.

Das Modell wurde ursprünglich für e^+e^- -Kollisionen entwickelt, bei denen aus dem primären Feuerball ein $q\bar{q}$ -Paar entsteht. Bei der Lepton-Nukleon-Streuung ersetzt man dieses Ausgangspaar durch die Kombination vom gestreuten Quark und den verbleibenden Targetfragmenten (wie dies bereits in Bild 1.3 gezeigt ist).

1.5.2 Parton-Schauer-Modell bzw. Cluster-Modell

Beim Parton-Schauer-Modell[13] betrachtet man folgenden Mechanismus: Das gestreute Parton strahlt ähnlich den elektromagnetischen Schauern Gluonen ab, während es sich vom Targetrest entfernt. Diese wiederum zerfallen in zwei Gluonen bis die Energie des Gluons unter eine modellabhängige Schwelle sinkt und dieses Endgluon in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. Am Ende dieses Entstehungsprozesses kombiniert man die Quarks je nach Modellimplementation zu Hadronen. Im Cluster-Modell faßt man die entstandenen Quarks zu Clustern zusammen und führt diese dadurch in die Hadronen des Endzustandes über, daß man die bekannten Zerfallskanäle für diese primären Hadronen beachtet. Das Lund-Parton-Schauer-Modell verwendet im Gegenzug dazu wieder den oben beschriebenen Stringmechanismus, um aus den Quarks die farbneutralen Endzustände zu bilden. Eine schematische Darstellung des Parton-Schauer-Mechanismus ist in Bild 1.5 dargestellt.

In der Beschreibung dieses Prozesses dominieren drei Vertices: $q \rightarrow q'g$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$ (siehe Abb. 1.6). Die Q^2 -Abhängigkeit der Verteilungsfunktion der entstehenden Quarks und Gluonen wird durch die Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichung [14] beschrieben. Ein Parton mit Impulsbruchteil x' kann nur aus einem Quark oder Gluon mit einem $x > x'$ entstanden sein, da Impulserhaltung gilt. Also läßt sich die Wahrscheinlichkeit, ein

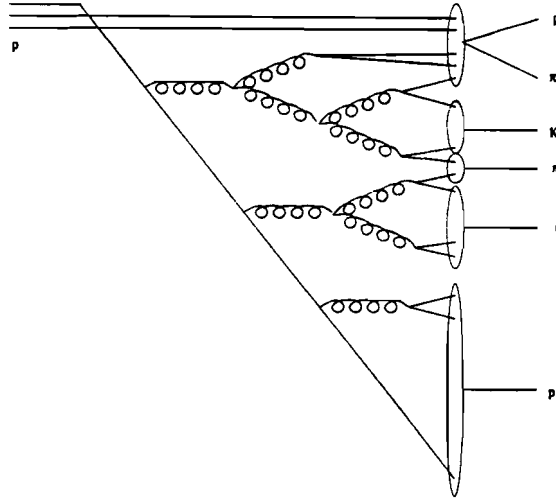


Abbildung 1.5: Hadronisation im Parton-Schauer-Modell

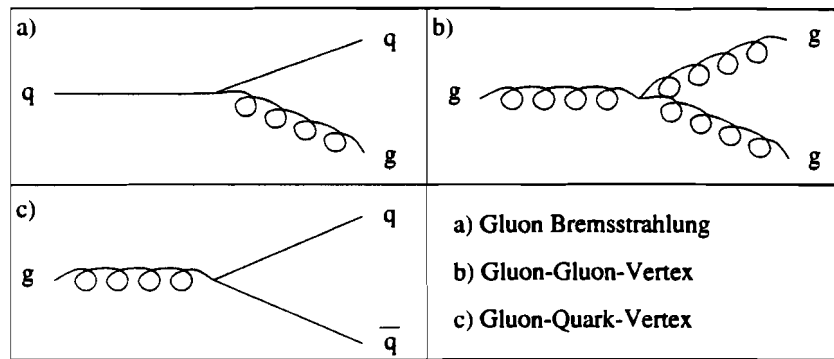


Abbildung 1.6: Quark-Gluon- bzw. Gluon-Gluon-Vertices

Quark $q_j(x')$ mit Flavour j zu finden, das aus einem Quark $q_i(x)$ mit Flavour i bzw einem Gluon $g(x)$ entstanden ist, schreiben als:

$$q^i(x, Q^2) P_{q^i q^j}(\frac{x'}{x}) + g(x, Q^2) P_{q^j g}(\frac{x'}{x})$$

$q^i(x, Q^2)$ bzw $g(x, Q^2)$ sind dabei die Quark-Verteilungsfunktion bzw. Gluon-Verteilungsfunktion, $P_{q^i q^j}$ und $P_{q^j g}$ die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten. Summiert man nun über alle Quarkflavours und integriert man über den für das Ausgangsparton zulässigen x -Bereich, so erhält man die Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichung für Quarks und für Gluonen:

$$\frac{\partial q^j(x, t)}{\partial t} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \sum_i \int_x^1 \left[q^i(x, t) P_{q^i q^j}(\frac{x'}{x}) + g(x, t) P_{q^j g}(\frac{x'}{x}) \right]$$

$$\frac{\partial g(x, t)}{\partial t} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \sum_j \int_x^1 \left[q^j(x, t) P_{gq^j} \left(\frac{x'}{x} \right) + g(x, t) P_{gg} \left(\frac{x'}{x} \right) \right]$$

mit $t = \ln \left(\frac{m_\alpha^2}{\Lambda} \right)$

m_α stellt hierbei die virtuelle Masse des initialen Partons dar.

Der hier beschriebene Prozeß behandelt bislang nur harte Gluonabstrahlung. Experimente haben aber gezeigt, daß die Abstrahlung weicher Gluonen nicht vernachlässigbar ist. Um dies zu berücksichtigen, modifiziert man den Entwicklungsparameter t zu:

$$t = \ln \left(\frac{m_\alpha (1 - \cos \theta)}{\Lambda} \right)$$

wobei θ den Öffnungswinkel zwischen den gebildeten Partonen ist.

1.6 Hadronisation in Kernen

Betrachtet man die Lepton-Nukleon-Streuung in schweren Kernen, so muß man einen vielschichtigen Prozeß betrachten, der in seiner Vielfalt nicht mehr analytisch beschreibbar ist, sondern nur über phänomenologische Modelle erfaßt werden kann. Die im vorigen Kapitel beschriebenen Modelle der Hadronisation wurden für die Streuung am freien Proton entwickelt und müssen nun unter dem Gesichtspunkt betrachtet werden, daß das getroffene Quark eine Umgebung von Protonen und Neutronen durchqueren muß.

Zur Beschreibung der Hadronisation im Kern kann man den Prozeß in vier Phasen gliedern: In der ersten Phase streut das Lepton am Quark und man untersucht den Wechselwirkungsquerschnitt für diese Reaktion in Abhängigkeit von der Kernmasse [15]. In der zweiten Phase bilden sich aus den Quarks, die im Streuprozeß entstanden sind, die Hadronen [16][17], die später im Detektor beobachtet werden. Hier finden die oben beschriebenen Hadronisationsmodelle Anwendung. In der dritten Phase bewegen sich die gebildeten Hadronen durch den Kern und können mit den verbliebenen Nukleonen des Targetkerns wechselwirken [18]. Die Grenze zwischen der Phase 2 und der Phase 3 ist fließend, da die Formierung der Hadronen noch nicht abgeschlossen sein kann, bevor ein weiteres Nukleon des Kerns erreicht wird oder gar der Kern verlassen wird.

Im Gegensatz zu Colliderexperimenten befindet sich - abhängig von der Vertexposition - weiteres Targetmaterial im Weg der Hadronen. In dieser vierten Phase kommt es zu Wechselwirkungen mit den Kernen dieses Resttargets, die von der ursprünglichen Reaktion unabhängig sind, wohl aber die gemessenen Verteilungen der hadronischen Variablen verändern.

Die verschiedenen Phasen der Entwicklung der Hadronen bis zum Verlassen des Targetbereichs sind in Abbildung 1.7 dargestellt.

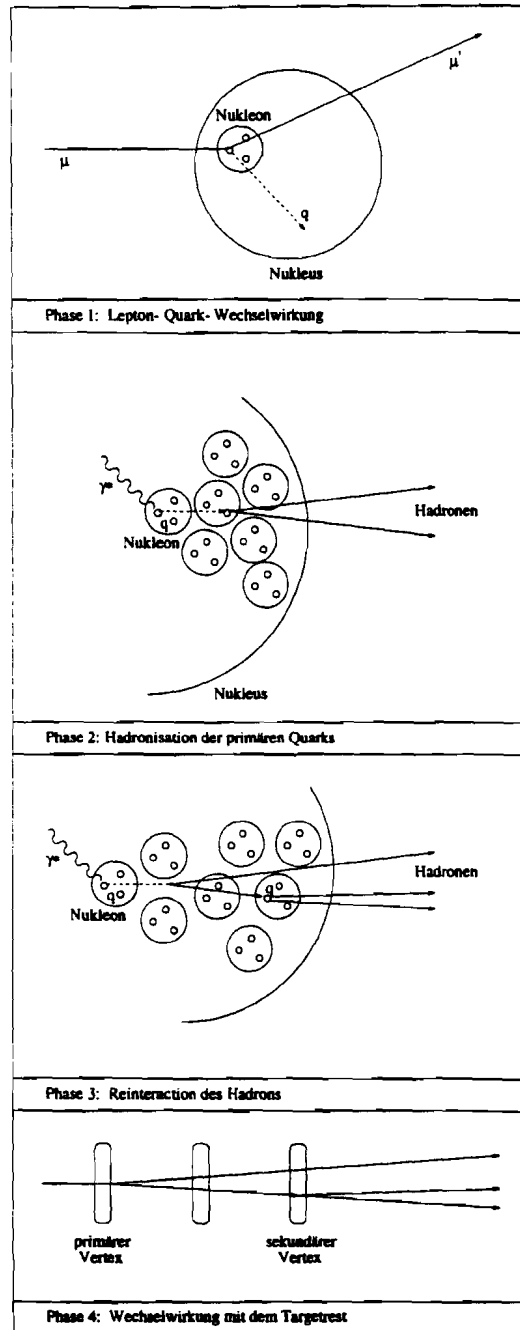


Abbildung 1.7: Die verschiedenen Phasen der Lepton-Kern-Wechselwirkung

1.6.1 Der EMC-Effekt

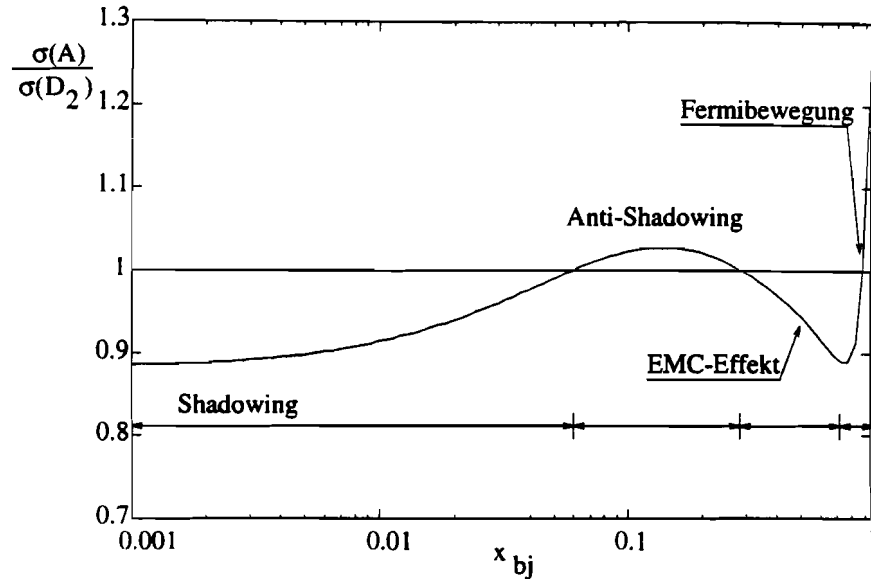


Abbildung 1.8: Schema für die verschiedenen Aspekte des EMC-Effekts. Die verwendete Funktion entspricht einer Parameterisierung der NMC.

Betrachtet man den Wechselwirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon-Streuung für verschiedene Targetmaterialien im Bezug auf den Wirkungsquerschnitt für Deuterium oder Wasserstoff, so beobachtet man in Abhängigkeit von x_{bj} je nach x_{bj} -Intervall unterschiedliche Effekte [19]. Im Bereich $0.6 < x_{bj} < 1.0$ steigt das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts, im Intervall $0.2 < x_{bj} < 0.6$ fällt das Verhältniss unter 1.0, im Bereich $0.1 < x_{bj} < 0.2$ steigt das Verhältnis wieder wenige Prozent über 1.0 an, um dann in der Region $x_{bj} < 0.1$ wieder unter 1.0 zu sinken (siehe Abbildung 1.8 [20]). Im Intervall großer x_{bj} schreibt man die Abweichung des Verhältnisses von 1.0 der Fermi-Bewegung der Partonen zu. Die Effekte in den weiteren Intervallen werden unter den Begriffen EMC-Effekt [19], Anti-shadowing und Shadowing [21] behandelt.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten liegen im Intervall $[0.001 : 0.2]$ mit dem Besetzungsmaximum bei $x_{bj} \approx 10^{-2}$, so daß mit diesen Daten hauptsächlich der Bereich des Shadowing abgedeckt wird. In Abbildung 1.9 sind die unkorrigierten Verhältnisse des Wirkungsquerschnitts für Blei und Kohlenstoff bezogen auf Deuterium dargestellt. Im Vergleich dazu werden auch die Ergebnisse der NMC-Kollaboration für Kohlenstoff und Kalzium gezeigt [22][23].

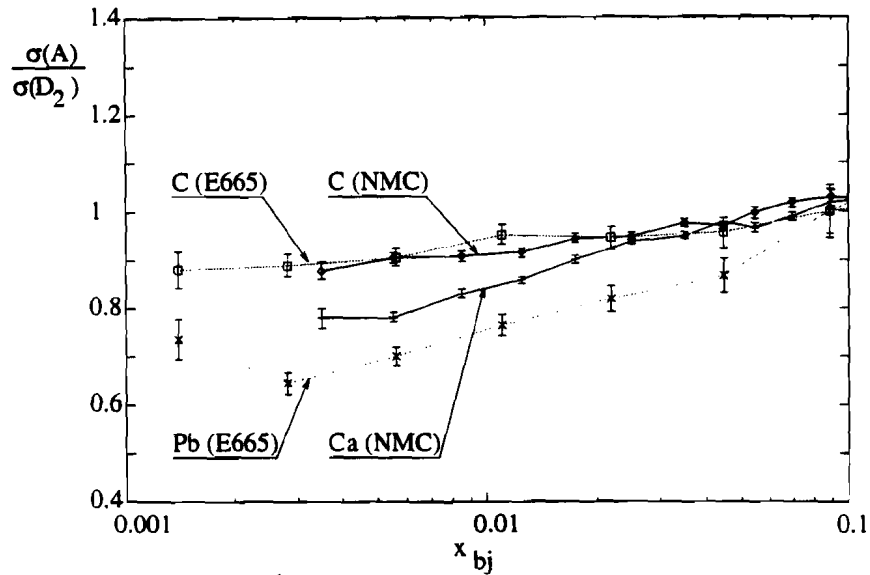


Abbildung 1.9: Shadowing für verschiedene Targetmaterialien. Die Daten des Experiments E665 sind nicht akzeptanzkorrigiert

Ein Modell zur Beschreibung dieses in Abbildung 1.8 gezeigten Shadowing-Effekts ist das Vektor-Meson-Dominanz-Modell [6]. In diesem Modell fluktuiert das virtuelle Photon im Rahmen der Unschärferelation in ein virtuelles Meson der gleichen Quantenzahlen wie das virtuelle Photon [26] (Abbildung 1.10). Die zeitliche Ausdehnung dieses mesonischen Zustandes lässt sich dabei folgendermaßen abschätzen:

$$\Delta t \sim \frac{1}{\Delta E} \approx \frac{2\nu}{(Q^2 + M_n^2)} \sim \frac{1}{2m_N x_{bj}},$$

wobei $M_n^2 \sim Q^2$ und ΔE die Differenz zwischen der Energie des virtuellen Photons ν und der Energie des mesonischen Zustandes ist. Daraus folgt, daß die longitudinale Ausdehnung dieses Zustandes entlang der Richtung des virtuellen Photons für kleine x_{bj} entsprechend groß ist: $\Delta l \sim \frac{1}{2m_N x_{bj}}$ [26]. Für hinreichend kleine Werte von x_{bj} steigt diese Länge über den Kernradius hinaus und der Wirkungsquerschnitt skaliert mit dem Oberflächenterm $A^{2/3}$. Dieses Modell führt zu einer starken Q^2 -Abhängigkeit des Shadowing-Effekts.

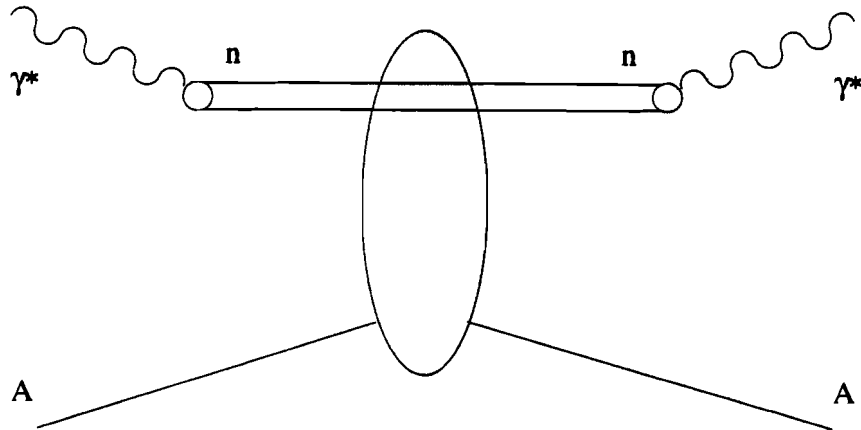


Abbildung 1.10: Photon-Kern-Vertex

Ein weiteres Modell bedient sich eines quantenchromodynamischen Ansatzes. Dabei betrachtet man den Effekt, daß Partonen benachbarter Nukleonen rekombinieren und dadurch die Quarkverteilung im Kern verändern. Dieser Effekt wird um so stärker beobachtbar, je kleiner x_{bj} wird, da mit dem geringeren Impuls des Quarks der räumliche Bereich, in dem es anzutreffen ist, größer wird. Dadurch sinkt die Verteilung von Partonen mit kleinem x_{bj} im Nukleon eines Kerns im Vergleich zum freien Nukleon. Dieses Modell sagt eine schwache Anhängigkeit von Q^2 voraus und unterscheidet sich so vom Vektor-Meson-Dominanz-Modell.

1.6.2 Formierung der Hadronen

Im Gegensatz zum freien Nukleon bilden sich die Hadronen bei der Streuung an Kernen in der Umgebung der Nukleonen des gestreuten Kerns. Daher muß bei der Hadronisation die raum-zeitliche Entwicklung beachtet werden. Diese charakterisiert man üblicherweise durch die sogenannte Formations- oder Hadronisationslänge bzw. Formationszeit. Im ersten Ansatz formuliert man diese Strecke, nach der das Quark fragmentiert als

$$\tau = \tau_0 \frac{E_h}{m_h}$$

wobei man $\tau_0 \sim \frac{1}{m_h}$ [24] als 'Lebensdauer' des Quarks in seinem Ruhesystem ansieht. Der Quotient $\frac{E_h}{m_h}$ ist der Lorentzfaktor, der das Ruhesystem in das Laborsystem transformiert. Für den Fall, daß $\frac{E_h}{m_h} > \text{Kernradius}$ ist, formiert sich das Hadron erst außerhalb des Kerns. Dies entspricht den experimentellen Vorhersagen für hochenergetische Hadronen [16].

Im String-Modell entspricht die Formationslänge der Länge des Strings:

$$\tau = \frac{\nu}{\kappa} = L_{String}.$$

ν ist dabei die Energie des Strings und κ die sogenannte Stringspannung. Betrachtet man einen Prozeß mit mehr als einem produzierten Hadron und bezieht sich auf die totale Stringlänge, so erhält man für die Formationslänge eines Hadrons i den Betrag:

$$\tau_i = L_{gesamt} \left(1 - \sum_{j=1}^{i-1} z_j \right)$$

$$z_j = \text{Energieanteil des Mesons } j$$

Dabei sind Gluonbeiträge nicht berücksichtigt.

Im Parton-Schauer-Modell wird keine Aussage zur raum-zeitlichen Entwicklung der Hadronisation gemacht. Da der prinzipielle Ansatz aber eine zur Bremsstrahlung analoge Gluonabstrahlung zugrunde legt, bietet es sich an, die Formationszeit über eine Lebensdauer des Zustandes vor der Abstrahlung zu beschreiben, welche wieder über das Verhältnis von Energie und Masse des Partons in das Laborsystem lorentztransformiert ist.

1.6.3 Entwicklung der Hadronen im Targetkern

Hat sich innerhalb eines Kerns ein Hadron formiert, so durchfliegt dieses den Restkern und kann an den weiteren Nukleonen des Kerns elastisch und inelastisch streuen. Dieser Prozeß wird als intranukleare Kaskade bezeichnet und ist in Bild 1.7 schematisch dargestellt. Neben dieser Reaktion eines formierten Hadrons, kann es auch zu einem Streuprozeß eines in der Streuung produzierten Quarks kommen. In beiden Fällen erhöht sich die beobachtete Multiplizität, da bei diesen Prozessen zusätzliche Teilchen entstehen. Andere Modelle betrachten zusätzlich die Möglichkeit der Verschmelzung von angeregten Farbzuständen mit einem der Nukleonen im Kern und behandeln die weitere Entwicklung dieses neuen Zustandes wie eine Resonanz und deren Zerfallsspektrum [25].

Um derartige Effekte zu studieren, hat das Experiment E665 bei Untersuchungen an Xenon und Deuterium die Multiplizitätsverteilung des führenden Hadrons (Hadron, das den größten Energieanteil trägt) für die beiden Targets verglichen [36]. Dabei zeigt sich bei kleinen Werten von ν eine Absenkung der Multiplizität gegenüber Deuterium. Als untere Grenze für z_{had} wurde 0.4 gewählt. Für $\nu > 50$ GeV sind die Verteilungen von z_{had} bzw. des Transversalimpulsquadrates im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich, was

darauf hindeutet, daß für schnelle Partonen die Hadronisation erst außerhalb des Targetkerns stattfindet. Für kleine Werte von ν deutet sich zusätzlich ein Anstieg des Transversalimpulsquadrates für die Streuung an Xenon an, was auf sekundäre Streuprozesse des Hadrons im Targetnukleon schließen läßt.

Die beobachteten Effekte sind im untersuchten kinematischen Bereich unabhängig von Q^2 und x_{bj} .

1.6.4 Wechselwirkung der Hadronen mit dem Targetmaterial

Neben den Prozessen im Targetkern muß bei Fixed-Target-Experimenten noch zusätzlich der Beitrag durch Reaktionen im Targetmaterial hinter dem Vertex beachtet werden.

Inelastische Streuprozesse erhöhen die Multiplizität und mindern den mittleren longitudinalen Impuls der beobachteten Hadronen, da sich die im Prozeß entstandenen Teilchen die Energie des streuenden Hadrons teilen müssen. Da bei derartigen Prozessen ein zusätzlicher Transversalimpuls übertragen wird, versucht man diese sekundären Vertizes durch geeignete Schnitte in der Spurauflösung aus dem Datensatz zu entfernen.

Ein weiterer Beitrag ist die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons. Dies führt zu einer Absenkung des mittleren Impulses der Hadronen. In Tabelle 1.6.4 sind die Eigenschaften der verwendeten Targets im Experiment E665 aufgelistet. Da der Quotient aus Säulendichte und Strahlungslänge ($Q_R = \frac{\rho l}{L_R}$) für Blei größer ist als für Deuterium, ist bei den Multiplizitätsverteilungen für Blei eine Erhöhung und in den Impulsverteilungen eine Absenkung der Mittelwerte gegenüber Deuterium zu erwarten.

Target	L_R g cm ⁻²	ρl g cm ⁻²	$Q = \frac{\rho l}{L_R}$
D ₂	122.6	16.2	0.1321
C	42.70	6.0	0.1405
Pb	6.37	1.1	0.1727

Tabelle 1.4: Tabelle der Targeteigenschaften der Targets des Experiments E665 in den Runperioden 1990 und 1991

Kapitel 2

Das Experiment E665

Das Experiment E665 [1] am FNAL führte im Jahr 1987 die ersten Messungen zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung an Wasserstoff, Deuterium und Xenon mit Myonen einer Strahlenergie von ca. 500 GeV durch. Nach einer Phase der Auswertung und Verbesserung der Detektorkomponenten wurde die Messung 1990 und 1991 in zwei Meßperioden fortgesetzt. Die Zielsetzung dieser zweiten und dritten Runperiode waren zum einen die Erhöhung der vorliegenden Ereignisstatistik für Wasserstoff und Deuterium. Zum anderen dehnte man die Untersuchungen auf schwerere Targets wie Kohlenstoff, Calcium und Blei aus. Im Nachfolgenden wird ein Überblick über das Spektrometer gegeben und die Verfahren der Datennahme und Analyse dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung der Einzelkomponenten ist der angegebenen Literatur zu den jeweiligen Detektoren zu entnehmen. Eine Gesamtbeschreibung des Spektrometers ist in [1] zu finden.



Abbildung 2.1: Der Beschleuniger am FNAL

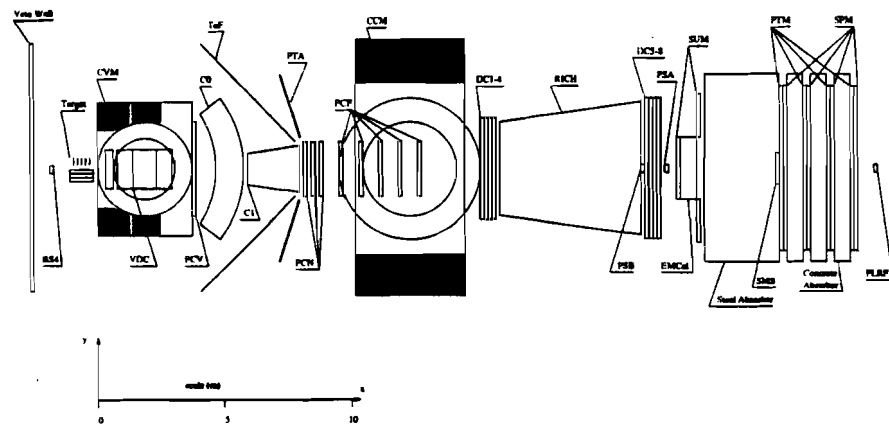


Abbildung 2.2: Das Experiment E665 am FNAL

2.1 Der Myonenstrahl

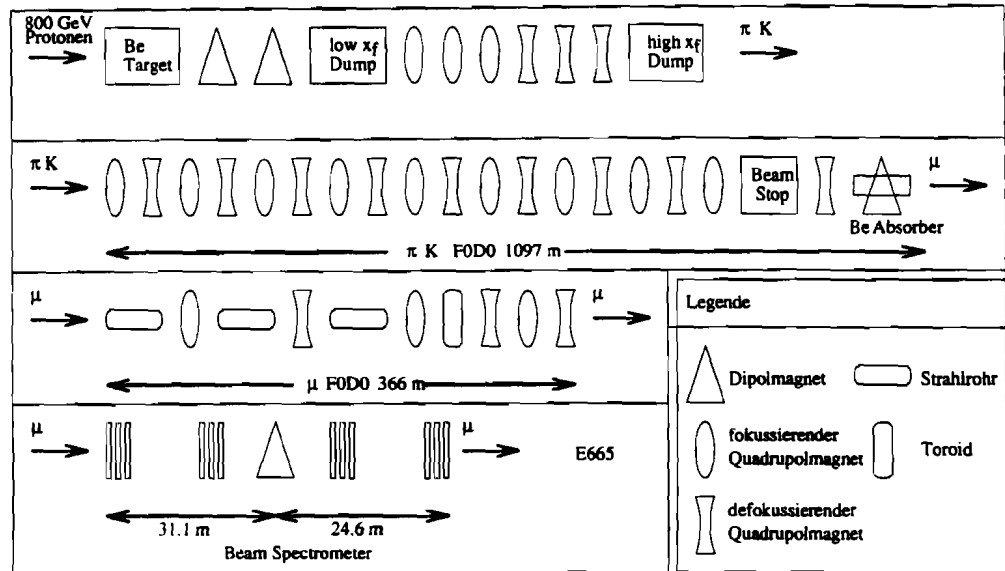


Abbildung 2.3: Schema des Myonstrahls am FNAL

Das Experiment E665 am Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL, Abb 2.1) liegt am Ende der 'New Muon Beam Line' (NMS). Eine schematische Darstellung der Beamline ist in Bild 2.3 zu sehen [60]. Der Myonenstrahl wird über die Protonen im zentralen Beschleuniger gewonnen. Diese Protonen der Energie von ca. 800 GeV streuen an einem Berylliumtarget und erzeugen dabei Mesonen (π , K). Ungestrene Protonen werden im Proton-Dump vom Mesonenstrahl getrennt. Über eine 1097 Meter lange Zerfallsstrecke mit fokussierenden und defokussierenden Magneten (FODO-Strecke) zerfallen diese in Myonen. Am Ende der Strecke filtert ein Berylliumabsorber weitgehend alle nicht zerfallenen Hadronen aus dem Myonenstrahl.

Nach einer weiteren ca. 370 Meter langen FODO-Strecke erreichen die Myonen das Beamspektrometer von E665. Dieses besteht aus vier Stationen mit jeweils einer Proportionalkammer und einem Hodoskop zur Spurrekonstruktion und einem Ablenkmagneten zwischen der zweiten und dritten Station (siehe Bild 2.3). Mittels der Ablenkung der Myonen durch das Feld dieses Magneten wird der Impuls der einlaufenden Myonen bestimmt. Das Feld des Magneten vermittelt einen vom Impuls des einlaufenden Myons unabhängigen Transversalimpuls von $1.527 \text{ GeV}/c \pm 0.7 \%$, was bei einer Strahlenergie von ca. 475 GeV eine Ablenkung von ca. 3 mrad bedeutet[42].

Bei dem Strahl, den der Beschleuniger liefert, handelt es sich nicht um einen kontinuierlichen Strahl. Der Beschleuniger benötigt ca. 40 Sekunden

(Interspill), um sich nach einer Teilchenabgabe wieder aufzufüllen und die Protonen im Ring nachzubeschleunigen, um dann für 20s (Spill) die *Fixed-Target-Experimente* zu speisen. In dieser Interspillzeit können die einzelnen Detektoren getestet und kalibriert bzw. zwischengelagerte Daten auf Band gespeichert werden. Die in der Spillphase ankommenden Myonen sind mit der Hochfrequenz (RF) der Speicherringkavitäten von 54 MHz zeitlich korreliert. Dadurch vereinfacht sich der Trigger, da die Myonen nur innerhalb eines Zeitfensters ('Bucket') von 18 ns im Experiment erscheinen, worauf der Trigger synchronisiert werden kann. Im Mittel ist ein Myon in jedem zweiten Bucket zu finden.

2.2 Das Spektrometer

2.2.1 Detektorübersicht

Die äußere Erscheinung des Spektrometers wird durch die beiden supraleitenden Magnete dominiert, den Cern Vertex Magneten (CVM) und den Chicago Cyclotron Magneten (CCM). Die Felder der Magnete sind wechselseitig gepolt und so aufeinander abgestimmt, daß sie eine fokussierende Optik bilden. Die Feldstärken betragen dabei ca. 1.5 Tesla (CVM) und ca. 1.3 Tesla (CCM).

Das Laborsystem ist so definiert, daß die x-Achse entlang der Beamrichtung strahlabwärts zeigt, die Horizontale die y-Richtung darstellt und die z-Richtung vertikal nach oben zeigt. Die y-Richtung ist dabei so gewählt, daß ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht.

Zur Trennung des auslaufenden Myons von den in den Ereignissen erzeugten Hadronen befindet sich am strahlabwärts gelegenen Ende des Experimentes ein 3 Meter dicker Stahlabsorber, auf den drei Betonabsorber folgen. Zwischen diesen Betonabsorbieren stehen Proportionalkammern (PTM) und Szintillationszähler (SPM), um die auslaufenden Myonen nachzuweisen und deren Spur zu rekonstruieren [51][30]. Vor dem Experiment, ca. 1 Meter vor der letzten Beamspektrometerstation, befindet sich eine 7 x 3 Meter große Wand aus Szintillationszählern ('Veto Wall'). Sie dient dazu, den bei Myonen im Vergleich zu anderen Strahlarten recht hohen Anteil an Haloteilchen von den eigentlichen Strahlmyonen zu trennen. Zusätzlich können zusammen mit dieser Wand die Spuren der Halomyonen zur Vermessung der Detektoren im Falle der Kalibrierung ausgenutzt werden.

Die Spuren der Teilchen werden durch eine Reihe von Proportionalkammern und Driftkammern verfolgt. Dabei befinden sich Kammern auch zwischen den Polschuhen der großen Magnete, so daß die Bahn der Teilchen im Magnetfeld rekonstruiert werden kann.

Direkt hinter dem Target, zwischen den Polschuhen des CVM, befindet sich die Vertex-Drift-Kammer (VDC), eine Aneinanderreihung von 13 Driftkammern unterschiedlicher Drahtausrichtung [45]. Die Anordnung der Kammern ist in Bild 2.4 wiedergegeben. Z-Kammern haben dabei horizontal verlaufende Drähte, die U- bzw. V-Ebenen sind dazu um 45 Grad gedreht. Für die Datenperiode Run91 wurde dieser Driftkammerkomplex um 3 weitere Kammern erweitert, die den Raum zwischen den bestehenden VDC-Kammern und dem Target ausfüllen. Jede Kammer besteht aus einem Aluminiumrahmen, der eine aktive Fläche von 0.7 x 1.2 Metern umschließt. Als Kathodendrähte wurden goldplatierte Kupfer-Beryllium-Drähte mit 150 Micron Durchmesser verwendet. Die Masse aller in den Kammern verwendeten Drähte entspricht einer Kupfer-Beryllium-Folie, deren Dicke 4% einer Strahlungslänge

darstellt. Die Driftzellen der U- und V-Kammern sind so gedreht, daß sie den

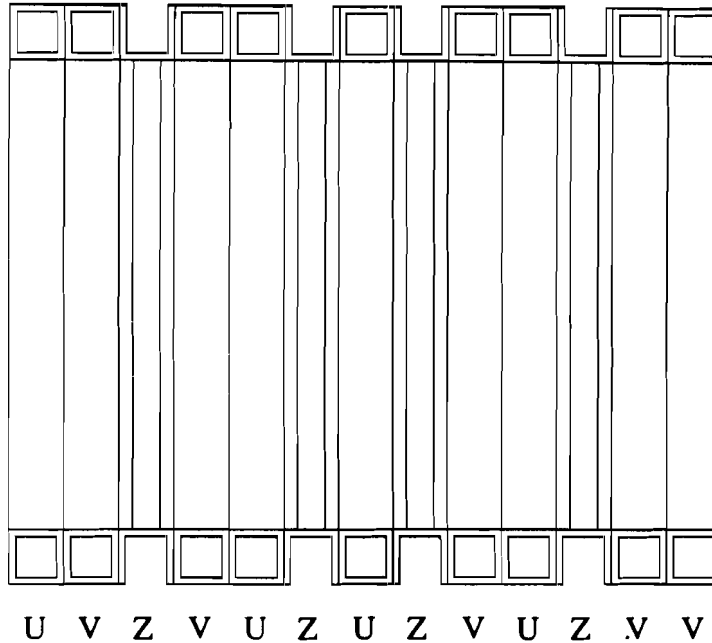


Abbildung 2.4: Schema der Vertex-Drift-Kammer VDC

Lorentzwinkel kompensieren, der durch das Magnetfeld des CVM bestimmt wird. Die U- bzw. V-Kammern sind in zwei Varianten gefertigt, wobei vier Kammern für den Weitwinkelbereich (VCA) und 5 Kammern für den Strahlbereich (VCB) ausgelegt sind. Die Gruppe der Z-Kammern wird als VCZ bezeichnet. Der Abstand der Zähldrähte der VCA beträgt ebenso wie der der Felddrähte 9.63 mm. Die Kathodendrähte sind 3.18 mm voneinander entfernt. Jede Driftzelle hat eine Breite von 73 mm. Die Zähldrähte sind aus goldplattierten Wolframdrähten gefertigt. Insgesamt handelt es sich um 14 Zellen je Kammer mit einem Zellenwinkel von 45 Grad.

Im Gegensatz zum VCA-Typ beträgt der Zellenwinkel der VCB-Kammerngruppe nur 11.537 Grad und die Felddrähte liegen näher beisammen (3.18 bzw 6.35 mm).

Die Drahtabstände der VCZ Kammern sind im strahlnahen Bereich gleich der der VCB Kammer, wobei die Zellen hier einen Anstellwinkel von 0 Grad haben, also parallel zum Strahl verlaufen. Der strahlfernen Bereich wird durch 35 mm große Zellen abgedeckt. Die Drahtanordnung der verschiedenen U bzw. V-Zellen des Typs VCA und VCB sind in Bild 2.5 bzw. Bild 2.6 gezeigt. Bild 2.7 zeigt den Querschnitt durch eine Kammer des Typs VCZ.

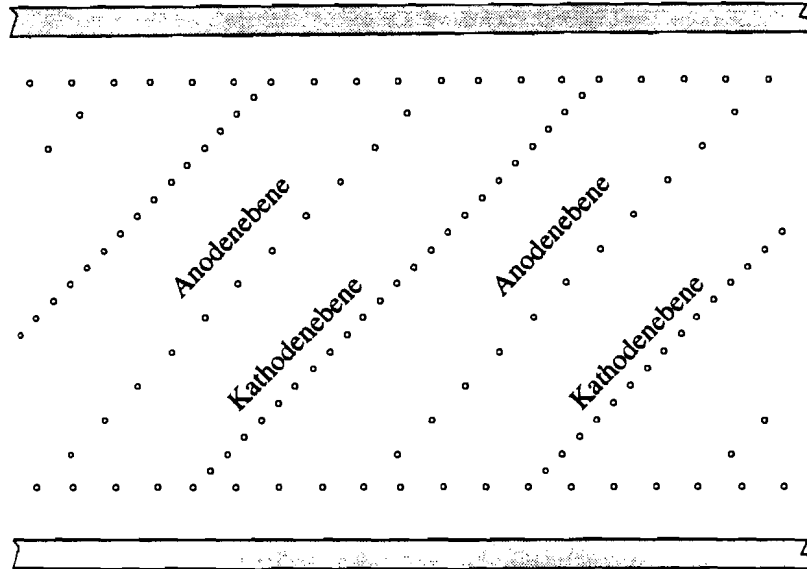


Abbildung 2.5: Ausschnittszeichnung einer VCA-Kammer. Die Anoden- und Kathodenebenen wechseln sich ab.

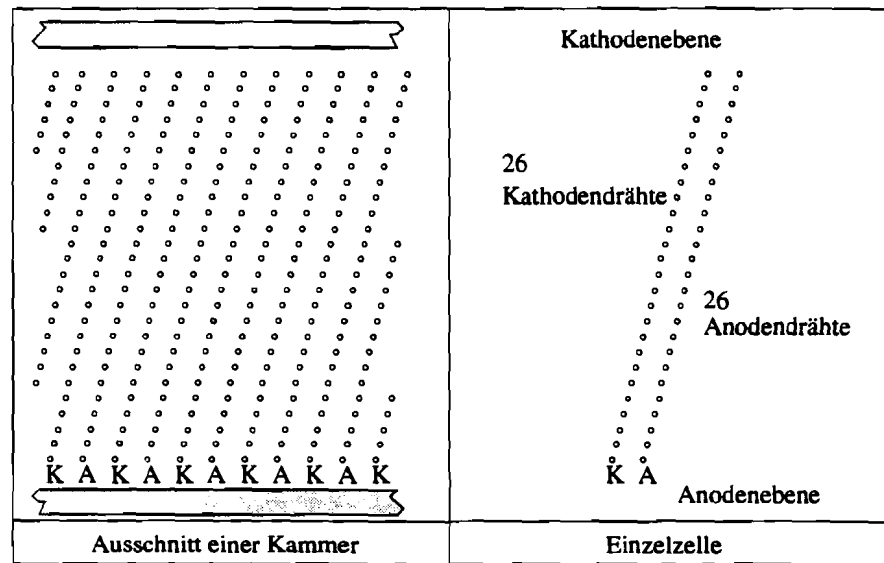


Abbildung 2.6: Linkes Bild: Ausschnittszeichnung einer VCB-Kammer. Rechtes Bild: Schema einer einzelnen Driftzelle.

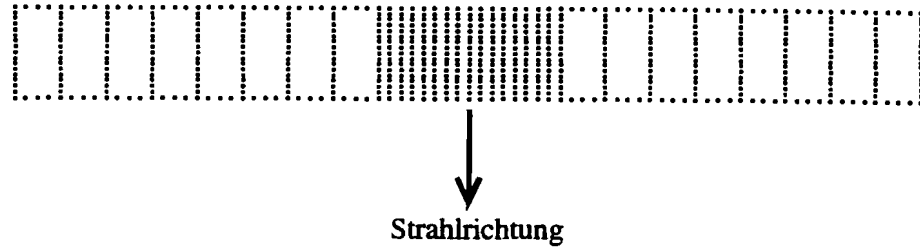


Abbildung 2.7: Schema der Driftzelle einer VCZ Kammer

Der Raum zwischen dem CVM und bis in den CCM hinein wird durch verschiedene Proportionalkammern abgedeckt. Direkt hinter dem CVM steht die PCV [46], eine Proportionalkammer mit 6 Ebenen, die von ihrer Größe her auch für die Rekonstruktion von Großwinkelspuren geeignet ist. Vor dem CCM liegt die PCN-Kammergruppe [47] und in den CCM hinein reichen die PCF-Kammern [48], beides Gruppen von Proportionalkammern mit zusammen 34 Ebenen. Hinter dem CCM stehen zwei grosse Driftkammerkomplexe aus jeweils 4 Driftkammern mit je zwei Ebenen pro Kammer.

Auf beiden Seiten der PCN-Kammergruppe steht jeweils ein Array von Proportionalröhren (PTA) [29]. Sie dienen als zusätzliche Stützpunkte für Großwinkelspuren. Zur Verbesserung der Ortsauflösung des Kleinwinkeltriggers wurden kleine Proportionalkammern vor bzw. hinter den grossen Driftkammern positioniert (PCA, PCB) [50].

Vor dem grossen Stahlabsorber befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter [39][31]. Es setzt sich aus 20 Bleiebenen mit der Dicke je einer Strahlungslänge zusammen, zwischen denen sich jeweils eine Ebene von Proportionalröhren befindet. Die Orientierung der Proportionalröhren wechselt von Ebene zu Ebene zwischen der y-bzw. z-Richtung. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt

$$\frac{\sigma}{E} = 7\% + \frac{45\%}{\sqrt{E}}$$

Neben den Detektoren zur Spurrekonstruktion werden zwei Čerenkovzähler (C0 und C1) [34], ein Ring-Imaging-Čerenkov-Zähler (RICH) [52] und ein Flugzeithodoskop (ToF) [29] eingesetzt. Das Flugzeitsystem erlaubt eine Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen bis zu einem Impuls von ca. 2.5 GeV, die beiden Čerenkovzähler trennen Pionen, Kaonen und Protonen in einem Impulsbereich von 2.5 GeV bis ca. 30 GeV. Aufgrund von Problemen mit dem Zählgas und der Auslese kommt die Information des RICH für eine Analyse nicht in Betracht.

Alle verwendeten Detektoren sind zur Übersicht in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

2.2.2 Targetaufbau

Eines der Ziele des Experimentes E665 in der Runperiode Run90 ist es, Targets verschiedener Atommassenzahl miteinander zu vergleichen. Dazu wurde ein spezieller Targettisch gebaut, der es ermöglicht, die einzelnen Targets in der oben beschriebene Interspillphase gegeneinander auszutauschen [53]. Eine Skizze der Targetanordnung ist in Bild 2.8 wiedergegeben.

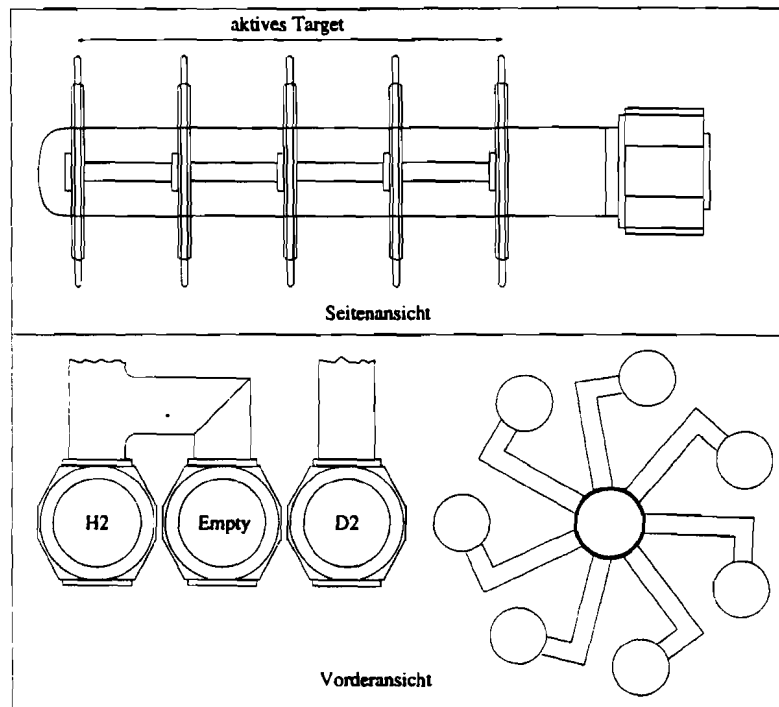


Abbildung 2.8: Zeichnung der Targetanordnung

Als Targets werden Wasserstoff, Deuterium, Kohlenstoff, Calcium, Kupfer und Blei verwendet. Wasserstoff und Deuterium liegen hierbei in flüssiger Form vor, die schwereren Targets werden in fünf einzelne Scheiben je Targetmaterial gepreßt. Das flüssige Target hat eine aktive Länge von einem Meter. Die fünf Scheiben der schwereren Targets sind über diese Strecke äquidistant verteilt. Die Behälter der flüssigen Targets bestehen aus Mylar. Zwischen den beiden gefüllten Behältern liegt ein identisch gefertigter Behälter ohne Füllung, um den Effekt der Streuung an dem Targetgefäß zu messen.

Die Scheiben der schweren Targets werden auf fünf Speichenräder angebracht, die über eine drehbare Welle miteinander verbunden sind. In den sieben Scheibenpositionen eines Speichenrads befindet sich jeweils eine Scheibe der oben beschriebenen schweren Targets. Für Kohlenstoff ist zusätzlich eine

Scheibe mit halber Dicke der normalen Scheibe in einer getrennten Halterung angebracht, um Effekte der Targetdicke zu beobachten. Beim Kupfertarget handelt es sich um eine Mischung von drei Kupferscheiben und zwei Kohlenstoffscheiben, wobei die Scheiben jeweils abwechselnd in den fünf Targetpositionen stehen.

Auch hier dient eine leere Targetposition mit einer leeren Halterung zum Vergleich.

Das Calciumtarget wurde aus Kostengründen von einem anderen Experiment übernommen. Daher hatten die Scheiben einen geringeren Durchmesser als die anderen Scheiben, was zu einer von den übrigen Scheiben unterschiedlichen Halterung führte. Zudem wurde das Target komplett in einem Stahlgehäuse gekapselt, um eine chemische Reaktion mit der Umgebung zu verhindern. Um auch hier einen Vergleich zur leeren Halterung zu haben, wurde eine zweite, leere Halterung gebaut, die der Calciumfassung gleicht.

Tabelle 2.2 listet die Dichten der Targets auf. Der Tisch mit den Targets konnte horizontal verschoben werden. Damit und mit den drehbaren schweren Targets war es möglich, innerhalb der 40 Sekunden der Interspillphase des Target zu wechseln.

Der Vorteil dieses aufwendigen Targetaufbaus liegt darin, daß dadurch der Vergleich verschiedener Targets stark erleichtert wird. Der hinter dem Target liegende Detektor unterscheidet in keiner Weise zwischen den für den jeweiligen Spill eingestellten Targets, sofern durch die Targets keine stark unterschiedlichen Eventtopologien erzeugt werden. Dadurch können die verschiedenen Targets direkt miteinander verglichen werden, ohne daß eine aufwendige Akzeptanzkorrektur für der Datensätze vorgenommen werden muß, wie dies bei zeitlich getrennten Messungen für unterschiedliche Targets der Fall gewesen wäre.

Proportional- und Driftkammern				
Bezeichner	Typ	akt. Fläche [m x m]	Ebenen	Auflösung [mm]
PBT	Proportional	0.13 x 0.13	4	1.0
VDC	Drift	0.80 x 1.20	13	≤ 0.2
PCV	Proportional	1.0 x 2.8	6	2.0
PTA	Proportional	2.0 x 2.0	4	12.7
PCN	Proportional	2.0 x 2.0	9	3.0
PCF	Proportional	1.0 x 2.0	25	2.0
DC1-4	Drift	2.0 x 4.0	8	≤ 0.4
DC5-8	Drift	2.0 x 8.0	8	≤ 0.4
PSA	Proportional	0.13 x 0.13	8	1.0
PSB	Proportional	0.13 x 0.13	4	1.0
PTM	Proportional	3.6 x 7.2	8	12.7

Hodoskope		
Bezeichner	akt. Fläche [m x m]	Elemente
SBT	0.18 x 0.14	104
SVJ	0.5 x 0.5	6
Veto	3.0 x 7.0	56
ToF	1.6 x 4.2	76
SPM	3.0 x 7.0	120
SMS	0.2 x 0.2	128

Čerenkovzähler			
Bezeichner	Brechungs- index	Radiator- länge [m]	Schwelle $\pi, K, p(\frac{GeV}{c})$
C0	1.00141	0.9	2.6 9.3 17.6
C1	1.00052	1.5	4.3 15.3 31.0
RICH	1.00033	6.0	-

Tabelle 2.1: Detektoren des Experimentes E665

Target	L_R [g cm ⁻²]	ρl [g cm ⁻²]	$Q = \frac{\rho l}{L_R}$
H ₂	61.28	7.1	0.1159
D ₂	122.60	16.2	0.1321
C	42.70	6.0	0.1405
Cu	12.86	2.7	0.2100
Ca	18.00	3.9	0.2167
Pb	6.37	1.1	0.1727

Tabelle 2.2: Eigenschaften der verschiedenen Targets

2.3 Datenverarbeitung

2.3.1 Datenauslese

Die Datenauslese am Experiment erfolgte über eine Kombination verschiedener Computertypen, deren Zusammenstellung durch die geschichtliche Entwicklung des Experimentes festgelegt wurde. Ein Überblick über die verwendeten Auslesesysteme ist in Bild 2.9 schematisch wiedergegeben.

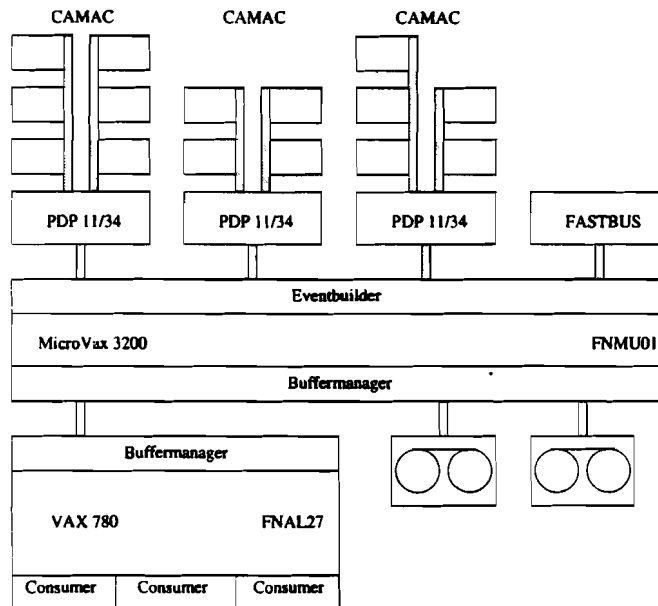


Abbildung 2.9: Datenauslese

Die zentrale Rolle spielt dabei die MicroVax 3200 FNMU01, die die Daten der vier verschiedenen Quellen miteinander synchronisiert und die dadurch gebildeten Ereignisse ('Events') auf Band schreibt. Gleichzeitig wird ein 'Event Pool' gefüllt, der einen zufällig aus den Daten ausgewählten Teil von Events für die 'Online'-Analyse anbietet. Über eine direkte Verbindung gelangen dadurch Events in den Event-Pool auf der VAX 780 FNL27.

Dort laufen sogenannte 'Consumer'-Prozesse, die die anfallenden Daten auf einfache Weise voranalysieren und erste Überprüfungen an den Detektoren vornehmen. Dadurch können weniger offensichtliche Defekte am Experiment aufgedeckt werden.

Die drei PDP 11/34 erfüllen neben der eigentlichen Datenauslese in der Spillphase noch die Aufgabe, die Kalibration der einzelnen Detektoren in der Interspillphase durchzuführen. Dazu sprechen Testprogramme die Detektoren

von der PDP aus direkt an und senden dabei die so ermittelten Daten als eigenständiges Interspilevent an die MicroVax FNMU01.

2.3.2 Spurrekonstruktion

P	Spurrekonstruktion im Einzeldetektor Verbinden der Spursegmente
T	Fit der Spur
M	Muonidentifikation
V	Vertexrekonstruktion
/VA	VDC Rekonstruktion Fit aller Spuren

Abbildung 2.10: Ablaufplan des zentralen Rekonstruktionsprogrammes

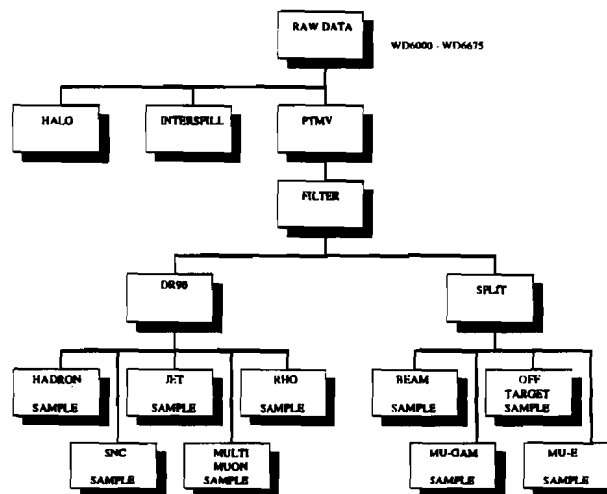


Abbildung 2.11: Gesamter Datenfluß

Das Programmpaket, das die Spurrekonstruktion durchführt, trägt den Namen PTMV/VA welches eine Abkürzung der einzelnen Schritte darstellt:

(P)attern Recognition, (T)rack Fitting, (M)uon Match, (V)ertex Fit und (V)ertex (A)nalysis. Ein detaillierter Ablaufplan ist in Abbildung 2.10 wiedergegeben.

Dieses Programm wurde von dem Experiment E665 entwickelt und vom Konzept her schon für die Rekonstruktion der Daten der Meßperiode 1987 verwendet. Für die Änderungen des Detektors in den Jahren 1990 und 1991 mußte das Programm entsprechend erweitert und optimiert werden. Das Prinzip einer Ereignisrekonstruktion ist im Folgenden skizziert.

Ausgangspunkt für die Rekonstruktion von Spuren in einem Event sind die beiden großen Driftkammerkomplexe DC1-4 und DC5-8. Die in den einzelnen Kammergruppen gefundenen Spursegmente werden zu Driftkammerspuren verbunden, sofern der lineare Fit durch die einzelnen Punkte einer Spurkombination einer minimalen Qualitätsanforderung genügt.

In gleicher Weise sucht die Analysesoftware Spursegmente in den Proportionalkammergruppen PC1-3, PCF1-5, PBT und SPM. Ausgehend von der Projektion der Driftkammerspuren in die jeweiligen Detektorgruppen werden nun die einzelnen Spursegmente in diesen Gruppen aufgegriffen, die sich innerhalb der wählbaren Fehlergrenzen mit der Spur verbinden lassen. Bei Mehrdeutigkeiten wird die Segmentkombination verwendet, die beim Fit durch die gesamte Spur den Fehler der Spur minimiert. Ist eine solche Kombination von Spursegmenten gefunden, entfernt das Programm die auf dieser Spur befindlichen Punkte aus den Listen der Treffer der Detektoren. Am Ende dieses Kombinationsabschnittes versucht man nun die gefundenen Spuren mit den Spursegmenten hinter dem Absorber zu verbinden, um so die myonischen Spuren von den hadronischen Spuren zu unterscheiden.

Alle gewonnenen Spuren werden im nächsten Schritt in das Target projiziert, um so den Ursprung des Ereignisses zu finden (primary vertex). Die dafür verwendete Routinensammlung stammt von der Analyseketten des Vorgängerexperimentes EMC.

Nachdem das Vorwärtsspektrometer so alle auffindbaren Spuren ermittelt hat, werden diese in die VDC projiziert und alle Punkte in der VDC, die auf den Spuren liegen, aus der Liste der Treffer der VDC entfernt. Aus den verbleibenden Treffern versucht man nun, die bisher nicht gefundenen Großwinkelspuren zu ermitteln. Da Spuren mit einem Impuls von weniger als 8 GeV durch den Magneten CVM so sehr abgelenkt werden, daß sie die Proportionalkammern PC1-3 bzw. PCF1-5 nicht erreichen, können diese Spuren nur über die Detektoren VDC, PCV und PTA rekonstruiert werden. Für sehr große Winkel kann die Ortsinformation des Flugzeithodoskops als zusätzlichen Stützpunkt verwendet werden.

Die im Run90 gewonnen Rohdaten durchlaufen zuerst einen Filter, der die zur

Vermessung des Experimentes genommenen Halo-Daten und die zur Kalibration genommenen Interspilledaten auf getrennte Bänder schreibt. Halo-Daten sind dabei Ereignisse, bei denen das Experiment von strahlbegleitenden Myonen durchlaufen wird und gleichzeitig beide große Magnete abgeschaltet sind. Mit den so gewonnenen geraden Spuren durch den Detektor läßt sich dann die relative Position der einzelnen Detektoren senkrecht zur Strahlrichtung bestimmen. Die Interspilledaten enthalten die Datensätze der einzelnen Detektoren, die während der Interspillphase ermittelt wurden. Sie erlauben es, Veränderungen im Verhalten der einzelnen Detektorgruppen während der Meßperiode in der Analyse zu berücksichtigen.

Durch die Trennung dieser Datensätze von den eigentlichen Rohdaten erhält man vor Beginn der Rekonstruktion der Ereignisse die notwendigen Konstantensätze, um die Analyse sinnvoll durchzuführen.

Am Ende der Rekonstruktion trennt man die Ereignisse nach der jeweiligen physikalischen Fragestellung in einzelne Datensätze. Hierzu dienen zwei Programme, der Datensplit und die Datenreduktion. Der Split trennt von dem Datensatz alle Ereignisse ab, die der Normierung und Überprüfung dienen. Es entstehen so die vier Splitdatensätze 'BEAM', 'OFF TARGET', 'MU-GAM' und 'MU-E'. Der 'BEAM'-Datensatz enthält alle Ereignisse, bei denen zufällig ohne Streuung auf ein einlaufendes Myon getriggert wurde. Der 'OFF-TARGET'-Datensatz beinhaltet Streuprozesse, bei denen die einlaufende Myonspur nicht in das Target zeigt. Die Sätze 'MU-GAM' und 'MU-E' enthalten Ereignisse der Natur $\mu \rightarrow \mu' + \gamma$ bzw. $\mu + e \rightarrow \mu' + e'$ (Streuung an den Elektronen im Target).

Das zweite Programm trennt die Ereignisse nach verschiedenen Ansprüchen, die von den unterschiedlichen Analysegruppen gestellt werden. Die in dem Schema 2.11 angegebenen Datensätze sind daher nicht endgültig sondern nur exemplarisch.

2.3.3 Datenreduktion

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten entstammen dem sogenannten *Hadronsample*. Dazu wurden folgende Auswahlregeln verwendet:

- Impulsquadrat des virtuellen Photons: $Q^2 > 0.0 \text{ GeV}^2$
- Vertex Position in x : $-13.5 \text{ m} < x_{\text{Vertex}} < -11.5 \text{ m}$
- ein einzelnes einlaufendes und auslaufendes Myon
- mindestens eine zusätzliche auslaufende, mit dem Vertex verbundene, geladene Spur

Die Daten, die diese Vorauswahl passieren, enthalten sowohl die volle Rohdateninformation als auch sämtliche Spuren und Detektorinformationen, die bis dahin ermittelt worden sind. Da es sich dabei um sehr große Datenmengen handelt, muß eine weitere Selektion und auch eine Reduktion der Information je Ereignis geschehen.

Die Reduktion läuft dabei in zwei Schritten ab: Im ersten Schritt werden die Daten von den Bändern gelesen und alle zur weiteren Analyse notwendigen Informationen zusammengestellt bzw. errechnet. Der so gewonnene Datensatz beinhaltet dann keinerlei Rohdaten- oder Detektorinformation mehr und kann in einem kompakten binären Format direkt auf eine Festplatte geschrieben werden. Die Datenmenge reduziert sich dabei um einen Faktor 25. Neben dieser Einsparung in der Größe der Datenmenge sei hier auch auf den durch direkten Festplattenzugriff erzielten Zeitgewinn hingewiesen. Der Analyse liegen 18 Datenbänder zugrunde. Deren Verarbeitung mit der Standardsoftware von E665 würde ca. 6 Stunden je Band benötigen, zusammen also 108 Stunden je Fragestellung. Die Verarbeitung der kompakten Binärdatensätze liegt dagegen unter einer Stunde. Nach der Reduktion hat sich der Datensatz so weit verkleinert, daß die Verarbeitungszeit je Fragestellung unter 15 Minuten liegt. Das Programm ist so ausgelegt, daß eine Abarbeitung im Hintergrund (Batchbetrieb) möglich ist.

Die in diesem ersten Schritt angewandte Ereignisselektion läßt nur Ereignisse passieren, die alle folgenden Anforderungen erfüllen:

- Alle kinematischen Variablen des Ereignisses müssen physikalisch sinnvoll sein.
- $0.500 < Q^2 < \infty$
- $10 < \nu < E_{beam}$
- $0.001 < x_{bj} < 1.1$
- $0.1 < y < 0.85$
- neben dem auslaufenden Myon muß mindestens eine hadronische Spur vorhanden sein, die folgende Mindestanforderungen genügt:
 - Der kleinste Abstand einer Spur zum Vertex muß kleiner als 2 cm sein.
 - Die χ^2 - Wahrscheinlichkeit des Fits durch die Spurpunkte muß größer als 10^{-3} sein.
 - Der Abstand zum Vertex muß innerhalb einer 5σ Umgebung der Ortsunschärfe liegen.

- Der Impulsfehler einer Spur darf 5% nicht überschreiten
- Die hadronischen Variablen z , y_{lab} , y_{cms} und x_f müssen im zulässigen Bereich liegen.

Die Verteilungen für die wichtigsten kinematischen Variablen sind in Abbildung 2.19 dargestellt, wobei die unterbrochene Linie den Datensatz nach der Selektion zeigt. Die mittlere Strahlenergie liegt nach der Selektion unverändert bei ca. 465 GeV. In Q^2 und y_{bj} sind die oben genannten Schnitte klar zu erkennen. In der unselektierten Verteilung für x_{bj} sieht man bei Werten kleiner 10^{-3} die Ausläufer der μe -Streuung an den Elektronen der Elektronenhülle der Targetmaterialien, die bei dieser Verteilung bei $x_{bj} = \frac{m_e}{m_N} = 5 \cdot 10^{-4}$ liegen. Durch den Schnitt bei x_{bj} ist dieser Bereich jedoch von der restlichen Analyse weitgehend ausgeschlossen. In der Ereignisverteilung bezogen auf die Vertex-X-Position sieht man gut die Struktur der in fünf Scheiben geteilten schweren Targets.

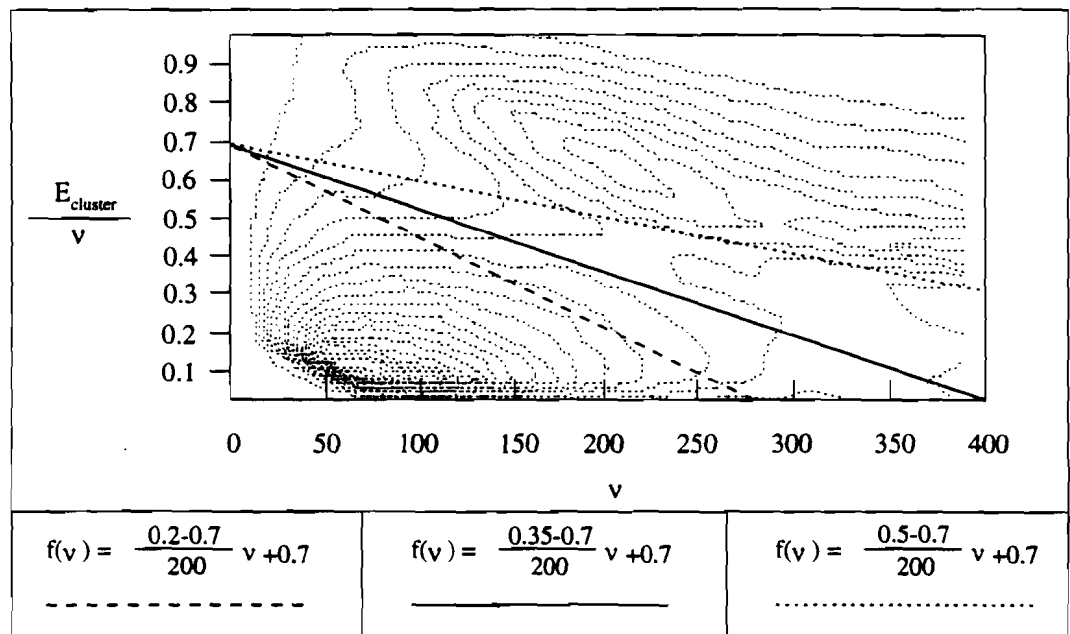


Abbildung 2.12: Energieanteil eines Kalorimeterclusters gegen ν

Im zweiten Schritt werden die Ereignisse aus dem Datensatz entfernt, die mit Hilfe des Kalorimeters als Bremsstrahlungsereignisse zu erkennen sind. Dazu betrachtet man den auf die verfügbare Gesamtenergie bezogenen Energieanteil, der im größten Cluster des Kalorimeters zu finden ist. Abbildung 2.12 zeigt den Energieanteil im größten Cluster gegen ν . Man kann klar die

Bremsstrahlungsereignisse sehen, die sich im Bereich großer Werte für ν und $E_{cluster}$ ansammeln und gut von den tiefinelastischen Streueignissen separieren. In der Abbildung sind zusätzlich die Abbruchkanten verschiedener Selektionskriterien zur Trennung der beiden Datensätze dargestellt.

Im Weiteren wird ein Ereignis mit

$$\frac{E_{cluster}}{\nu} > -\frac{0.35}{200}\nu + 0.7 \quad (2.1)$$

(ν in GeV)

als Bremsstrahlungsereignis von der Analyse ausgeschlossen.

In Abbildung 2.20 sind die Verteilungen für die oben gezeigten kinematischen Variablen dargestellt, wie sie sich nach der Bremsstrahlungsselektion ergeben. In Abbildung 2.13 sieht man die Auswirkung der verschiedenen Steigungen

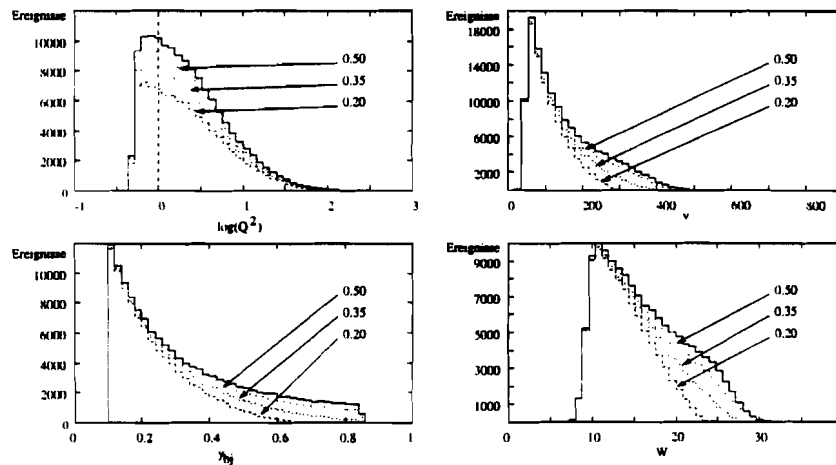


Abbildung 2.13: Auswirkung der verschiedenen Abbruchparameter der Bremsstrahlungsselektion

der Abbruchkante der Bremsstrahlungsselektion aus Abbildung 2.12 auf die Verteilung von Q^2 , ν , W und y_{bj} .

Eine Übersicht über die Ereignisstatistik während der Reduktion gibt Tabelle 2.3.

Die Verteilung der akzeptierten Ereignisse nach der gesamten Reduktion zeigt Bild 2.14 als Funktion von Q^2 und ν . In die Verteilung eingezeichnet sind die Kurven für verschiedene Werte von x_{bj} . Bild 2.15 hingegen stellt die Ereignisse dar, die durch den Bremsstrahlungsschnitt aus dem Datensatz entfernt wurden. Die Ereignisverteilung gleicht den in anderen Experimenten beobachteten Häufigkeitsverteilungen, wobei die größte Häufung für kleine Werte

von Q^2 auftritt. Die als Bremsstrahlung identifizierten Ereignisse liegen in dem kinematisch zu erwartenden Bereich. In beiden Bildern sind die Selektionskriterien für $Q^2 > 0.5$ und $x_{bj} > 10^{-3}$ gut zu erkennen. Ein Unterschied in der Ereignisverteilung zwischen den einzelnen Targets konnte bei der Bremsstrahlungsselektion nicht beobachtet werden.

In Bild 2.16, 2.17 und 2.18 sind die auf Eins normierten Häufigkeitsverteilungen für diese Skalenvariablen dargestellt. Man erkennt, daß sich die Besetzungszahlen für die verschiedenen Targets im Rahmen der Statistik über den jeweiligen Wertebereich nicht unterscheiden. Dadurch ist ein vermeintlicher Targeteffekt aufgrund von unterschiedlichen Besetzungszahlen in den Skalenvariablen weitgehend ausgeschlossen.

Da die Häufigkeitsverteilung in W , ν und Q^2 nicht flach sind, wird bei den nachfolgend gezeigten Wertepaaren für diese Skalenvariablen jeweils der Mittelwert der einzelnen Wertebereiche und nicht die Mitte des Wertebereiches angegeben, damit eine schiefe Verteilung auch entsprechend berücksichtigt ist.

Ereignisse je Target						
	H2	D2	C	Pb	Cu	Ca
Schritt 1	21 645	27 790	32 999	22 914	132	32 306
Schritt 2	17 259	22 009	26 886	18 624	107	26 867
Hadronen je Target						
	H2	D2	C	Pb	Cu	Ca
Schritt 1	53 531	67 270	79 278	57 288	298	79 102
Schritt 2	41 295	51 696	63 266	46 217	240	65 383

Tabelle 2.3: Ereignisstatistik für die Reduktion

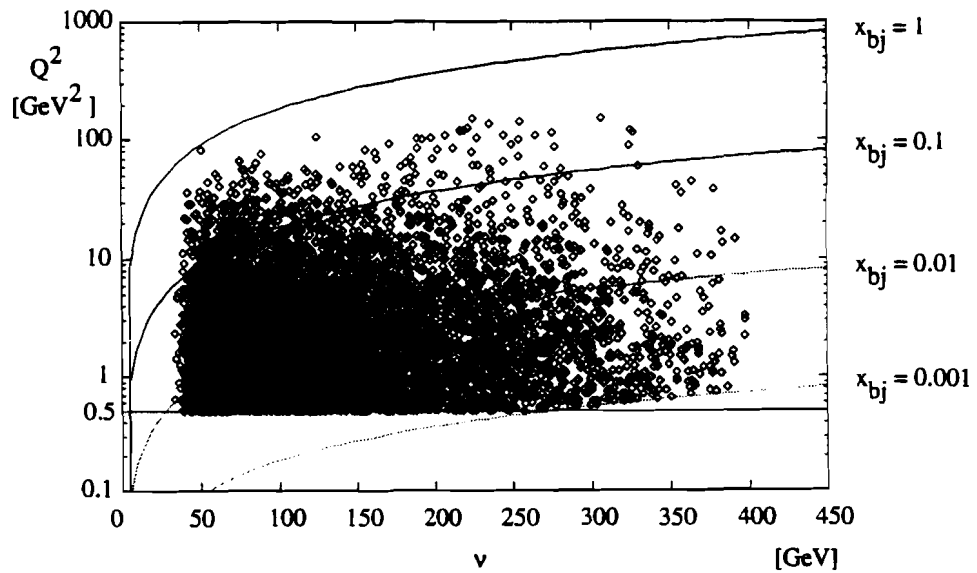


Abbildung 2.14: Ereignisverteilung für Q^2 und ν

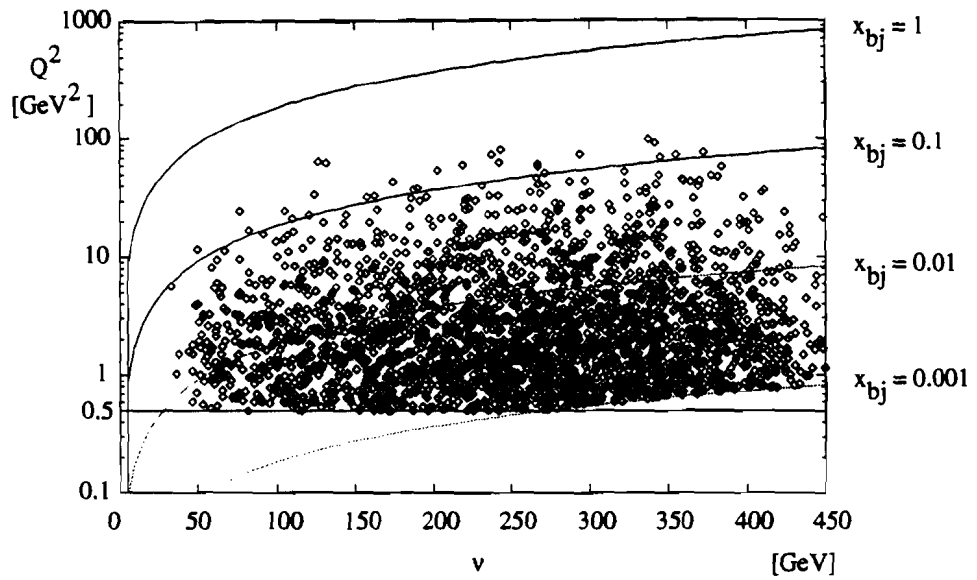


Abbildung 2.15: Ereignisverteilung für Q^2 und ν für Bremsstrahlungseignisse

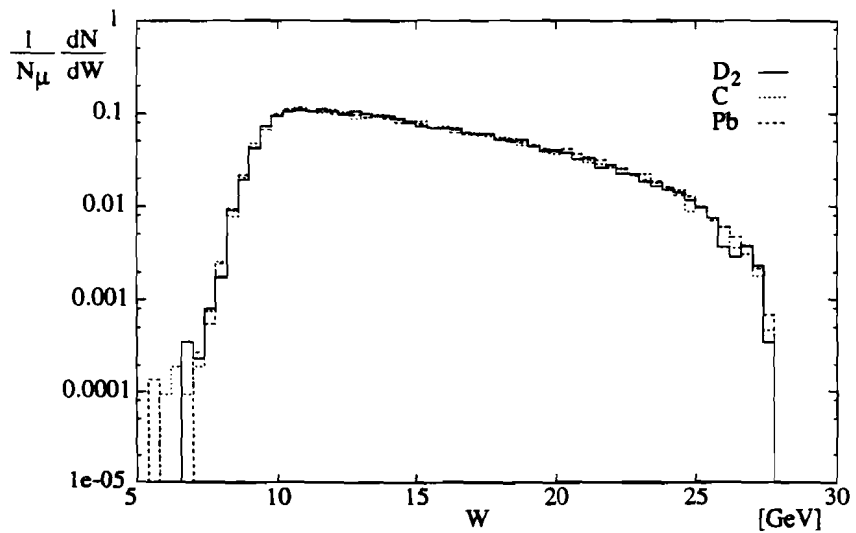


Abbildung 2.16: Häufigkeitsverteilung der Variablen W

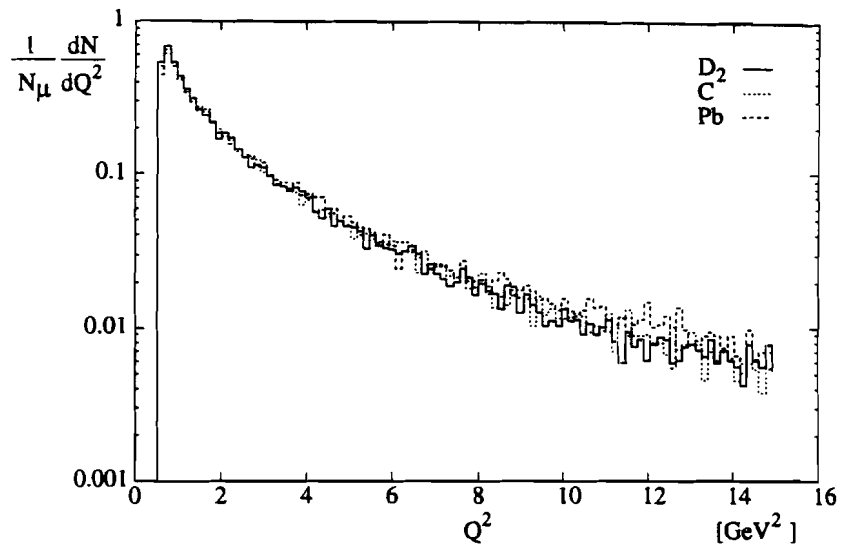


Abbildung 2.17: Häufigkeitsverteilung der Variablen Q^2

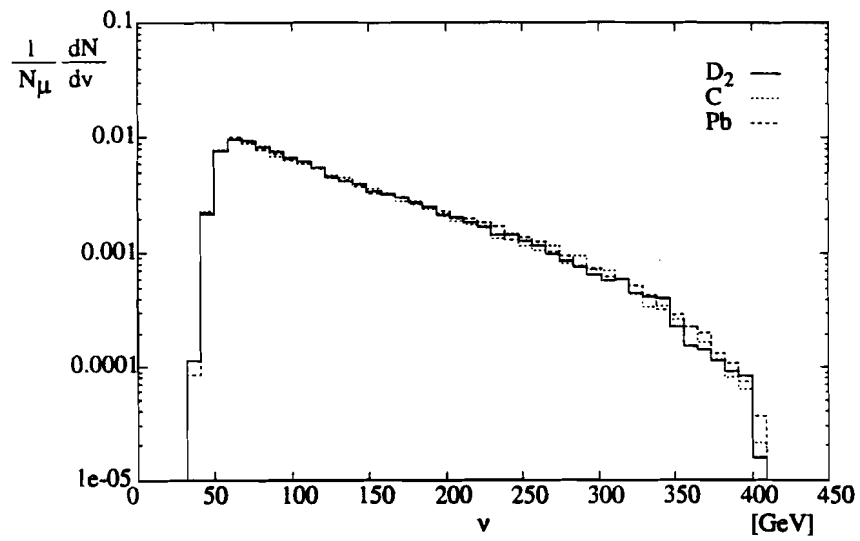


Abbildung 2.18: Häufigkeitsverteilung der Variablen ν

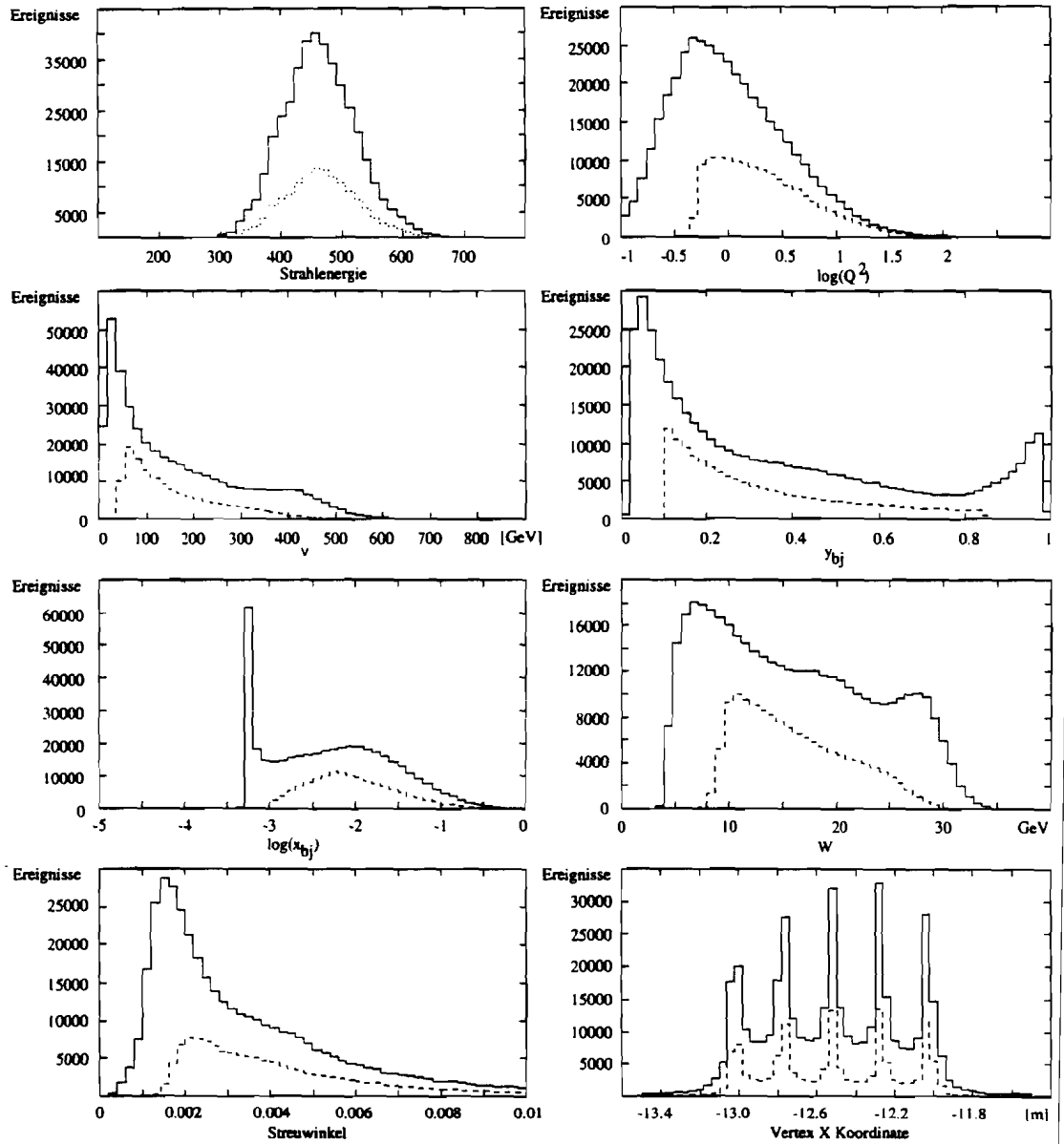


Abbildung 2.19: Ergebnis der ersten Selektionsstufe

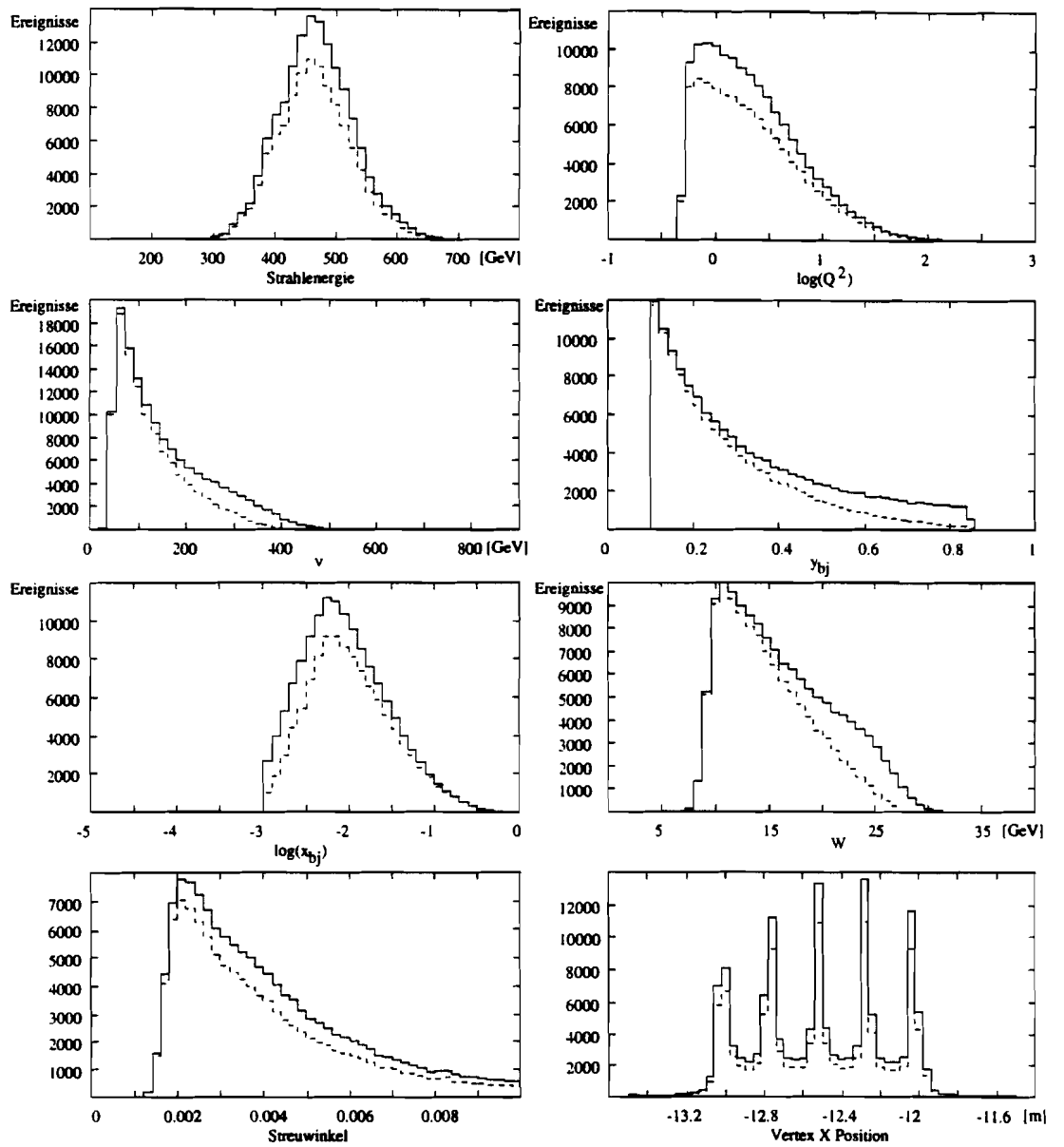


Abbildung 2.20: Ergebnis der zweiten Selektionsstufe

Kapitel 3

Hadronisation in Deuterium

Ziel der Arbeit ist es, die im Experiment E665 verwendeten schweren Targets mit den Daten für Deuterium zu vergleichen. Da Deuterium als Referenztarget genutzt werden soll, wird in diesem Kapitel das Verhalten einiger relevanter kinematischer Größen des Deuteriumdatensatzes mit den Ergebnissen des Experimentes NA9 der EMC [54] bzw. der Meßperiode 1987 des Experimentes E665 [41][35] verglichen. Die Meßperiode 1987 eignet sich dabei vor allem deshalb als guter Bezug, da das Vorwärtsspektrometer fast mit dem in der Periode 1990 genutzten Aufbau identisch ist.

Die gezeigten Daten des Experimentes NA9 der EMC und der Meßperiode 1987 sind über Monte-Carlo-Verfahren für die jeweilige Akzeptanz und den Einfluß von Strahlungsereignissen korrigiert worden. Diese Korrektur konnte für die Meßperiode 1990 an den hier vorgestellten Daten nicht durchgeführt werden, da ein Monte-Carlo-Programm für den Aufbau der Meßperiode 1990 mit den Vertexdriftkammern und den verschiedenen Targets noch nicht zur Verfügung stand. Anhand der Vergleiche vor allem mit den Vorhersagen des LUND-Modells als auch mit den Daten der Meßperiode 1987 kann man aber erkennen, in welcher Größenordnung diese Korrekturen liegen und ob es sich dabei um komplexe, von den kinematischen Variablen abhängige Korrekturen handelt.

Als unabhängige Variablen für die Betrachtung der Verteilungen der hadronischen Variablen werden dabei die Schwerpunktsenergie W , das negative Quadrat des Impulsübertrags Q^2 und der Energieübertrag ν gewählt. Die mittlere Schwerpunktsenergie liegt bei 15 GeV und reicht von 8 GeV bis 30 GeV, wobei für hohe Werte von W die Besetzungszahlen der Verteilung stark abnehmen.

3.1 Die mittlere Multiplizität geladener Spuren

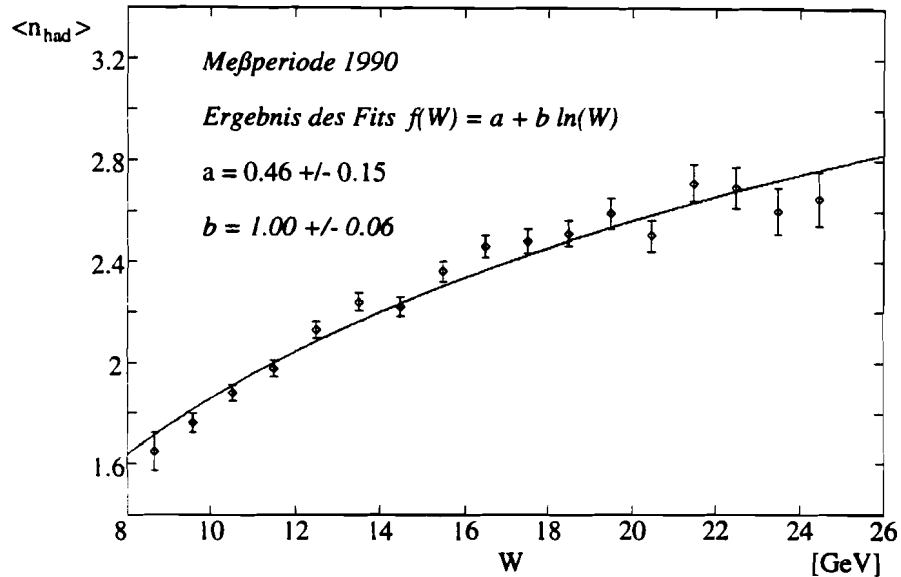


Abbildung 3.1: Mittlere hadronische Multiplizität der Meßperiode 1990. Die Daten sind ohne Akzeptanzkorrektur aufgetragen.

In der Meßperiode 1987 wurden Untersuchungen zur Multiplizität von geladenen Spuren der D_2 -Daten durchgeführt [34][41]. Dabei betrachtete man u.a. die Abhängigkeit der mittleren Multiplizität $\langle n_{ch} \rangle$ von der Energie im hadronischen Endzustand W als auch das Verhältnis von Mittelwert und Dispersion, wobei die Dispersion durch $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$ gegeben ist. Dabei wurde ein logarithmischer Anstieg der mittleren Multiplizität mit W bzw. W^2 beobachtet. Eine quadratische Abhängigkeit von $\ln(W^2)$ war nicht zu sehen.

Die Daten der Meßperiode 1987 unterscheiden sich von den hier vorgestellten Daten dadurch, daß zur Vertexbestimmung eine Streamerkammer benutzt wurde [1] und das Target sich in dieser Kammer im CVM-Magneten befand. Dadurch wurde nahezu eine 4π -Akzeptanz erreicht. Im Gegensatz dazu befand sich das Target in der Meßperiode 1990 vor dem CVM-Magneten, dessen Joch mit den VDC-Kammern ausgefüllt war. Zusätzlich korrigierte man die 1987 gemessenen Multiplizitätsverteilungen durch eine Matrixmethode, bei der mittels einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde, in welchem Maße eine simulierte Multiplizität zu einer rekonstruierten Multiplizität führt. Durch die Inversion dieser Abbildungsmatrix konnte die gemessene

Multiplizität korrigiert werden. Die Größenordnung der Korrektur war über den betrachteten W -Bereich annähernd gleich.

Da durch die Verschiebung der Targetposition vor den CVM-Magneten und durch den Einbau der VDC-Kammern in der Meßperiode 1990 die Akzeptanz in der rückwärtigen Hemisphäre von der Akzeptanz der Periode 1987 stark abweicht, wird im Nachfolgenden nur die Vorwärtshemisphäre betrachtet. Die Selektion der Vorwärtseignisse erfolgt dabei durch die Forderung, daß x_f der Spur positiv sein muß.

In Bild 3.1 ist die mittlere Multiplizität als Funktion der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Die Daten sind nicht durch Monte Carlo korrigiert. Man erkennt klar den logarithmischen Anstieg mit W und die durchgezogene Kurve entspricht einer Funktion $f(W) = a + b \cdot \ln(\frac{W}{\text{GeV}^2})$ mit $a = -0.4 \pm 0.15$ und $b = 1.00 \pm 0.06$. Eine quadratische Abhängigkeit von $\ln(\frac{W}{\text{GeV}^2})$ ist nicht zu sehen.

Das Vorwärtsspektrometer ist im Vergleich zur Periode 1987 im wesentlichen unverändert geblieben. Die Monte-Carlo-Korrektur, die bei dieser Meßperiode angewandt wurde, war über den gesamten betrachteten Bereich von W klein und von W unabhängig [41]. Daher sollten die Akzeptanzkorrekturen analog zur Analyse 1987 weitgehend von W unabhängig sein und in guter Näherung linear skalieren. Dazu zeigt Abbildung 3.2 die Verteilung der mittleren hadronischen Multiplizität als Funktion von W für die beiden Meßperioden 1987 und 1990. Zusätzlich ist die mittlere Multiplizität für die Vorwärtshemisphäre der Periode 1987 gezeigt.

Die durch die beiden Datensätze der Periode 1987 verlaufenden Linien sind die Funktion $f(W) = s(a + b \cdot \ln(W))$ mit den oben genannten Werten für a und b skaliert mit den Werten $s = 2.05$ für die Vorwärtshemisphäre bzw. $s = 3.49$ für die Gesamtmultiplizität.

Im Rahmen der statistischen Genauigkeit erfüllen die Daten der Periode 1990 die Erwartung, daß die Multiplizität mit $\ln(W)$ steigt und daß die Akzeptanzkorrektur von W unabhängig ist und linear skaliert.

Ein weiterer Gesichtspunkt ist das oben erwähnte Verhältnis von Mittelwert zu Dispersion einer Verteilung. Für die Daten der Periode 1987 war diese Verhältnis unabhängig von W , was dem von Koba, Nielsen und Olesen vorgeschlagenen KNO-Skalenverhalten für Multiplizitätsverteilungen entspricht [55]. Unter der Annahme, daß die Akzeptanzkorrekturen unabhängig von W sind, sollte dieses Skalenverhalten auch in den Daten der Periode 1990 beobachtbar sein. Die Abweichung von diesem Skalenverhalten vermittelt ein Maß für die Größe der W -Abhängigkeit der Akzeptanzkorrektur.

Abbildung 3.3 zeigt die Daten der beiden Perioden 1987 und 1990. Die Linie durch die Datenpunkte entspricht hier einer Konstanten $c = 1.91 \pm 0.03$. Die

Linie durch den Datensatz von 1987 entspricht der an diese Punkte angepassten Konstanten $c = 2.42 \pm 0.05$ [41].

Die Daten zeigen auch hier keine komplexe Abhängigkeit der Akzeptanzkorrekturen von W . Für die Produktion absoluter Multiplizitätsverteilungen sollte aber der Detektor auf die gleiche Weise wie in der Periode 1987 über eine Monte-Carlo-Simulation behandelt werden. Da diese zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht verlässlich vorliegt, werden im Nachfolgenden alle Ergebnisse auf die Deuteriumdaten bezogen. Der hier gezeigte Vergleich zur Periode 1987 belegt, daß dieser Datensatz als Referenz für die schweren Targets geeignet ist.

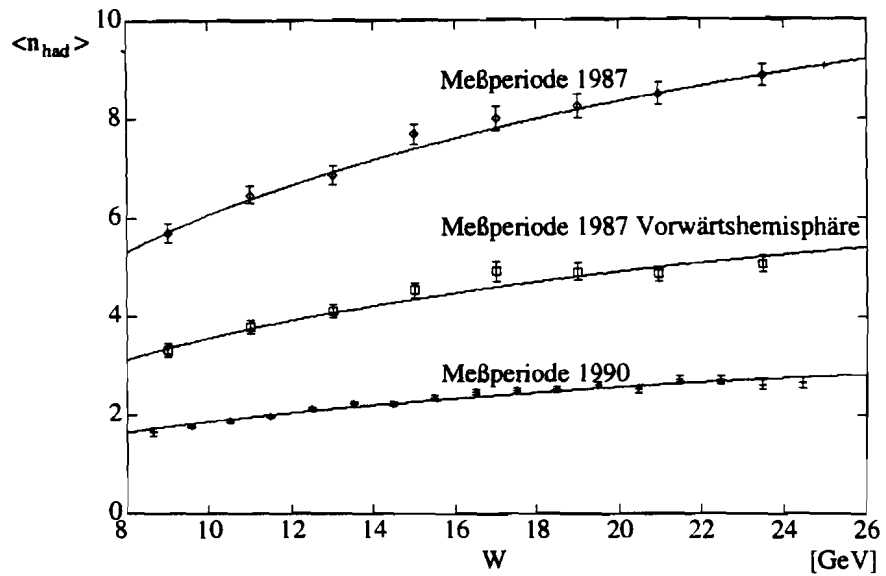


Abbildung 3.2: Vergleich der mittleren hadronischen Multiplizität zur Meßperiode 1987. Die Daten der Periode 1987 sind akzeptanzkorrigiert; bei den Daten der Periode 1990 handelt es sich um die unkorrigierten Daten.

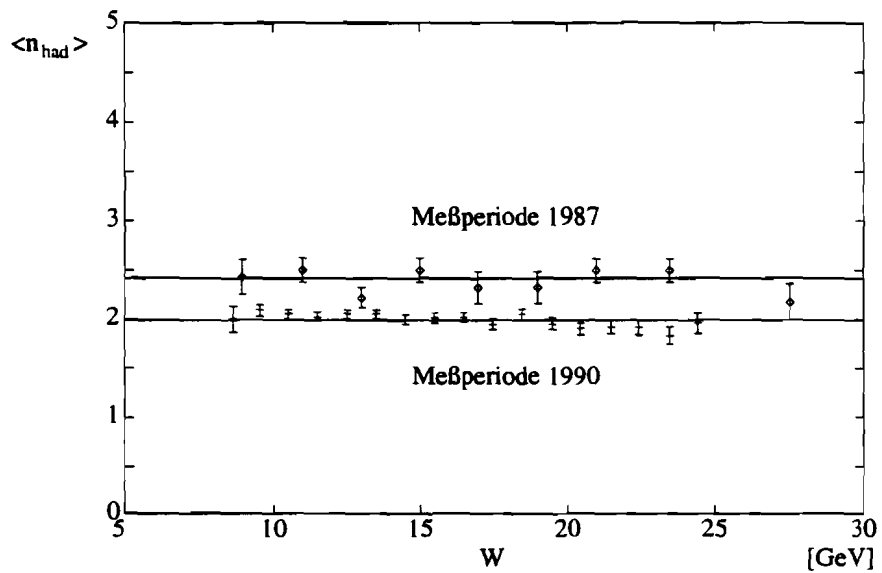


Abbildung 3.3: Vergleich des Verhältnisses der mittleren hadronischen Multiplizität zur Dispersion mit der Meßperiode 1987. Die Daten der Periode 1990 sind nicht akzeptanzkorrigiert.

3.2 Der longitudinale und transversale Impulsanteil der geladenen Spuren

Die normierte Häufigkeitsverteilung des Longitudinalimpulses p_l der geladenen Spuren im CMS-System sollte eine in erste Näherung exponentiell abfallende Kurve darstellen, die für kleine Werte von p_l stärker ansteigt. Bild 3.4

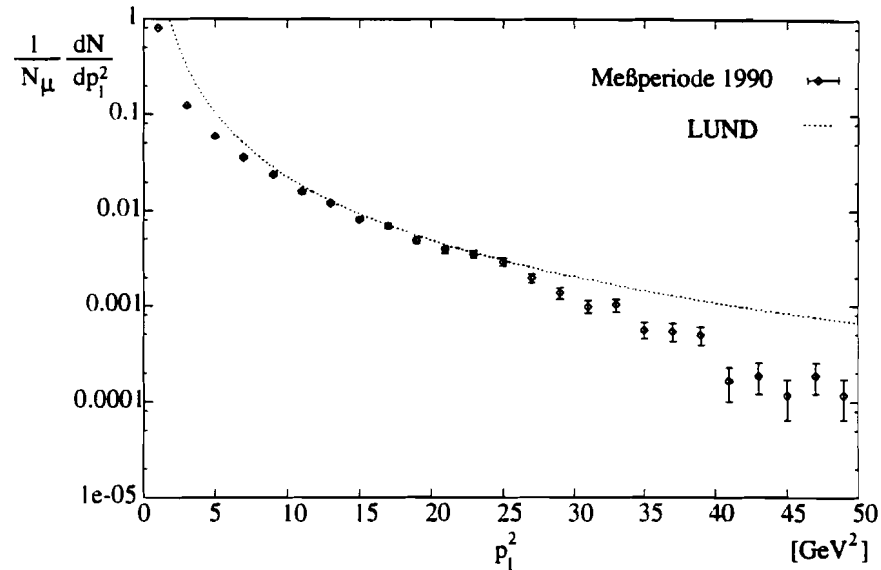


Abbildung 3.4: Normierte Häufigkeitsverteilung des Longitudinalimpulses p_l . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

zeigt die normierte Verteilung von p_l^2 im Vergleich zu den Vorhersagen des Lundmodells.

Die unkorrigierten Daten geben prinzipiell den erwarteten Verlauf wieder, wobei für kleine Longitudinalimpulse die begrenzte Akzeptanz der Spurrekonstruierenden Kammern zu tragen kommt. Im Bereich großer Werte von p_l^2 wirkt sich das Akzeptanzverhalten des Triggers aus.

Bild 3.5 zeigt die Verteilung des Transversalimpulses p_t , die im Vergleich zum Longitudinalimpuls erheblich schmaler ausfällt. Dies steht im Einklang mit den Erwartungen des Quark-Parton-Modells. Zum Vergleich ist wiederum die Vorhersage des LUND-Modells gezeigt.

Auch hier sind die Einflüsse der begrenzten Akzeptanz und des Auflösungsvermögens im Bereich kleiner Transversalimpulse sichtbar. Neben dieser akzeptanzbedingten Abweichung von den Modellvorhersagen weist die Verteilung aber keine weiteren Besonderheiten auf.

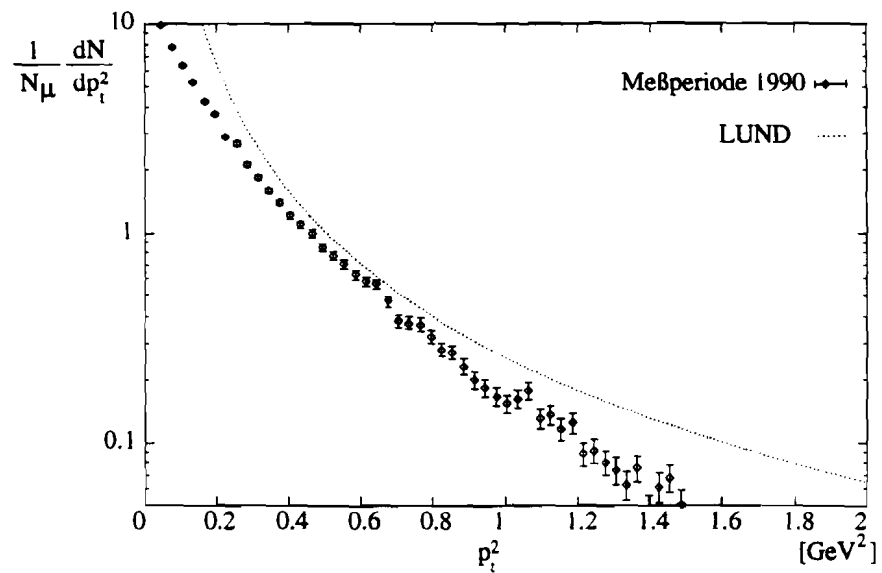


Abbildung 3.5: Normierte Häufigkeitsverteilung des Transversalimpulses p_t . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

3.3 Der auf ν normierte Longitudinalimpuls

$$z_{had}$$

Eine von der Rückwärtshemisphäre weitgehend unabhängige Variable ist der auf ν normierte longitudinale Impuls z_{had} , da der rückwärtige Bereich auf nur kleine Werte von z_{had} abgebildet wird. Man erwartet einen exponentiellen Verlauf, wie er in Bild 3.6 zu sehen ist.

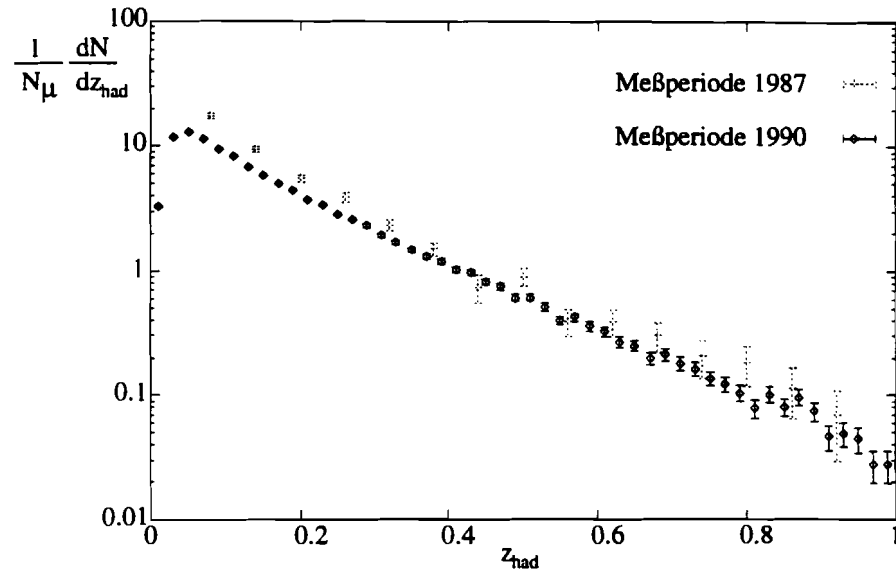


Abbildung 3.6: Normierte Verteilung für z_{had} . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Im Vergleich dazu sind die Daten der Meßperiode 1987 [35] zu sehen. Während im Bereich großer z_{had} das exponentielle Verhalten der beiden Datensätze annähernd gleich ist, sieht man im Bereich kleiner Werte von z_{had} den Einfluß der Akzeptanzkorrekturen, die auf den Datensatz von 1987 angewendet wurden. Der Einbruch der Kurve der Daten der Periode 1990 für die kleinsten Werte von z_{had} ist auf den Schnitt $x_f > 0.0$ zurückzuführen, der den rückwärtigen Raum ausschließt.

3.4 Die Rapiditätsverteilung

Eine weitere wichtige Variable zur Beschreibung hadronischer Prozesse ist die Rapidität. Deren Häufigkeitsverteilung sollte bei optimaler Akzeptanz eine um Null gelegene Verteilung sein, die im zentralen Bereich ein Plateau aufweist. Der Wertebereich der Rapidität in der Meßperiode 1987 lag für y_{had} im Intervall $y = -3.0$ bis $y = 3.0$. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz der Apparatur in der Periode 1990 kann der rückwärtige Bereich nicht vollständig erfaßt werden. Daher ergibt sich schon bei $y = 1.0$ ein starker Abfall der Verteilung, wie er in Bild 3.7 zu sehen ist. Um den gesamten Verlauf der Verteilung zu sehen, sind hier alle Ereignisse verwendet worden, also auch solche, für die $x_f < 0.0$ ist.

Neben den Werten für die Periode 1990 sind die normierten Verteilungen für positiv bzw. negativ geladene hadronische Spuren der Periode 1987 zu sehen. Sie zeigen das zu erwartende Plateau und differieren für Werte von $y_{had} < -1.0$. In diesem Bereich werden in der Periode 1990 keine Spuren gemessen, da die Rückwärtshemisphäre nicht abgedeckt ist.

Ein Plateau ist aus diesem Grund auch nur ansatzweise erkennbar. Im Bereich $y_{had} > 1.5$ sind die Verteilungen der beiden Meßperioden quasi identisch. Letzteres bestätigt wieder die Vergleichbarkeit der Daten des Vorwärtsspektrometers in den beiden Meßperioden.

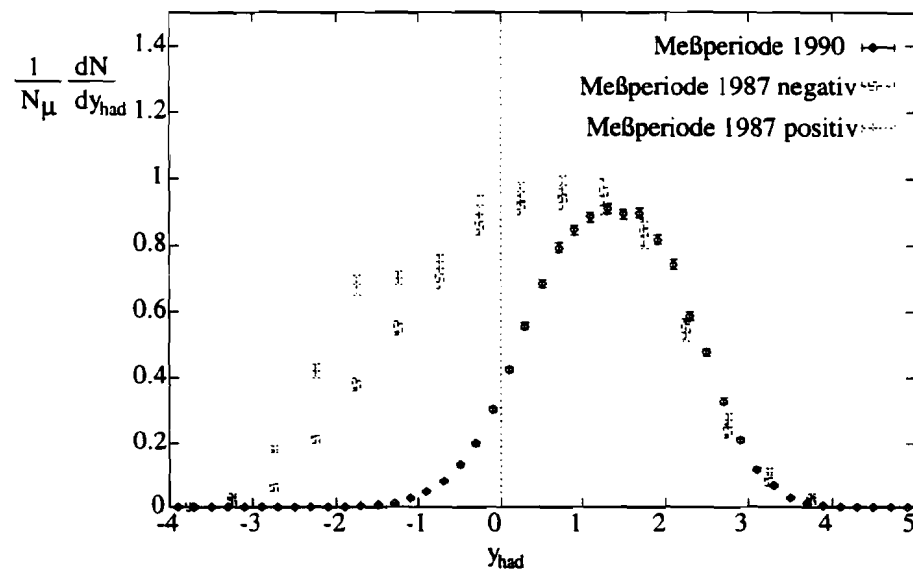


Abbildung 3.7: Normierte Rapiditätsverteilung. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

3.5 Der 'Seagull-Plot'

Die Effekte der Hadronisation sollten sich u.a. in der Verteilung des mittleren quadratischen Transversalimpulses der hadronischen Spuren niederschlagen. Als ausgezeichnete Richtung verwendet man dabei die Richtung des virtuellen Photons. Der Transversalimpuls steht also senkrecht zur Richtung der Lorentztransformation in das CMS-System und bleibt daher von der Transformation unberührt. Betrachtet man das mittlere Transversalimpulsquadrat als Funktion des auf die Schwerpunktsenergie normierten Longitudinalimpulses im CMS-System, so erhält man den sogenannten 'Seagull-Plot', wie er für Deuterium von der NA9-Kollaboration der EMC publiziert wurde [54]. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind zusammen mit den unkorrigierten Deuteriumdaten der Meßperiode 1990 in Bild 3.8 dargestellt. Aufgrund der

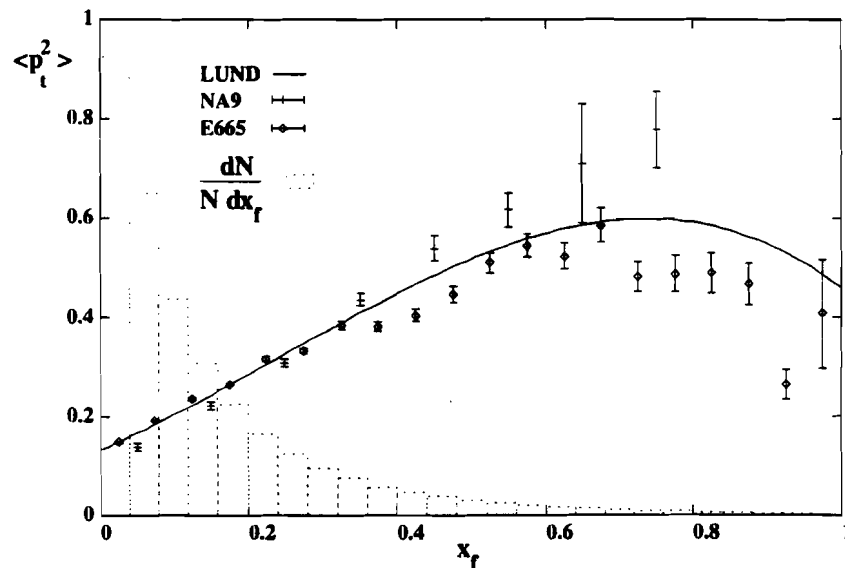


Abbildung 3.8: 'Seagull-Plot' im Vergleich zur NA9-Verteilung. Die Daten der Periode 1990 sind nicht akzeptanzkorrigiert.

zu erwartenden hohen Akzeptanzkorrekturen für den rückwärtigen Bereich werden auch hier die Verteilungen nur für $x_f > 0.0$ gezeigt.

Die durchgezogene Linie gibt die von NA9 gerechnete Vorhersage des LUND-Modells mit Standardwerten seiner Parameter wieder. In dieser Simulation wurden dabei sowohl Beiträge harter Gluon-Bremsstrahlung als auch von weichen Gluonen berücksichtigt. Der angenommene Wert für den primordialen Transversalimpuls k_t betrug $k_t^2 = 0.44 \text{ GeV}^2$.

Im Rahmen der Statistik erfüllen auch die unkorrigierten Deuteriumdaten die

Vorhersage des Modells. Die zunehmenden Schwankungen in $\langle p_t^2 \rangle$ mit steigenden x_f sind auf die mangelnde Besetzungszahl in diesem Bereich zurückzuführen. Um dies zu verdeutlichen, ist zusätzlich die auf Eins normierte Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in x_f wiedergegeben.

3.6 Schlußfolgerung

Die für Deuterium gezeigten Daten entsprechen sowohl den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation als auch denen vorangegangener Experimente, sofern man die für absolute Aussagen notwendigen Akzeptanzkorrekturen in Betracht zieht. Der Vergleich der Multiplizität zeigt, daß diese Korrekturen über das betrachtete Schwerpunktsenergieintervall von W unabhängig sind und sich in erster Näherung auf eine einfache Skalierung beschränken.

Die Verteilungen für den quadratischen longitudinalen als auch den quadratischen transversalen Impulsanteil zeigen den erwarteten Verlauf. Speziell in dem im 'Seagull-Plot' gezeigten Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen fallen die Akzeptanzeffekte nur gering ins Gewicht.

In der Rapiditätsverteilung macht sich die begrenzte Akzeptanz am stärksten bemerkbar. Daher muß im Nachfolgenden bei dieser Variablen auf Effekte im Bereich $y_{CMS} \rightarrow 0.0$ geachtet werden.

Generell hat diese Betrachtung der Deuteriumdaten gezeigt, daß der Datensatz der Periode 1990 keine signifikanten Abweichungen von den zu erwartenden Verteilungen zeigt und daher als Referenz für die im nachfolgenden Kapitel dargestellten Verteilungen der schweren Targets gut geeignet ist.

Kapitel 4

Hadronisation in schweren Kernen

Die hier betrachteten hadronischen Variablen sind die Mittelwerte

- der Multiplizität geladener Spuren ($\langle n_{had} \rangle$)
- des quadratischen longitudinalen Impulsanteils im CMS-System ($\langle p_l^2 \rangle$)
- des quadratischen transversalen Impulsanteils ($\langle p_t^2 \rangle$)
- des relativen longitudinalen Impulses bezogen auf ν ($\langle z_h \rangle = \langle \frac{p_l}{\nu} \rangle$)
- der Rapidität ($\langle y \rangle = \langle \ln \frac{E+p_l}{E-p_l} \rangle$) und
- des mittleren negativen Logarithmus von x_f bzw. x_f selbst.

Für alle kinematischen Variablen wird das Schwerpunktsystem (CMS-System) angenommen, sofern nicht explizit ein anderes Bezugssystem angegeben ist. Es werden nur Daten aus der Vorwärtshemisphäre in die Analyse einbezogen, da für den rückwärtigen Raum die Einflüsse der Akzeptanzkorrektur ohne Monte-Carlo-Simulation nicht abschätzbar sind. Die Fehler der in den Verteilungen angegebenen Datenpunkte errechnen sich aus der Fehlerfortpflanzungsrechnung wie folgt:

$$(\Delta x)^2 = \frac{\sum_i^N \Delta x_i^2}{N^2} + \frac{\langle x \rangle^2}{N}$$

wobei $\langle x \rangle$ der Mittelwert, x_i ein Einzelmesspunkt und N die Anzahl der Messungen darstellt. Der erste Term berücksichtigt dabei den Fehler der Einzelmessung, der zweite Term gibt den Einfluß der Besetzungshäufigkeit wieder.

Für die auf die Werte der Deuteriumdaten bezogenen Verhältnisse ist der Fehler des Mittelwertes der Deuteriumdaten in die Fehler der Verhältnisse einbezogen.

Von den im Jahre 1990 eingesetzten Targets H_2 , D_2 , C, Cu, Ca und Pb wurde bei der nachfolgenden Untersuchung Wasserstoff nicht mit einbezogen, da es keine Neutronen enthält und daher eine Sonderrolle spielt. Da sich der Aufbau der Cu- und Ca-Targets wesentlich von denen der anderen Targets unterscheidet und ein direkter Vergleich ohne Monte-Carlo-Simulation nicht sinnvoll erscheint, beschränkt sich die Analyse auf den Vergleich der D_2 -, C- und Pb-Targets.

4.1 Die mittlere Multiplizität geladener Spuren

Das obere Bild in der Abbildung 4.1 zeigt die mittlere Multiplizität für Blei und Kohlenstoff als Funktion von W . Als Referenz sind die Deuteriumdaten mit aufgetragen. Die Schrittweite in W lag bei 2 GeV und als kleinster Wert von W wurde 8 GeV gewählt. Während man bei der mittleren Multiplizität

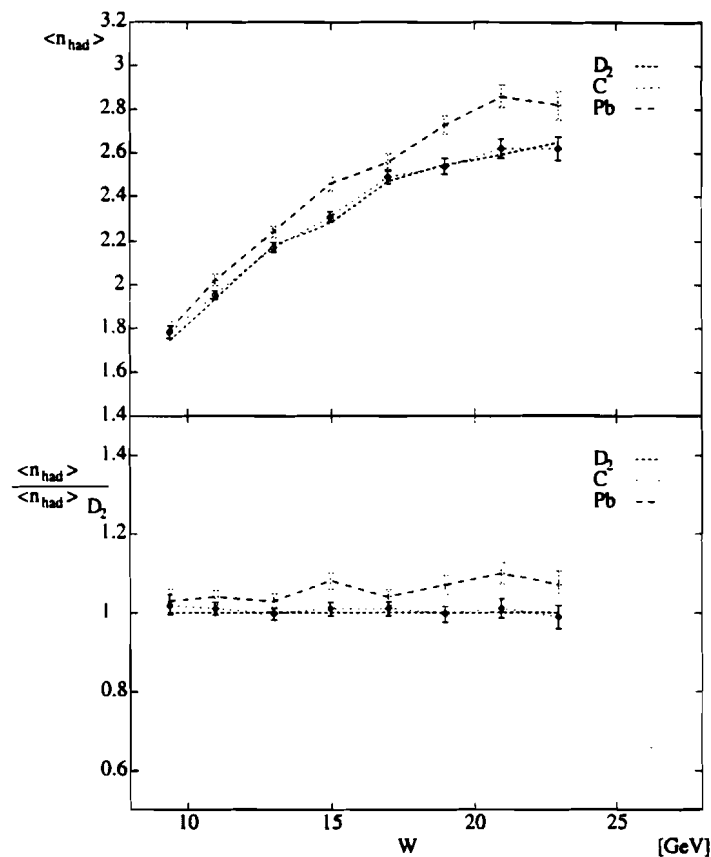


Abbildung 4.1: Vergleich der mittleren hadronischen Multiplizität für die verschiedenen Targets. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

der Kohlenstoffdaten keinen Unterschied zu den Deuteriumdaten erkennen kann, liegen die Multiplizitätsmittelwerte bei Blei klar über den Werten von D_2 . Das Verhältnis $\frac{\langle n \rangle_A}{\langle n \rangle_D}$ ist im unteren Bild der Abbildung 4.1 zu sehen. Eine mögliche Erklärung für die höhere Multiplizität beim Bleitarget wären sekundäre Wechselwirkung der in der primären Wechselwirkung entstandenen Hadronen mit dem hinter dem Vertex gelegenen Targetmaterial. Übli-

cherweise versucht man diesen Effekt über eine Monte-Carlo-Simulation zu erfassen um dann die Ergebnisse entsprechend der Simulation zu korrigieren.

Als Ersatz für eine Monte-Carlo-Simulation kann man hier die Tatsache ausnutzen, daß die schweren Targets in fünf getrennten Targetpositionen mit einem Abstand von ca. 25 cm stehen. In Bild 4.2 ist die mittlere Multiplizität von Pb und C mit Deuterium als Referenz für die fünf verschiedenen Targetpositionen aufgetragen. Neben den Diagrammen befindet sich zur Verdeutlichung eine Skizze der festen Targets und der Strahlrichtung der einlaufenden Myonen. Man erkennt gut, daß mit abnehmender Targetlänge, die sich hinter dem primären Vertex befindet, die Verteilungen der Multiplizitätsmittelwerte der einzelnen Targets zunehmend zusammenlaufen, bis sie für die letzte Targetposition im Rahmen der Statistik zusammenfallen.

In Bild 4.3 ist das Verhältnis von Mittelwert zu Dispersion der Multiplizitäten der verschiedenen Targets aufgetragen. Über den gesamten W -Bereich ist dieses Verhältnis für alle Targets gleich, was bedeutet, daß neben dem Anstieg der Multiplizität in den Bleidaten auch eine entsprechende Verbreiterung der Verteilung aufgrund von sekundären Wechselwirkungen mit dem Targetmaterial auftritt.

Das Verhalten der mittleren hadronischen Multiplizität, wie es in Abhängigkeit von W beobachtet wird, ist auch im Bezug auf den relativen Energieübertrag ν aufgetragen. Abbildung 4.4 zeigt im oberen Bild die mittlere Multiplizität als Funktion von ν , in der die Werte für das Blei-Target analog zur W -Abhängigkeit über den Werten von Kohlenstoff und Deuterium liegen. Betrachtet man aber die Daten aufgespalten nach den verschiedenen Targetpositionen, so fallen die Verteilungen auch hier in der letzten Targetposition zusammen. Dies ist im unteren Bild der Abbildung 4.4 zu sehen.

Als Funktion von Q^2 ist keine Abhängigkeit der mittleren Multiplizität zu sehen. Abbildung 4.5 zeigt die mittlere Multiplizität gegen Q^2 aufgetragen, wobei der Datensatz für verschiedene Intervalle von W getrennt betrachtet wurde. Dies ist notwendig, da Q^2 und W korreliert sind und nur so ausgeschlossen wird, daß W -Abhängigkeiten als Q^2 -Effekte interpretiert werden. Die Werte für die mittlere Multiplizität bleiben über den gesamten Wertebereich von Q^2 im Rahmen der Statistik in allen vier W -Intervallen gleich. Für große Werte von W schlägt sich die oben besprochene höhere Multiplizität von Blei nieder, die aus den sekundären Wechselwirkungen im Targetmaterial resultiert.

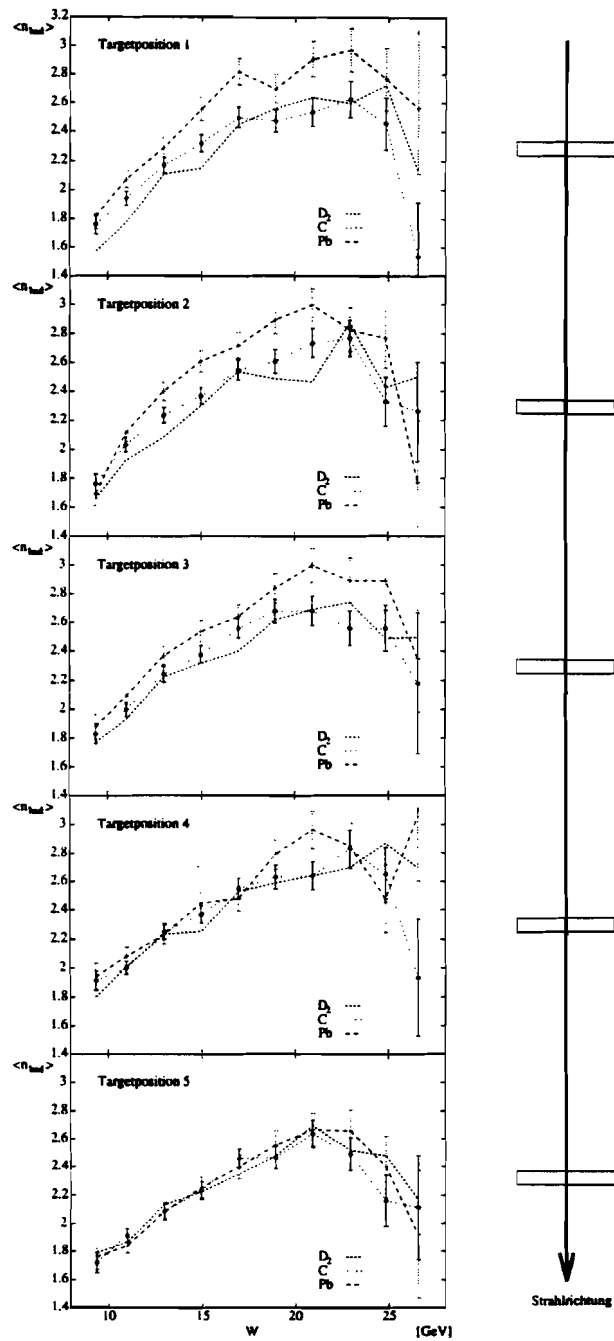


Abbildung 4.2: Vergleich der mittleren hadronischen Multiplizität für die verschiedenen Targetpositionen. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

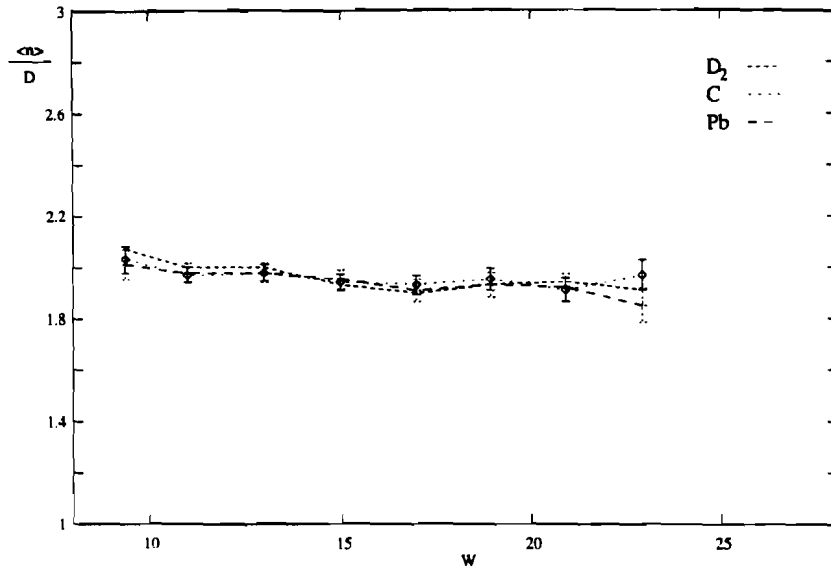


Abbildung 4.3: Vergleich des Verhältnisses der mittleren hadronischen Multiplizität zur Dispersion der Multiplizität für die verschiedenen Targets. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

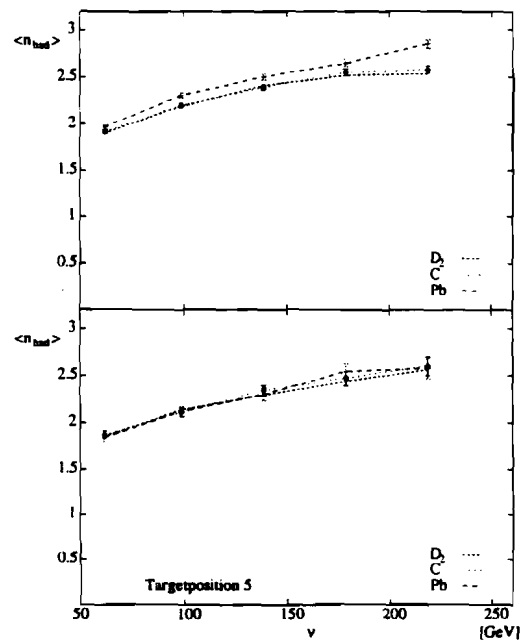


Abbildung 4.4: $\langle n_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

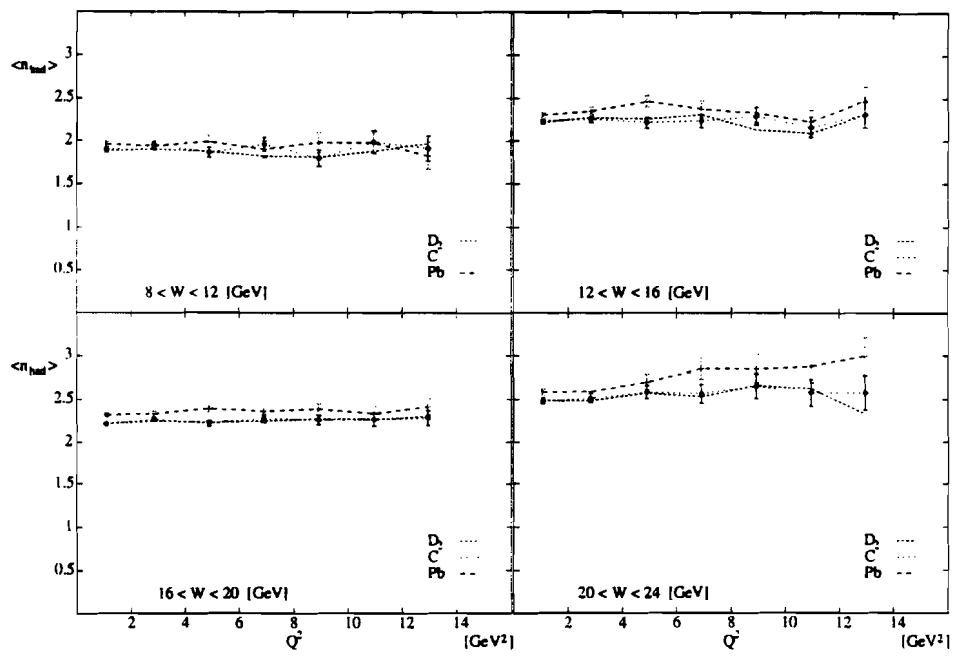


Abbildung 4.5: $\langle n_{had} \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb gegen Q^2 für verschiedene Bereiche von W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

4.2 Der mittlere quadratische Longitudinalimpuls

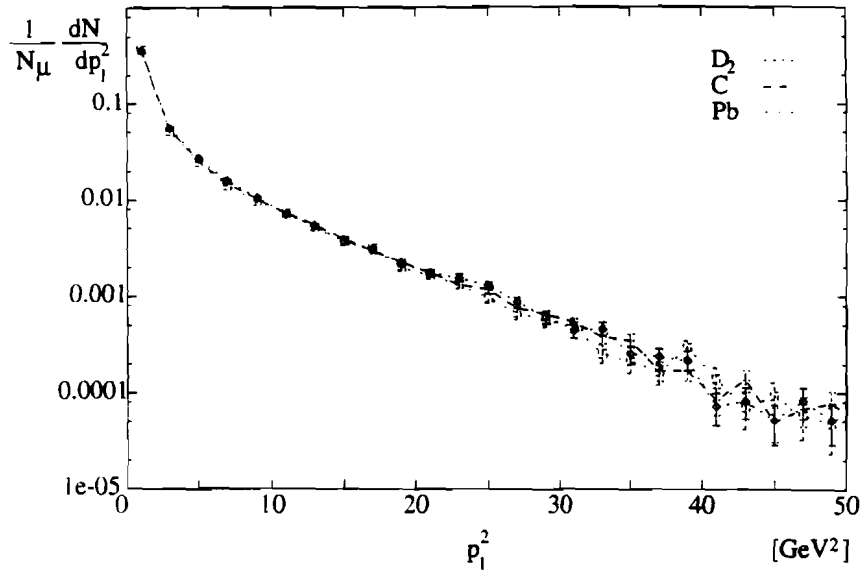


Abbildung 4.6: p_l^2 -Verteilung für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Im direkten Vergleich der Verteilung

$$\rho(p_l^2) = \frac{1}{N_\mu} \frac{dN}{dp_l^2}$$

ist im Rahmen der Statistik kein Unterschied zwischen den einzelnen verwendeten Targets erkennbar. Dies zeigt Abbildung 4.6, in der die Verteilungen über den gesamten Wertebereich des Longitudinalimpulsquadrates im Rahmen der Statistik aufeinanderliegen.

Trägt man den Mittelwert von p_l^2 gegen die Schwerpunktsenergie W auf, so trennen sich die Verteilungen der einzelnen Targets und als Trend ist eine Absenkung des mittleren quadratischen Longitudinalimpulses gegenüber den Werten für Deuterium zu erkennen. Dies zeigt Abbildung 4.7, in deren oberen Bild der absolute Mittelwert zu sehen ist. Das untere Bild zeigt den auf Deuterium bezogenen mittleren quadratischen Longitudinalimpuls.

Um zu sehen, ob es sich auch hier um die Folge von sekundären Targetwechselwirkungen handelt, sind in Abbildung 4.8 wieder die verschiedenen Targetpositionen zu sehen. Hier muß man nun zwei Bereiche getrennt betrachten.

Für Werte von W kleiner 15 GeV fallen im hinteren Targetbereich die Verteilungen zusammen. Für große Werte von W oszillieren die Verteilungen stark.

In Bild 4.9 ist der mittlere quadratische Longitudinalimpuls gegen Q^2 aufgetragen, wobei W auf verschiedene Intervalle begrenzt wurde. In allen vier Intervallen ist keine Abhängigkeit des Transversalimpulses von Q^2 zu erkennen. Die Aufspaltung der Kurven im Intervall mit den größten Werten von W ist von Q^2 unabhängig.

Bild 4.10 zeigt die $\langle p_i^2 \rangle$ -Abhängigkeit vom Energieübertrag ν . Man erkennt auch hier eine Absenkung des mittleren quadratischen Longitudinalimpulses mit steigendem Energieübertrag.

Betrachtet man diese Absenkung des Longitudinalimpulses gemeinsam für W , Q^2 und ν , so sieht man, daß die unterschiedlichen Mittelwerte für den Longitudinalimpulsquadrat nur für große Werte dieser drei Variablen auftreten. Abbildung 4.9 zeigt im größten Intervall für W , daß diese Abweichung sich nur in den Daten des Bleitargets, nicht aber in denen des Kohlenstofftarget zeigt. Aus der Targetbeschreibung geht hervor, daß das Kohlenstoff- und Deuteriumtarget vergleichbare Strahlungslängen haben, die des Bleitargets aber ca. 30% größer ist. Kommt es nun im Bleitarget zu einer sekundären Wechselwirkung eines der erzeugten Hadronen, so wird der Longitudinalimpuls dieses Hadrons um den entsprechenden Betrag verringert und der mittlere Longitudinalimpuls sinkt.

Derartige Ereignisse wirken sich gerade im hochenergetischen Ende der Verteilung des Longitudinalimpulsquadrates stark auf den Mittelwert der Verteilung aus. Ohne eine Simulation des Effekts jedoch, kann an dieser Stelle keine weitere Aussage darüber gemacht werden, ob dieser Unterschied in den Mittelwerten auf sekundären Targetereignissen beruht und ob die starken Schwankungen in den Verteilungen der einzelnen Targetpositionen nur statistischer Natur sind.

Da aber keine Monte-Carlo-Simulation verfügbar ist, kann man den Einfluß statistischer Effekte dadurch begrenzen, daß man die Impulsverteilung auf ein kleines Intervall $[0:1]$ bzw. $[-1:1]$ abbildet. Dies geschieht durch die Variablen z_{had} bzw. x_f . In nachfolgenden Abschnitten werden die Verteilungen dieser Variablen näher untersucht.

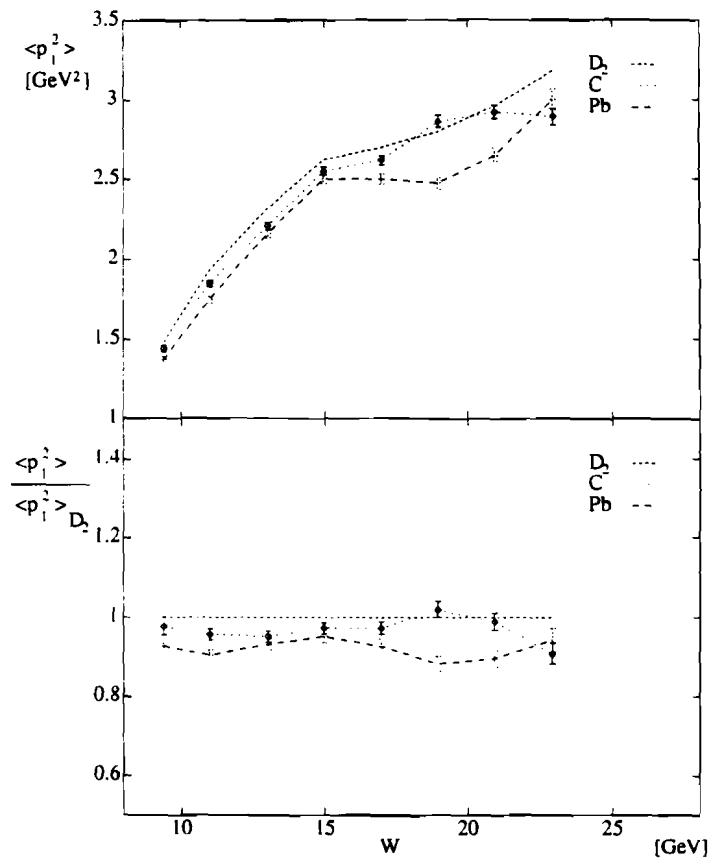


Abbildung 4.7: Mittlerer quadratischer Longitudinalimpuls für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

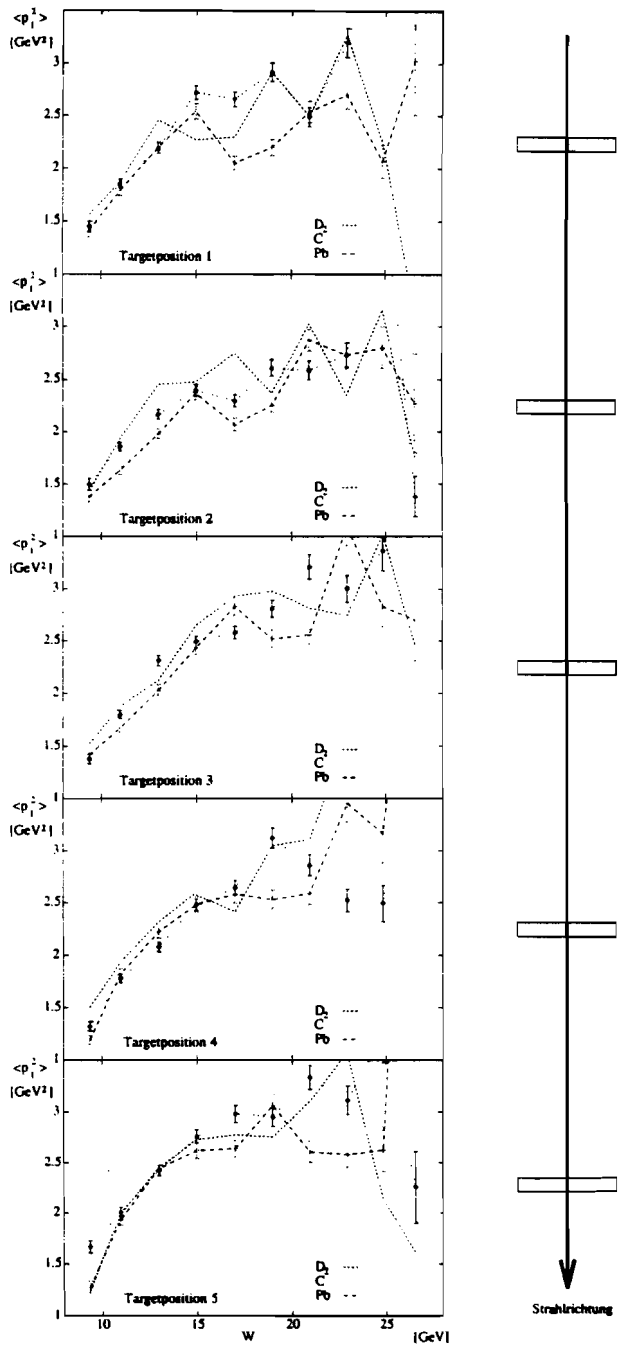


Abbildung 4.8: $\langle p_t^2 \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

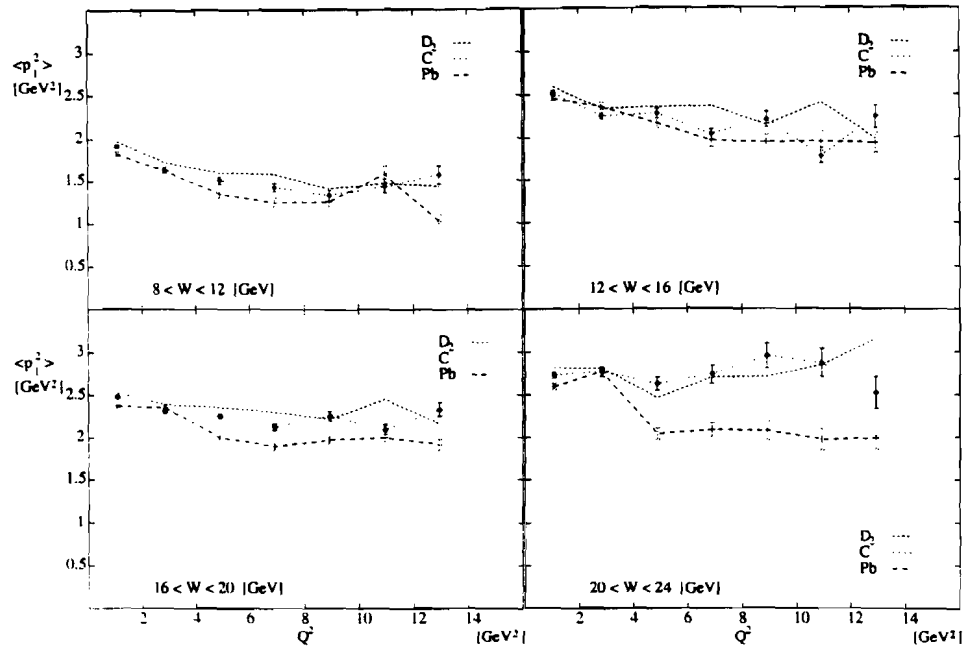


Abbildung 4.9: $\langle p_1^2 \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

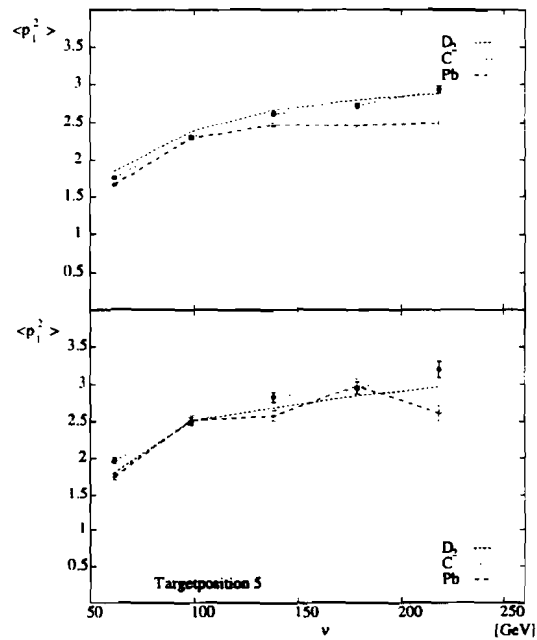


Abbildung 4.10: $\langle p_1^2 \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

4.3 Der mittlere quadratische Transversalimpuls

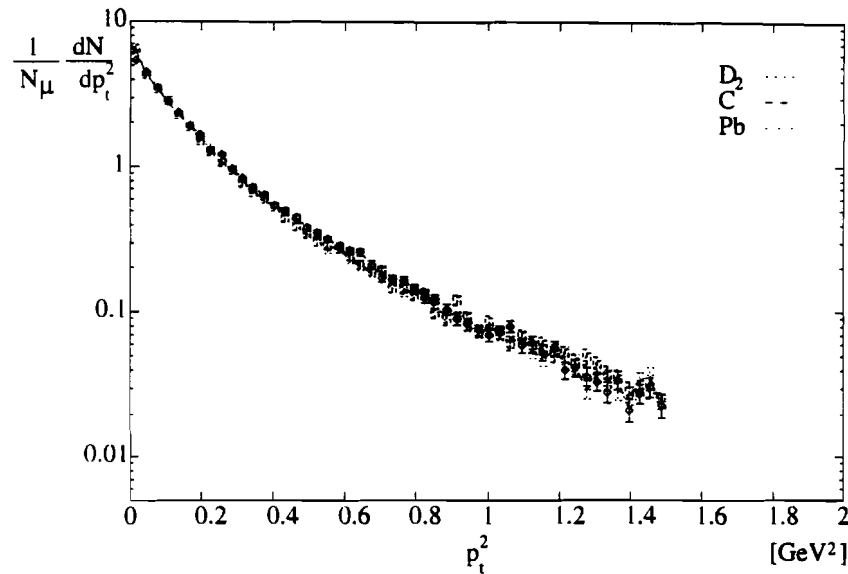


Abbildung 4.11: p_t^2 -Verteilung für die Targets D₂, C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Die Verteilung

$$\rho(p_t^2) = \frac{1}{N_\mu} \frac{dN}{dp_t^2}$$

des quadratischen Transversalimpulses für die verschiedenen Targets ist in Bild 4.11 zu sehen. Auch hier liegen die Verteilungen für die verschiedenen Datensätze analog zum quadratischen Longitudinalimpuls im gesamten Wertebereich von p_t^2 übereinander und sind im Rahmen der Statistik nicht unterscheidbar.

Als Funktion von W ergibt sich bei schweren Targets eine Absenkung des mittleren quadratischen Transversalimpulses im Bereich kleiner Werte von W . Die absoluten Werte für $\langle p_t^2 \rangle$ und das auf Deuterium bezogene Verhältnis von $\langle p_t^2 \rangle$ für die Targets Kohlenstoff und Blei sind in Bild 4.12 zu sehen.

Die Aufteilung der Daten nach den verschiedenen Targetpositionen, wie sie in Bild 4.13 zu sehen ist, zeigt kein spezielles Verhalten weder für eine einzelne Targetposition noch für die dem Vertex folgende Targetmaterialmenge. Im Bereich hoher Werte von W zeigen sich die gleichen Schwankungen wie sie beim mittleren quadratischen Longitudinalimpuls beobachtet wurden.

Die Schwankungen der Datenpunkte in den einzelnen Targetpositionen trotz hoher Besetzungszahlen in den einzelnen Intervallen lassen den Schluß zu, daß die trendartige Absenkung der Datenpunkte der schweren Targets für alle Targetpositionen zusammen statistisch nicht signifikant ist. Zudem muß man hier in Betracht ziehen, daß in diesem Bereich kleiner $\langle p_t^2 \rangle$ Akzeptanzkorrekturen zu berücksichtigen sind, wie der Vergleich der Deuteriumdaten mit den LUND-Vorgaben im vorangegangenen Kapitel zeigt.

Für die Skalenvariablen ν und Q^2 zeigt der mittlere quadratische Transversalimpuls kein unterschiedliches Verhalten für die verschiedenen Targets. In Bild 4.14 steigt $\langle p_t^2 \rangle$ mit ν wie man es aufgrund des Anstieges in W erwarten kann. Ein Unterschied des mittleren Transversalimpulsquadrats für die verschiedenen Targets ist nicht zu sehen.

Dies steht im Einklang mit den im vorherigen Abschnitt gemachten Überlegungen zu sekundären Wechselwirkungen. Wird bei einem solchen Ereignis ein zusätzlicher Transversalimpuls auf das Hadron übertragen, so verändert sich die Trajektorie derart, daß das Rekonstruktionsprogramm die Spur nicht mehr mit dem primären Vertex verbindet. Dadurch werden solche Spuren aus diesem Datensatz entfernt. Lediglich annähernd kollineare Wechselwirkungen können den Spurselektionskriterien genügen. Dies entspricht der Beobachtung, daß in Blei der Longitudinalimpuls sinkt, während der Transversalimpuls unverändert bleibt.

Die Verteilungen für $\langle p_t^2 \rangle$ als Funktion von Q^2 , wie in Bild 4.15 gezeigt, sind in den verschiedenen W -Intervallen annähernd flach und zeigen keine Unterschiede für die verschiedenen Targets. Da der Transversalimpuls erst im Prozess der Hadronisation entsteht, entspricht dieses Ergebnis auch den Erwartungen aus den beschriebenen Modellen.

Im vorangegangenen Kapitel wurde der Seagull-Plot für die Deuteriumdaten im Vergleich zu den Ergebnissen des Experimentes NA9 der EMC gezeigt. In Bild 4.16 sieht man die $\langle p_t^2 \rangle$ -Verteilung als Funktion von x_f für die verschiedenen Targets. Die durchgezogene Linie gibt die vom Experiment NA9 errechnete Vorhersage des LUND Modells wieder. Sowohl die Daten für Kohlenstoff als auch die Daten für Blei erfüllen die Vorgaben des Modells zumal keine Monte-Carlo-Korrektur vorgenommen wurde.

Im Rahmen der Statistik ist kein Unterschied in der Verteilung für die verschiedenen Targets zu erkennen. Im Bereich kleiner x_f liegen die Verteilungen aufeinander und für große Werte von x_f streuen die Werte aufgrund der geringen Besetzungszahlen, welche durch das gestrichelte Histogramm verdeutlicht werden.

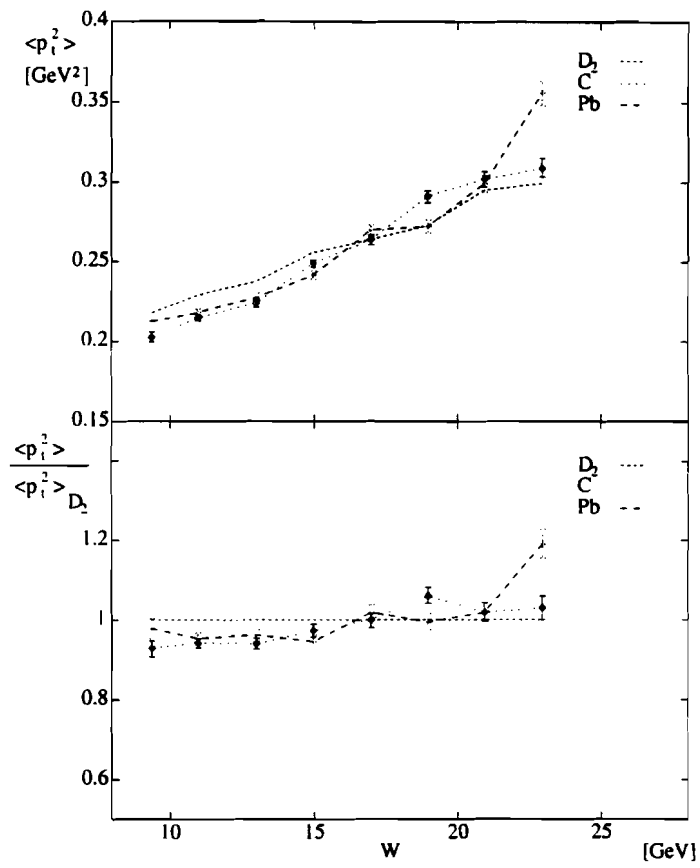


Abbildung 4.12: $\langle p_t^2 \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

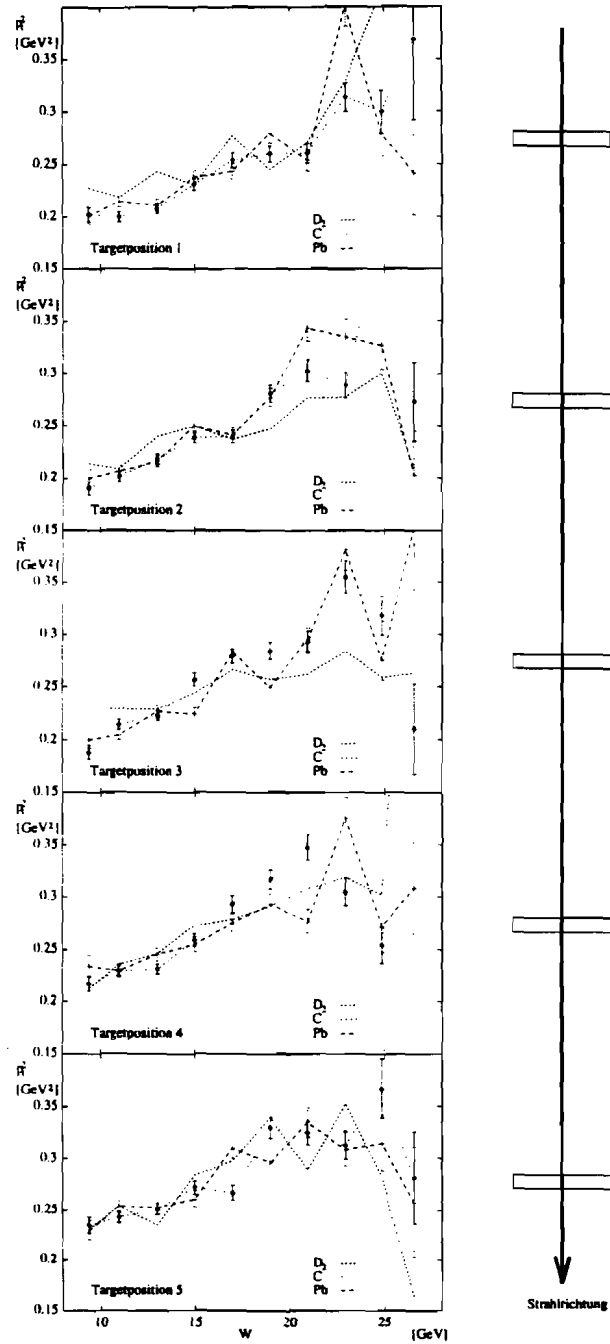


Abbildung 4.13: $\langle p_t^2 \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

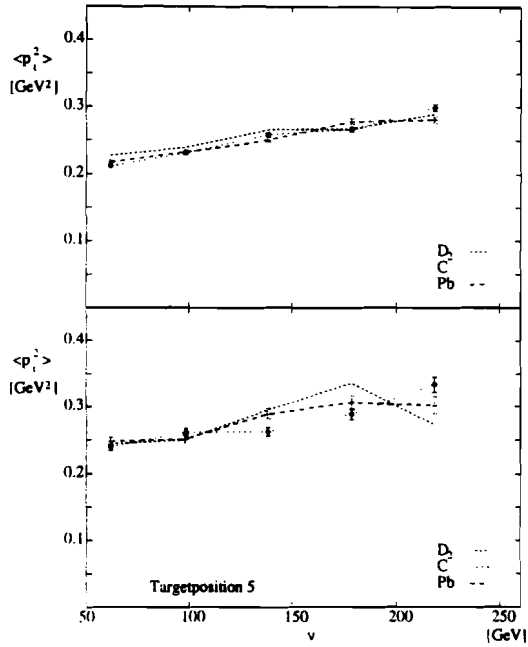


Abbildung 4.14: $\langle p_t^2 \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

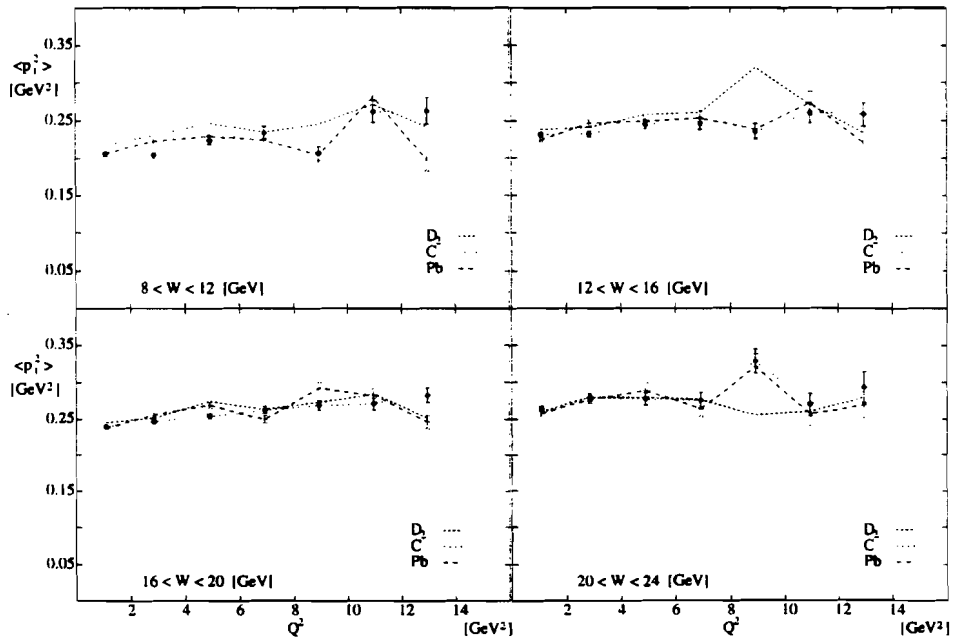


Abbildung 4.15: $\langle p_t^2 \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

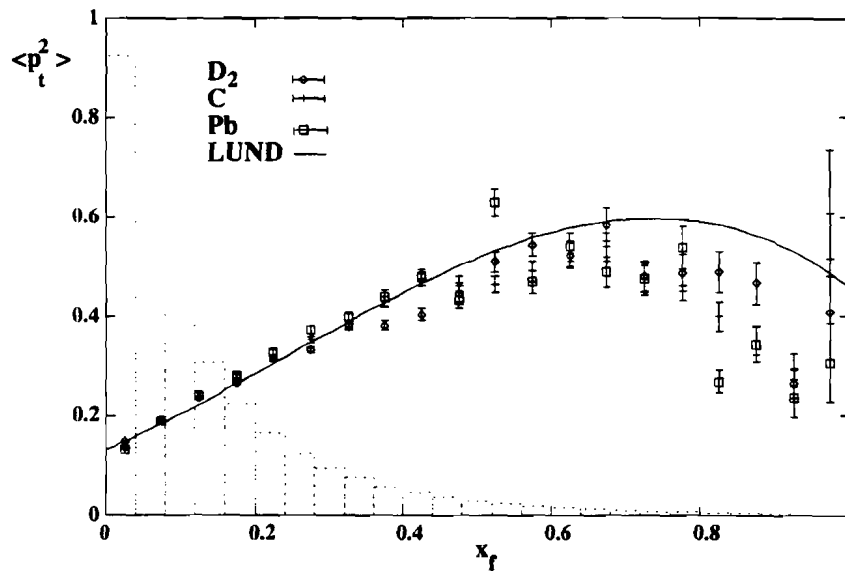


Abbildung 4.16: 'Seagull-Plot' für die Targets D₂, C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

4.4 Die Rapiditätsverteilung

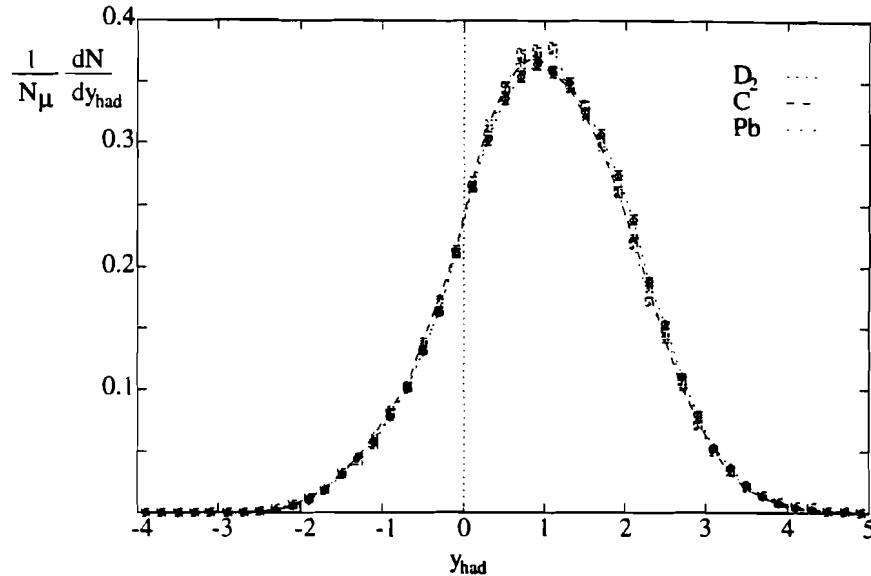


Abbildung 4.17: y_{had} -Verteilung für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Bild 4.17 zeigt die auf die Anzahl der Ereignisse normierte Rapidityverteilung

$$\rho(y_{had}) = \frac{1}{N_\mu} \frac{dN}{dy_{had}}$$

für die verschiedenen Targets. Die verschiedenen Kurven liegen in guter Näherung aufeinander und zeigen über den gesamten Wertebereich von y_{had} keine Variation in Abhängigkeit von der Targetkernmasse. Für alle Targets zeichnet sich ansatzweise das zu erwartende Plateau ab, wie es in den Daten für Deuterium in der Meßperiode 1987 beobachtet wurde. Man erkennt zudem, daß sich die beschränkte Akzeptanz des Experimentaufbaus in der Periode 1990 auf alle Targets gleich auswirkt und kein Target einer speziellen Selektion unterliegt.

In Abbildung 4.18 sieht man im oberen Bild die mittlere Rapidity als Funktion von W . Die beobachtete Aufspaltung nach den verschiedenen Targets ist statistisch nicht signifikant und liegt innerhalb der Fehlerbereiche. Dies verdeutlicht das untere Bild in Abbildung 4.18 in dem das Verhältnis zu den Werten des Deuteriumdatensatzes dargestellt ist.

Die Auftrennung der Daten in die verschiedenen Targetpositionen, wie sie in Bild 4.19 zu sehen ist, zeigt, daß diese trendartige Aufspaltung aus den ersten

beiden Targetpositionen resultiert und für die letzten Targetpositionen mit dem geringsten Material hinter dem Vertex keine Aufspaltung mehr zu sehen ist.

Eine Targetabhängigkeit der mittleren Rapidity als Funktion von Q^2 oder ν ist nicht zu erkennen. Die Verteilungen sind in Bild 4.20 und in Bild 4.21 zu sehen. Die Unabhängigkeit von ν bestätigt zudem die Annahme, daß es sich in der Aufspaltung als Funktion von W um einen statistischen Effekt handelt.

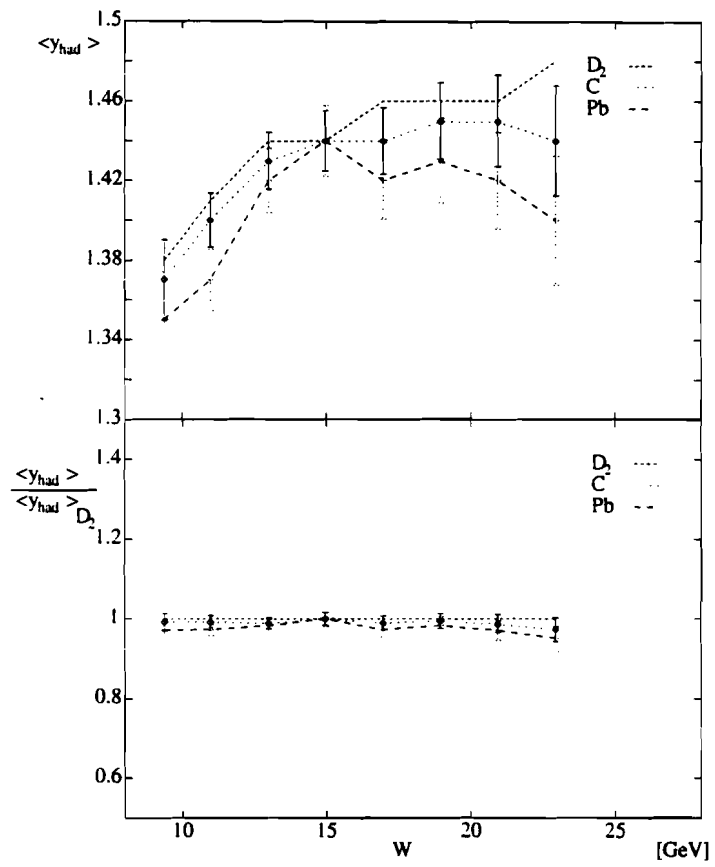


Abbildung 4.18: $\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

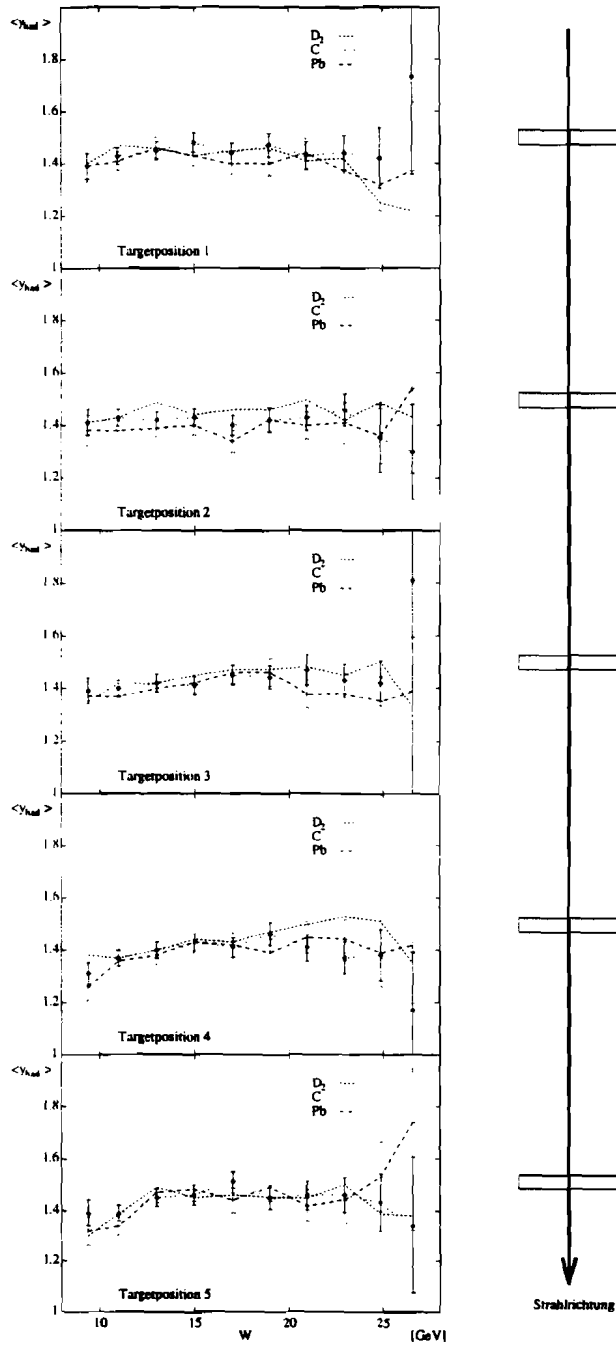


Abbildung 4.19: $\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb gegen W nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

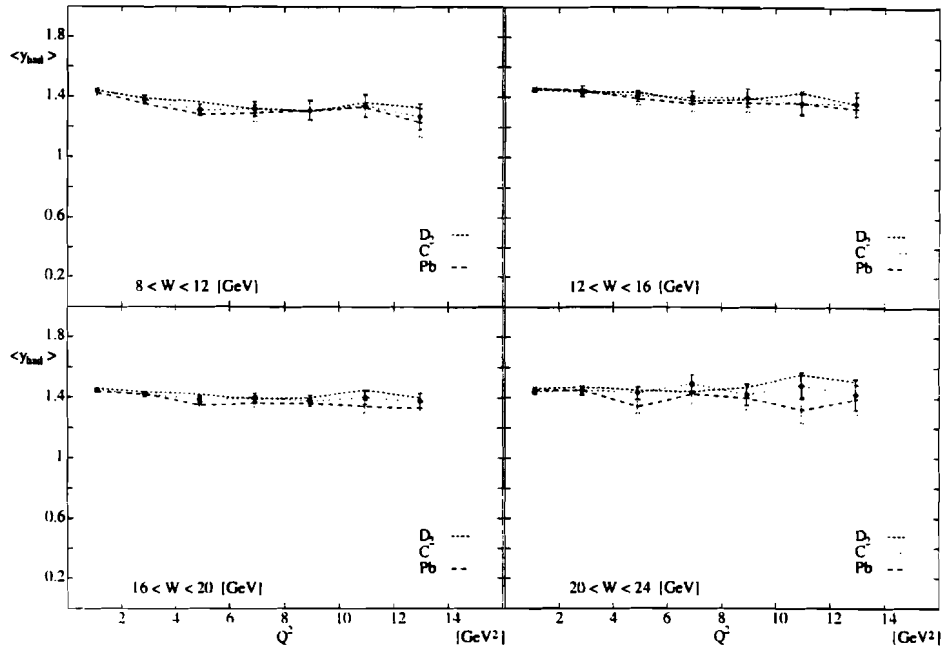


Abbildung 4.20: $\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

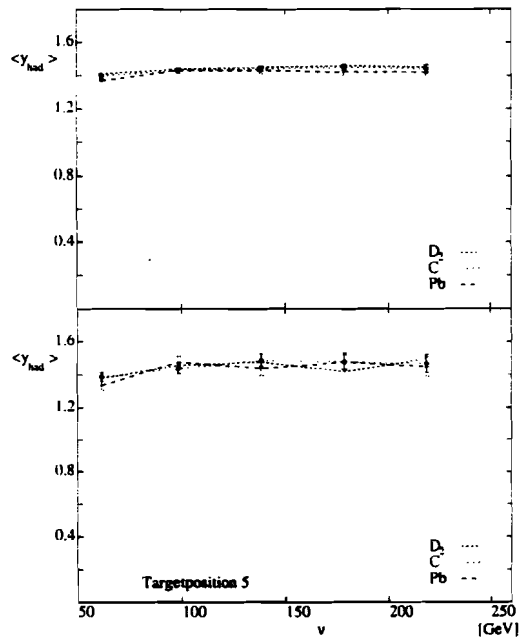


Abbildung 4.21: $\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

4.5 Die Verteilung von z_{had}

Neben dem oben beschriebenen quadratischen Longitudinalimpuls ist der auf den relativen Energieübertrag bezogene Longitudinalimpuls z_{had} von Interesse, da sich hier die Möglichkeit bietet, die Annahme zu prüfen, daß die in $\langle p_l^2 \rangle$ beobachteten Targetunterschiede auf sekundären hadronischen Bremsstrahlungsereignissen beruhen.

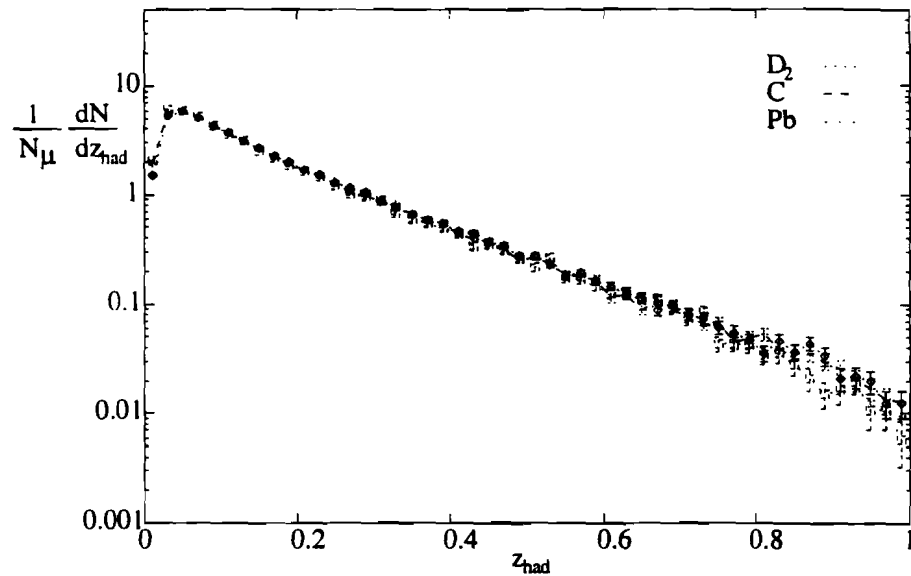


Abbildung 4.22: z_{had} -Verteilung für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Das vorangegangene Kapitel hat eine gute Übereinstimmung der unkorrigierten Daten des Deuteriumdatensatzes mit den Ergebnissen der Meßperiode 1987 gezeigt. In Bild 4.22 ist die Verteilung

$$\rho(z_{had}) = \frac{1}{N_\mu} \frac{dN}{dz_{had}}$$

für die verschiedenen Targets aufgetragen. Wie in den vorangegangenen Verteilungen für p_l^2 , p_t^2 und y_{had} ist auch hier kein Unterschied in den Verteilungen der verschiedenen Targets zu erkennen.

In Bild 4.23 sieht man den Mittelwert z_{had} als Funktion von W . Wie aufgrund des mathematischen Zusammenhangs mit p_l zu erwarten ist, erkennt man auch hier eine Absenkung des Mittelwertes für schwere Targets, wie sie bei $\langle p_l^2 \rangle$ als Funktion von W beobachtbar ist.

Im Gegensatz zu p_l haben aber bei der Variablen z_{had} Strahlungsereignisse keinen so großen Einfluß auf die Verteilung. Kommt es bei einem Hadron zu

einer Abstrahlung eines Photons, so wird dadurch der Impuls des Hadrons gesenkt, der Energieübertrag ν bleibt davon aber unberührt. Derartige hadronische Strahlungsereignisse werden aufgrund der geringeren Energie des Hadrons und der somit geringeren Energie des abgestrahlten Photons nicht durch die Kalorimeterselektion erkannt. Der so reduzierte Longitudinalimpuls des Hadrons verschiebt den gemessenen Wert von z_{had} zu kleineren Werten, was zu der in Abbildung 4.23 gezeigten Absenkung für schwere Targets führt. Da hier der gesamte Wertebereich von p_l auf das Intervall $[0:1]$ projiziert ist, wirken sich derartige Impulsverschiebungen weniger auf den Mittelwert aus, als dies bei $\langle p_l^2 \rangle$ der Fall ist. Dadurch erklären sich auch die weitaus geringeren Schwankungen von $\langle z_{had} \rangle$, wenn man die W -Abhängigkeit nach den verschiedenen Targetpositionen auftrennt.

Abbildung 4.24 zeigt die Verteilung von $\langle z_{had} \rangle$ als Funktion von W für die verschiedenen Targetpositionen. Da hier nun die Verteilungen im Gegensatz zu den $\langle p_l^2 \rangle$ -Verteilungen weniger durch statistische Effekte überlagert sind, zeichnet sich ab, daß die beobachtete Absenkung zum Ende des Targets hin verschwindet und daher auf sekundäre Wechselwirkungen der erzeugten Hadronen mit dem hinter dem Vertex gelegenen Targetmaterial zurückzuführen ist.

Mit diesen Überlegungen verträglich ist auch die in Bild 4.25 gezeigte Abhängigkeit der Variablen $\langle z_{had} \rangle$ von ν . Die Absenkung für die schwereren Targets, wie im oberen Bild dargestellt, ist weniger ausgeprägt und verschwindet vollends für die hinteren Targetpositionen. Dies dokumentiert das untere Bild für die letzte Targetposition.

Analog zum Longitudinalimpulsquadrat zeigt auch $\langle z_{had} \rangle$ keine Q^2 -Abhängigkeit, wie dies Bild 4.26 belegt. Die Aufspaltung im letzten W -Intervall für große Q^2 -Werte spiegelt das Verhalten der Mittelwerte von p_l^2 in diesem Bereich wieder und verschwindet im hinteren Targetbereich.

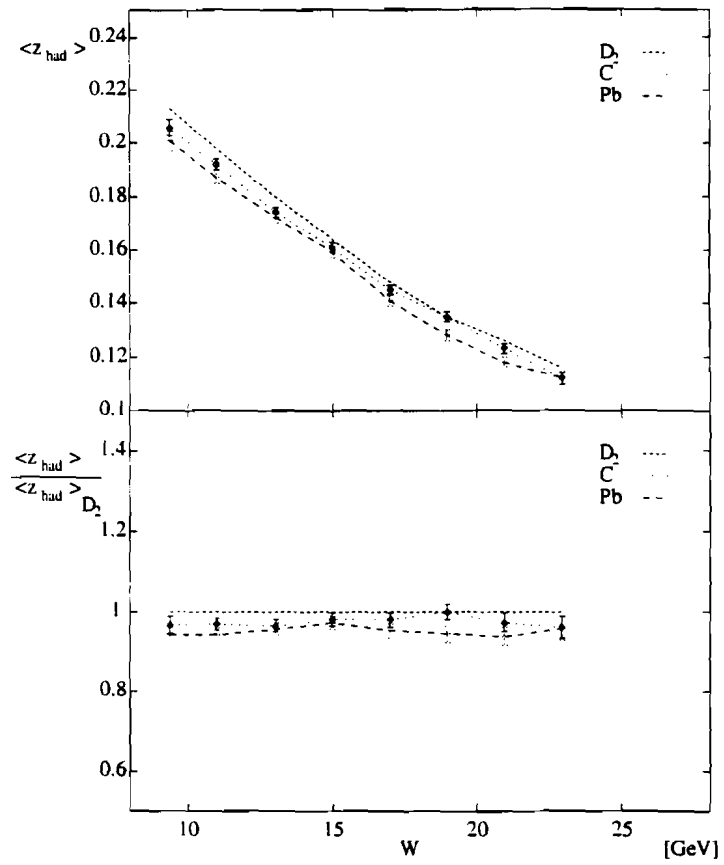


Abbildung 4.23: $\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

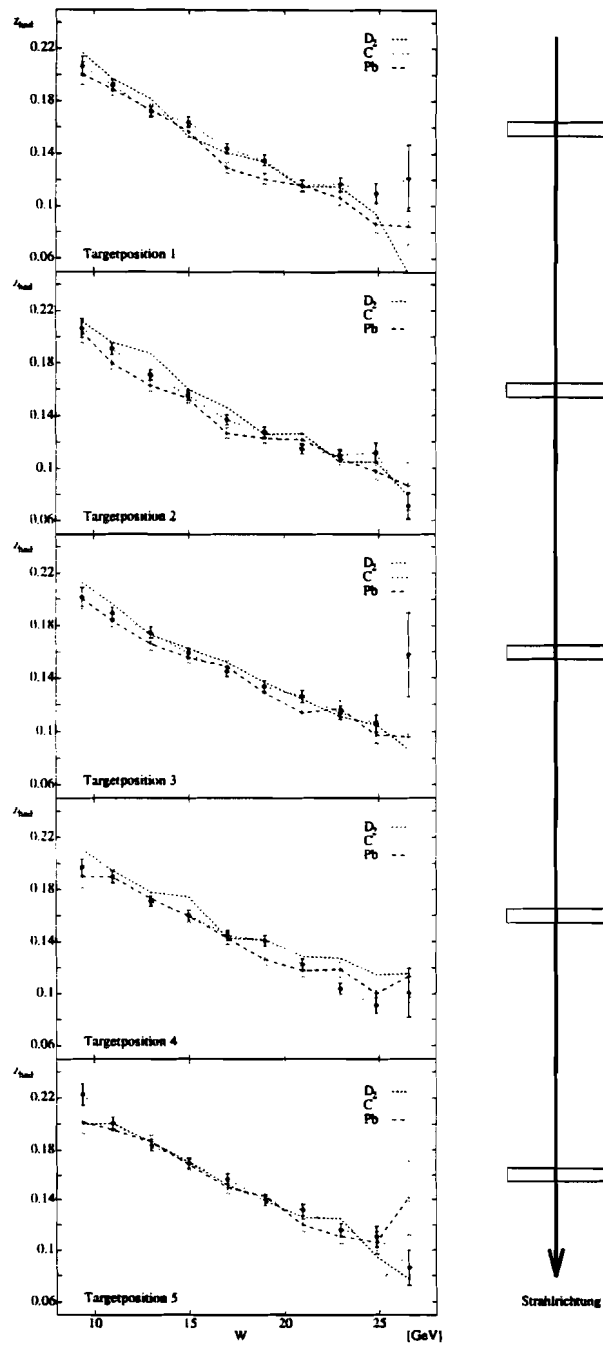


Abbildung 4.24: $\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

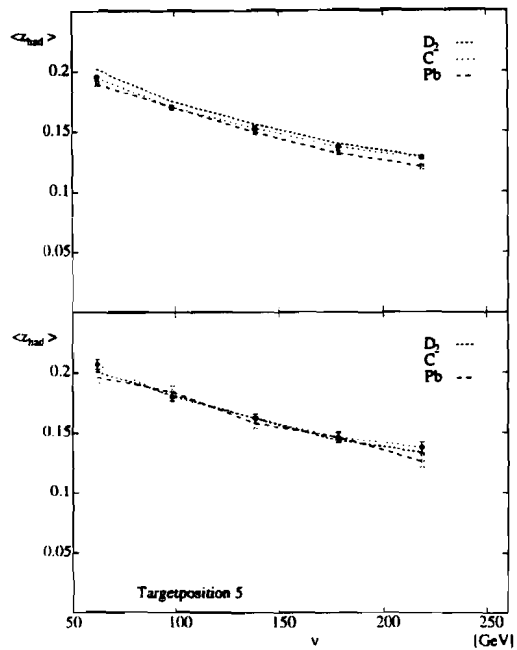


Abbildung 4.25: $\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

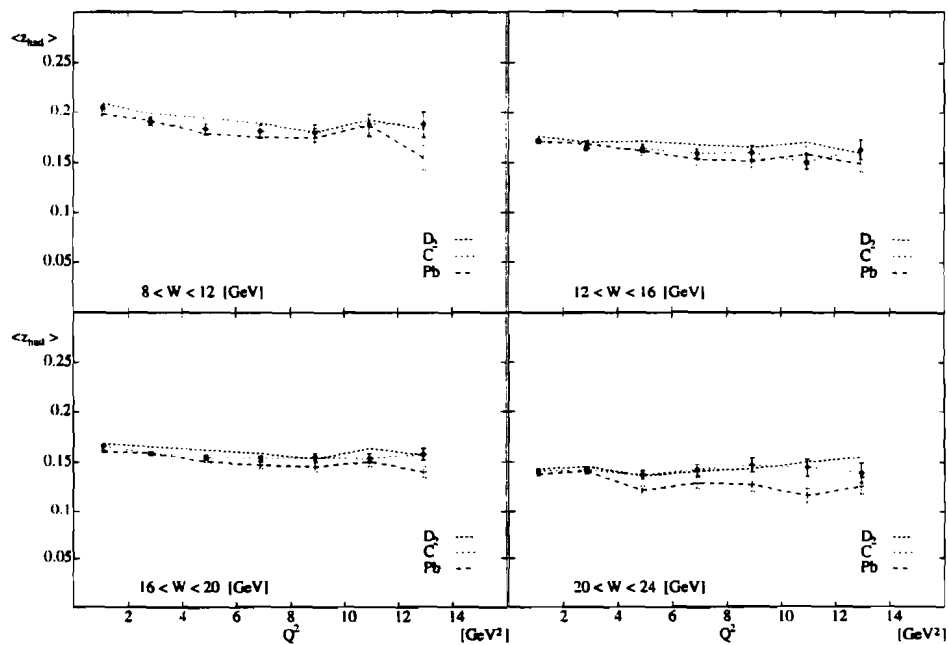


Abbildung 4.26: $\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D₂, C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

4.6 Die Verteilung für Feynman x

In Analogie zu den Überlegungen zur Variablen z_{had} ist es interessant zu sehen, wie sich der auf den maximal verfügbaren Impuls bezogene Longitudinalimpuls x_f als Funktion von W , ν bzw. Q^2 verhält.

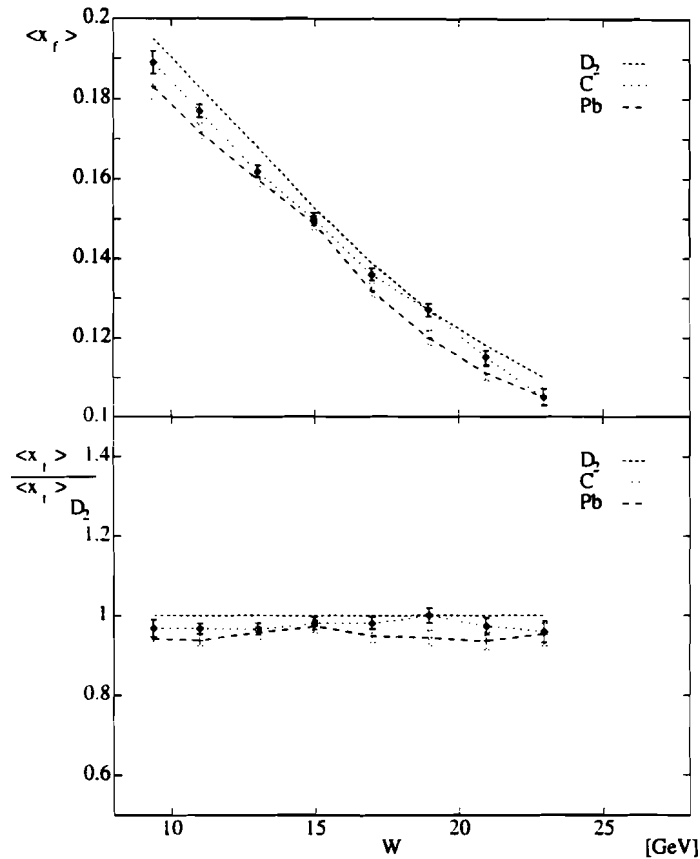


Abbildung 4.27: $\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Bild 4.27 zeigt die W -Abhängigkeit von $\langle x_f \rangle$ als Funktion von W . Auch hier zeichnet sich ein zum Verhalten von $\langle z_{had} \rangle$ analoge Absenkung für schwerere Targets ab. Das obere Bild in der Abbildung zeigt dabei wieder die absoluten Werte für $\langle x_f \rangle$ und das untere Bild das Verhältnis zu den Deuteriumdaten.

Spaltet man den Datensatz nach den Targetpositionen auf, wie dies in Bild 4.28 gezeigt ist, so sieht man auch hier, daß die Aufspaltung nach den verschiedenen Targetkernen mit abnehmender Targetmasse hinter dem Vertex verschwindet. Diese Beobachtung bestätigt die oben gemachten Überle-

gung zu Strahlungsereignissen und inelastischen Wechselwirkungen der in der primären Wechselwirkung erzeugten Hadronen mit dem hinter dem Vertex befindlichen Targetmaterial.

In der Abhängigkeit von ν und Q^2 zeigt $\langle x_f \rangle$ ein Verhalten, das dem von $\langle z_{had} \rangle$ gleicht. Dies belegen die Abbildungen 4.29 und 4.30. Auch hier wird der Mittelwert der Einzelverteilung aufgrund der Projektion des Wertebereiches von p_i in das Intervall $[0:1]$ (Vorwärtshemisphäre) weniger anfällig für statistische Effekte und die beobachtete Aufspaltung nach den Targetkernmassen verschwindet mit abnehmendem Targetmaterial hinter dem Vertex. Exemplarisch ist dafür die W -Abhängigkeit von $\langle x_f \rangle$ für die letzte Targetposition im unteren Bild der Abbildung 4.29 dargestellt.

4.7 Der negative Logarithmus von x_f

Eine weitere oftmals betrachtete Variable ist der negative Logarithmus von x_f . Dadurch wird der Wertebereich von x_f der Vorwärtshemisphäre auf das Intervall $[\infty : 0]$ abgebildet, wobei der Bereich kleiner x_f expandiert und der großer x_f komprimiert wird. Die Untersuchung dieser Variablen in Abhängigkeit von W , ν und Q^2 zeigt kein von $\langle x_f \rangle$ bzw. $\langle z_{had} \rangle$ zu unterscheidendes Verhalten für die verschiedenen Targetmaterialien. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle davon abgesehen, diese Verteilungen zu zeigen, da sich daraus keine zusätzliche Information ergibt.

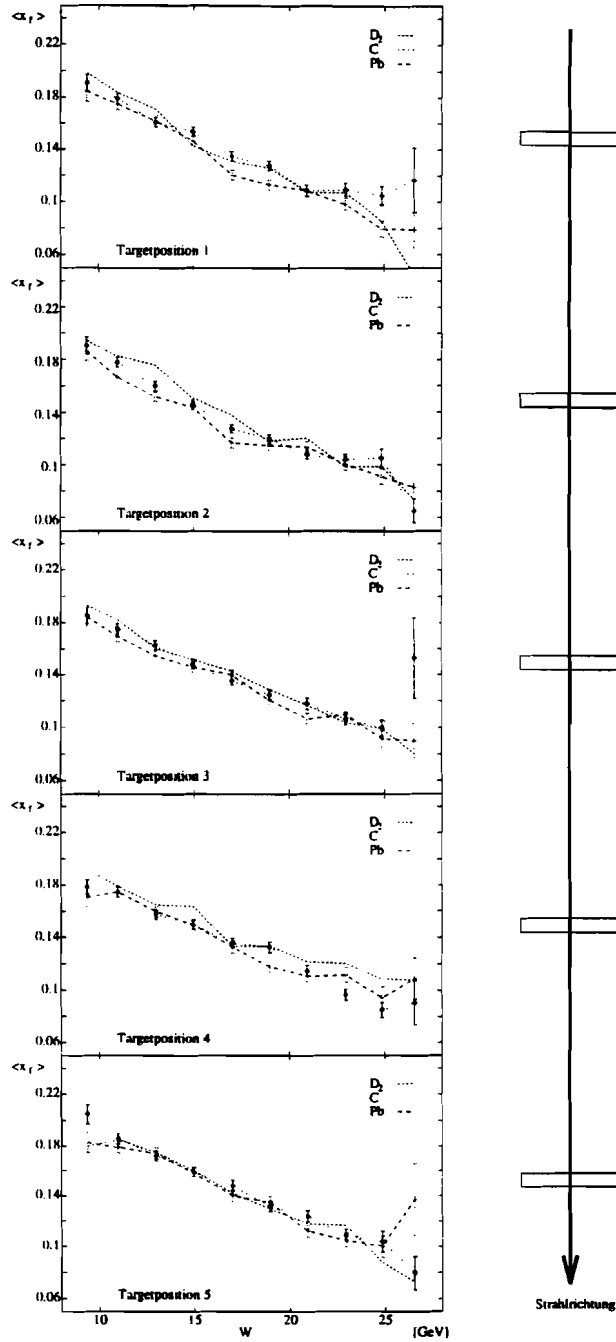


Abbildung 4.28: $\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

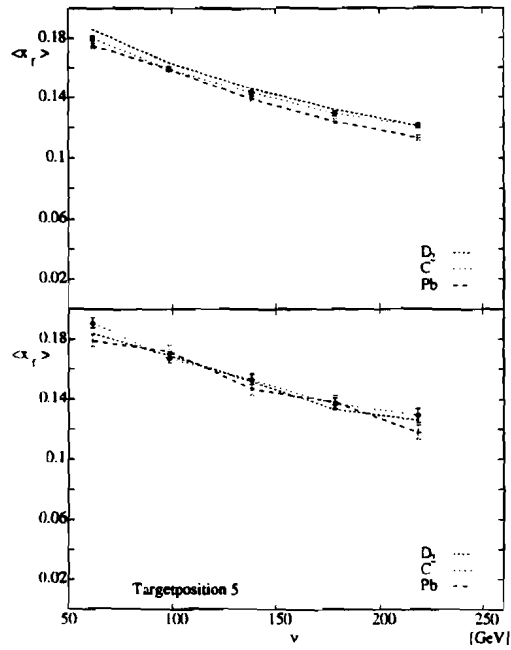


Abbildung 4.29: $\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

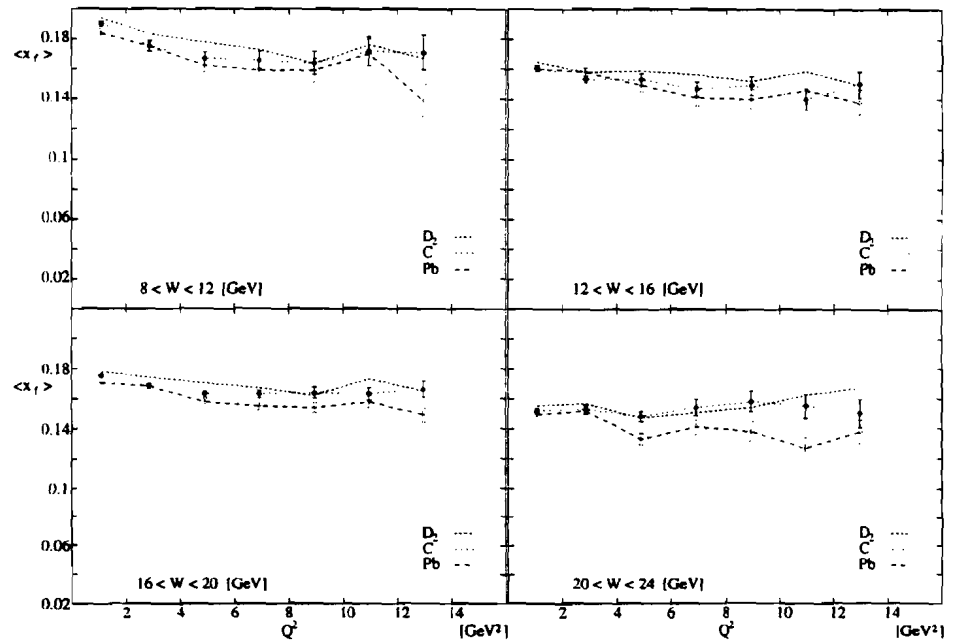


Abbildung 4.30: $\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

4.8 Die Multiplizitätsverteilung des 'Leading Hadron'

Die bisherigen Verteilungen behandelten alle Hadronen eines Ereignisses gleichermaßen. Das Hadron, das den größten Anteil von ν trägt bezeichnet man als 'Leading Hadron' und man kann davon ausgehen, daß es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aus dem gestreuten Quark entstanden ist.

Bei der Untersuchung der Runperiode 1987 an Xenon [36] wurde beobachtet, daß das Verhältnis der Multiplizitätsverteilung für Xenon bezogen auf Deuterium absinkt, sobald ν unter den Wert von 50 GeV sinkt.

In Abbildung 4.31 ist für die Daten der Runperiode 1990 das Verhältnis der Multiplizitätsverteilungen des 'Leading Hadron' für Blei und Kohlenstoff bezogen auf Deuterium aufgetragen. Dabei wurden nur Hadronen akzeptiert, deren Wert von $z_{had} > 0.4$ war (vgl. [36]). Für kleine Werte von ν ist auch hier eine Absenkung des Verhältnisses zu beobachten. Man muß aber hier beachten, daß die Werte nicht akzeptanzkorrigiert sind.

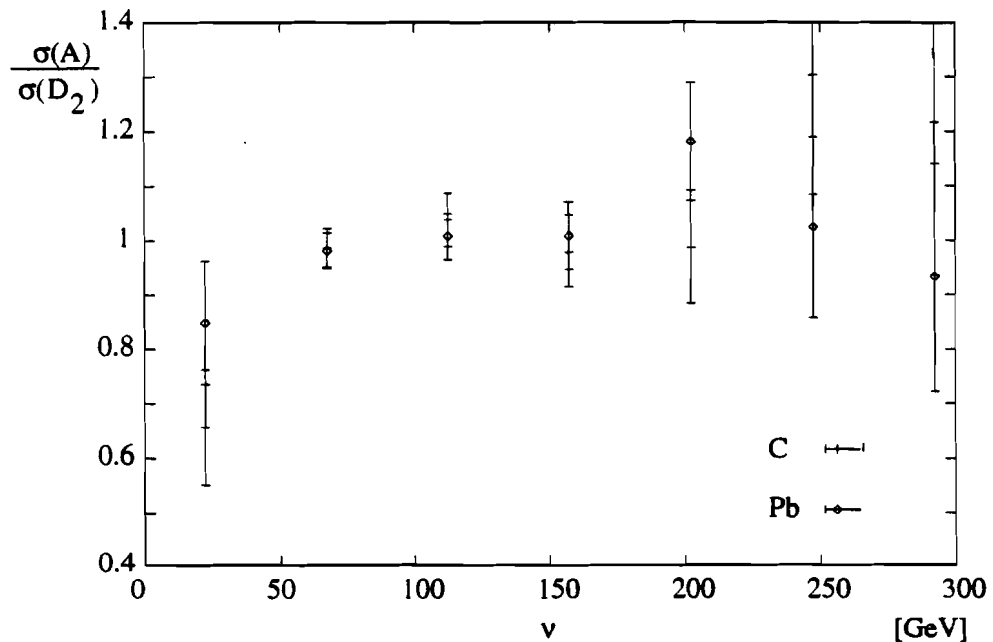


Abbildung 4.31: Relative Multiplizitätsverteilung für die Targets C und Pb gegen ν bezogen auf Deuterium. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.

Bei einem Wert von 50 GeV für ν besitzt das 'Leading Hadron' eine Mindestenergie von 20 GeV ($z_{had} > 0.4$). Entsprechend der Überlegungen zur

Formationslänge in Kapitel 1.6.2 bedeutet das für ein Meson mit einer Masse von ca. 140 MeV, daß die Hadronisation erst nach ca. 200 fm eintritt und somit außerhalb des Bleikernes liegt. Der Radius eines Bleikernes beträgt 181 fm.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Am Experiment E665 am FNAL in Chicago wurden in der Meßperiode 1990 Untersuchungen zur Lepton-Nukleon-Streuung an verschiedenen Kernen vorgenommen. Dabei handelte es sich um Wasserstoff, Deuterium, Kohlenstoff, Calcium und Blei. In dieser Arbeit wurden die Verteilungen verschiedener hadronischer Variablen für die schweren Targets im Vergleich zu Deuterium betrachtet. Das Calciumtarget ist dabei nicht berücksichtigt, da der Targetaufbau von dem des Blei- bzw. Kohlenstofftargets stark abweicht und einer getrennten Untersuchung bedarf.

Die verschiedenen Targets wurden während der Messung innerhalb weniger Minuten ständig vertauscht, was aufgrund der Strahlstruktur am FNAL möglich ist. Dadurch ergab sich eine Erleichterung beim Vergleich der Daten, da eine komplexe Angleichung zeitlich verschiedener Meßperioden entfällt.

Eine Korrektur der Daten auf Akzeptanz und Bremsstrahlungseffekte mittels einer Monte-Carlo-Simulation war nicht möglich, da eine derartige Simulation zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht verlässlich vorlag.

Mittels des im Experiment eingesetzten elektromagnetischen Kalorimeters war es möglich, offensichtliche Bremsstrahlungseignisse als solche zu erkennen und aus dem Datensatz zu entfernen.

Der Deuteriumdatensatz, der als Referenz für eventuelle Targetabhängigkeiten bei der Hadronisation in den schweren Kernen dienen soll, wurde sowohl mit Ergebnissen des Experimentes NA9 der EMC verglichen, als auch mit den Ergebnissen der ersten Meßperiode 1987 dieses Experimentes. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß keine Akzeptanzkorrekturen durchgeführt wurden, entsprechen die Verteilungen verschiedener hadronischer Variablen des Deuteriumdatensatzes den Vorgaben der Vergleichsverteilungen und auch den Vorhersagen des LUND-Modells. Zudem zeigte sich, daß die

Akzeptanzkorrekturen keine komplexen Abhängigkeiten von den verwendeten SkalenvARIABLEN aufweisen.

Im Vergleich der beiden schweren Targets mit Deuterium ergibt sich eine höhere mittlere Multiplizität der Bleidaten für Ereignisse mit hoher Schwerpunktsenergie, wobei diese Differenz statistisch nicht signifikant ist. Vielmehr läßt sich dieser Multiplizitätsunterschied auf sekundäre Wechselwirkungen der in der primären Wechselwirkung erzeugten Hadronen mit dem dem Vertex nachfolgenden Targetmaterial zurückführen. Diese Effekte konnten mittels eines Vergleiches der verschiedenen Targetpositionen belegt werden.

In den Verteilungen des quadratischen longitudinalen als auch quadratischen transversalen Impulsanteils der im Ereignis beobachteten geladenen Spuren konnte für große Werte der Schwerpunktsenergie W , des quadratischen Impulsübertrags Q^2 und des Energieübertrags ν eine Absenkung der Mittelwerte für schwere Kerne beobachtet werden. Diese Absenkung kann aufgrund der mangelnden statistischen Signifikanz nur als Trend bezeichnet werden. Durch Betrachtung des auf den Energieübertrag bzw. auf den Maximalimpuls normierten Longitudinalimpulses z_{had} bzw. x_f und dem Vergleich der verschiedenen Targetpositionen konnte dieser Trend auf sekundäre Wechselwirkungen im Targetmaterial hinter dem Vertex zurückgeführt werden. Dies steht im Einklang mit den Differenzen in der mittleren Multiplizität.

Zusammenfassend ergibt sich kein Unterschied in den betrachteten Verteilungen der hadronischen Variablen für die verschiedenen Kerne. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz des Detektors gilt diese Aussage nur für die Vorwärtshemisphäre im Schwerpunktssystem. Dies steht im Einklang sowohl mit Untersuchungen dieses Experimentes an Xenon, als auch mit Ergebnissen anderer Experimente.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Lepton-Nukleon-Vertex	3
1.2	Schema der hadronischen Variablen	5
1.3	Das Prinzip des LUND-String-Modells	10
1.4	Gluonabstrahlung im LUND-String-Modell	10
1.5	Hadronisation im Parton-Schauer-Modell	12
1.6	Quark-Gluon- bzw. Gluon-Gluon-Vertices	12
1.7	Die verschiedenen Phasen der Lepton-Kern-Wechselwirkung	15
1.8	Schema für die verschiedenen Aspekte des EMC-Effekts. Die verwendete Funktion entspricht einer Parameterisierung der NMC.	16
1.9	Shadowing für verschiedene Targetmaterialien. Die Daten des Experiments E665 sind nicht akzeptanzkorrigiert	17
1.10	Photon-Kern-Vertex	18
2.1	Der Beschleuniger am FNAL	22
2.2	Das Experiment E665 am FNAL	22
2.3	Schema des Myonstrahls am FNAL	23
2.4	Schema der Vertex-Drift-Kammer VDC	26
2.6	Linkes Bild: Ausschnittszeichnung einer VCB-Kammer. Rechtes Bild: Schema einer einzelnen Driftzelle.	27
2.7	Schema der Driftzelle einer VCZ Kammer	27
2.5	Ausschnittszeichnung einer VCA-Kammer. Die Anoden- und Kathodenebenen wechseln sich ab.	30
2.8	Zeichnung der Targetanordnung	30

2.9	Datenauslese	32
2.10	Ablaufplan des zentralen Rekonstruktionsprogrammes	33
2.11	Gesamter Datenfluß	33
2.12	Energieanteil eines Kalorimeterclusters gegen ν	37
2.13	Auswirkung der verschiedenen Abbruchparameter der Bremsstrahlungsselektion	38
2.14	Ereignisverteilung für Q^2 und ν	40
2.15	Ereignisverteilung für Q^2 und ν für Bremsstrahlungsereignisse	41
2.16	Häufigkeitsverteilung der Variablen W	41
2.17	Häufigkeitsverteilung der Variablen Q^2	42
2.18	Häufigkeitsverteilung der Variablen ν	42
2.19	Ergebnis der ersten Selektionsstufe	43
2.20	Ergebnis der zweiten Selektionsstufe	44
3.1	Mittlere hadronische Multiplizität der Meßperiode 1990. Die Daten sind ohne Akzeptanzkorrektur aufgetragen.	46
3.2	Vergleich der mittleren hadronischen Multiplizität zur Meßperiode 1987. Die Daten der Periode 1987 sind akzeptanzkorrigiert; bei den Daten der Periode 1990 handelt es sich um die unkorrigierten Daten.	49
3.3	Vergleich des Verhältnisses der mittleren hadronischen Multiplizität zur Dispersion mit der Meßperiode 1987. Die Daten der Periode 1990 sind nicht akzeptanzkorrigiert.	49
3.4	Normierte Häufigkeitsverteilung des Longitudinalimpulses p_l . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	50
3.5	Normierte Häufigkeitsverteilung des Transversalimpulses p_t . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	51
3.6	Normierte Verteilung für z_{had} . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	52
3.7	Normierte Rapiditätsverteilung. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	53
3.8	'Seagull-Plot' im Vergleich zur NA9-Verteilung. Die Daten der Periode 1990 sind nicht akzeptanzkorrigiert.	54

4.1	Vergleich der mittleren hadronischen Multiplizität für die verschiedenen Targets. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	58
4.2	Vergleich der mittleren hadronischen Multiplizität für die verschiedenen Targetpositionen. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	60
4.3	Vergleich des Verhältnisses der mittleren hadronischen Multiplizität zur Dispersion der Multiplizität für die verschiedenen Targets. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	61
4.4	$\langle n_{had} \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	61
4.5	$\langle n_{had} \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb gegen Q^2 für verschiedene Bereiche von W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert. 62	62
4.6	p_i^2 -Verteilung für die Targets D ₂ , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	63
4.7	Mittlerer quadratischer Longitudinalimpuls für die Targets D ₂ , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	65
4.8	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	66
4.9	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	67
4.10	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	67
4.11	p_i^2 -Verteilung für die Targets D ₂ , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	68
4.12	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	70
4.13	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	71
4.14	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	72
4.15	$\langle p_i^2 \rangle$ für die Targets D ₂ , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	72
4.16	'Seagull-Plot' für die Targets D ₂ , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	73

4.17	y_{had} -Verteilung für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	74
4.18	$\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	76
4.19	$\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	77
4.20	$\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	78
4.21	$\langle y_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	78
4.22	z_{had} -Verteilung für die Targets D_2 , C und Pb. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	79
4.23	$\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	81
4.24	$\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	82
4.25	$\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	83
4.26	$\langle z_{had} \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	83
4.27	$\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	84
4.28	$\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen W nach Targetposition getrennt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	86
4.29	$\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen ν . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	87
4.30	$\langle x_f \rangle$ für die Targets D_2 , C und Pb gegen Q^2 . Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	87
4.31	Relative Multiplizitätsverteilung für die Targets C und Pb gegen ν bezogen auf Deuterium. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert.	88

Tabellenverzeichnis

1.1	Leptonische Variablen	4
1.2	Hadronische Variablen	5
1.3	Vergleich zwischen QED und QCD	6
1.4	Tabelle der Targeteigenschaften der Targets des Experiments E665 in den Runperioden 1990 und 1991	20
2.1	Detektoren des Experimentes E665	31
2.2	Eigenschaften der verschiedenen Targets	31
2.3	Ereignisstatistik für die Reduktion	40

Literaturverzeichnis

- [1] M.R. Adams *et al.*, *A Spectrometer for Muon Scattering at the Tevatron*, NIM A291 (1990) 533-551
- [2] J. Drees, H.E. Montgomery, *Myon Scattering*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **33** (1983) 383ff
- [3] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1986
- [4] BCDMS Kollaboration, A. Argento *et al.*, Phys.Lett. **120B** (1982) 245ff
- [5] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, J. Wiley & Sons, New York, 1984
- [6] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing, 1986
- [7] J.L. Lopes, *Gauge Field Theories*, Pergamon Press, 1981
- [8] J.D. Bjorken, E.H. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, Phys.Rev. **185** (1969), 1975
- [9] G. Miller *et al.*, Phys.Rev. **D5** (1972), 528
- [10] C.G. Callan, D. Gross, Phys.Rev. **22** (1969), 156
- [11] T. Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation*, LU TP 82-3 (1982)
- [12] B. Anderson *et al.*, Phys.Rep. **B197** (1983), 31
- [13] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, *Coherent Parton Showers vs. Matrix Elements*, LU TP 86-13 (1986)
- [14] G. Altarelli, G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl.Phys. **B126** (1977), 298

- [15] R.G. Roberts, M.R. Whalley, *A Compilation of Structure Functions in Deep-inelastic Scattering*, J.Phys. **G17** (1991) D1
- [16] W.Busza, Acta Phys.Pol. **B8** (1977) 333
- [17] A. Bialas, E. Bialas, Phys.Rev. **D21** (1980) 675
- [18] E. Segre, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin, New York, 1984
- [19] EMC Kollaboration, J.J. Aubert *et al.*, Phys.Lett. **123B** (1983) 275
- [20] A. Witzmann, *Beispielparametrisierung*, persönliche Mitteilung (1993)
- [21] F.E. Close *et al.*, Phys.Rev. **D40** (1989) 2820
- [22] M. Arneodo *et al.*, Phys.Lett. **B211** (1988) 493
- [23] J. Ashman *et al.*, Phys.Lett. **B202** (1988) 603
- [24] N.N. Nikolaev, G.V. Davidenkov, Nucl.Phys. **B135** (1978) 333
- [25] K. Werner, P. Koch, Z.Phys. **C47**, (1990) 251
- [26] L. Frankfurt, M. Strikman, *Hard Nuclear Processes and Microscopic Nuclear Structure*, Phys.Rep. **160** (1988) 235
- [27] E. Ramberg, *Neutral Pion and Eta Production in Deep Inelastic Muon Scattering at 480 GeV*, Doktorarbeit, University of Maryland (1989)
- [28] P. Anthony, *Bose-Einstein Correlations in Deep-Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, Massachusetts Institute of Technology (1990)
- [29] M. Erdmann, *Lebensdauer des Farbigen Protons in der Myon-Proton-Streuung*, Doktorarbeit, Universität Freiburg (1990)
- [30] S. Magill, *Xe/D₂ Cross Section Ratio from Muon Scattering at 490 GeV/c*, Doktorarbeit, University of Illinois-Chicago (1990)
- [31] D.G. Michael, *A Study of Transverse Momentum and Jets*, Doktorarbeit, Harvard University (1990)
- [32] S. O'Day, *Charged Hadron Multiplicities in 490 GeV Deep Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, University of Maryland (1990)
- [33] U. Ecker, *Longitudinale und Transversale Impulsverteilungen der Hadronen im Endzustand der Tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung*, Doktorarbeit, Gesamthochschule Wuppertal (1991)

- [34] A. Röser, *Hadronmultiplizitäten in der tief-inelastischen Müon-Nukleon-Streuung bei einer maximalen Schwerpunktenenergie von 30 GeV*, Doktorarbeit, Gesamthochschule Wuppertal (1991)
- [35] J.J. Ryan, *Particle Production in Deep Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, Massachusetts Institute of Technology (1991)
- [36] A. Salvarani, *Xe/D₂ Ratio of Charged Hadron Distributions from Muon Scattering at 490 GeV/c*, Doktorarbeit, University of California - San Diego (1991)
- [37] D. Jansen, *Transverse Momentum and the Energy Flow of Charged Hadrons Produced in 490 GeV/c Deep Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, University of Washington (1991)
- [38] A. Bhatti, *The Ratio of the Proton and Neutron Structure Functions in 490 GeV/c Deep Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, University of Washington (1991)
- [39] M.H. Schmitt, *Deep Inelastic Exclusive ρ_0 Production Using 485 GeV Muons*, Doktorarbeit, Harvard University (1991)
- [40] S. Aïd, *Measurement of the Ratio of Neutron Cross-section to Proton Cross-section in Muon Deep Inelastic Scattering at 490 GeV/c*, Doktorarbeit, University of Maryland (1991)
- [41] S. Söldner-Rembold, *Die Erzeugung von Hadronen in der Myon-Streuung an Deuterium und Xenonkernen bei 480 GeV*, Doktorarbeit, Technischen Universität München (1992)
- [42] R.D. Kennedy, *Measurement of the Neutron and Proton Structure Functions F_2 in Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, University of California at San Diego (1992)
- [43] M.D. Baker, *Azimuthal Asymmetry and Transverse Momentum of Hadrons in Deep Inelastic Muon Scattering at 490 GeV*, Doktorarbeit, Massachusetts Institute of Technology (1993)
- [44] J. Conrad, *A Study of the Q^2 Dependence of the QCD Coupling Constant from the Transverse Momentum of Jets in Deep Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, Harvard University (1993)
- [45] B. Baller, H. Schellman, *Final Design for Vertex Tracking System*, E665 internal report VS029, (1989)
- [46] H.J. Gebauer, *The vertex proportional chamber PCV*, E665 internal report VS012, (1985)

- [47] M. DePalma *et al.*, NIM **217**, (1983) 135
- [48] A. Bhatti *et al.*, *Seattle MWPC System (PCF-Detector)*, E665 internal report FS011, (1985)
- [49] T. Kirk, H. Melanson, S. Wolbers, E665 internal report FS010, (1985)
- [50] M. Adams, *SAT MWPC's*, E665 internal report BT020, (1986)
- [51] H. Kobrak *et al.*, *E665 scattered muon detector and trigger processor*, E665 internal report BT014, (1985)
- [52] G.B. Coutrakon *et al.*, *The Ring Imaging Cerenkov Detector for Fermilab Experiment 665*, E665 internal report RC009, (1987)
- [53] E.R. Kinney, *Results of August 1990 Survey of E665 Targets*, E665 internal report AN088, (1991)
- [54] M. Arneodo *et al.*, *Jet production and fragmentation properties in deep inelastic muon scattering*, Z.Phys.C **36**, (1987) 527
- [55] Z. Koba, H.B. Nielsen, P. Olesen, Nucl.Phys. **B40**, (1972) 317
- [56] M.R. Adams *et al.*, *Distribution of Charged Hadrons Observed in Deep-Inelastic Muon-Deuterium Scattering at 490 GeV*. Phys. Lett **B272** (1991) 163
- [57] M.R. Adams *et al.*. *Saturation of Shadowing at Very Low x_{bj}* , Phys.Rev.Lett. **68** (1992) 3266
- [58] M.R. Adams *et al.*, *First Measurement of Jet Production Rates in Deep-inelastic Lepton-Proton Scattering*, Phys.Rev.Lett. **69** (1992) 1026
- [59] M.R. Adams *et al.*, *Shadowing in the muon-xenon inelastic scattering cross section at 490 GeV*, Phys.Lett. **B287** (1992) 375
- [60] A. Malensek, J.G. Morfin, *The Tevatron Muon Beam: A High Intensity Beam with Well Defined Polarization*, FERMILAB-Pub-TM1193, (1983)

Danksagung

Mein Dank gilt besonders Herrn Prof. Dr. H.E. Stier für die Überlassung des Themas und Herrn Dr. Landgraf für die weitere Betreuung nach dem Tod Professor Stiers im März 1991.

Allen Mitarbeitern des Experiments E665 sei gedankt für die angenehme Zusammenarbeit, besonders erwähnen möchte ich Dr. J. Conrad und Dr. V. Papavassiliou.

Für ihr besonderes Interesse an dieser Arbeit danke ich Prof. Dr. D. Geesaman und Prof. Dr. Jorge Morfin.

Tabellarischer Lebenslauf

Name	Mathias Otto Wilhelm
Geburtsdatum	[REDACTED]
Geburtsort	[REDACTED]
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	geschieden

Werdegang

1968–1972	[REDACTED]
1972–1981	[REDACTED]
Mai 1981	Abitur
1981–1982	Ersatzdienst
1982–1984	Grundstudium Physik an der Universität Kaiserslautern
Herbst 1984	Vordiplom Physik
1984–1989	Hauptstudium Physik an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
1987–1988	Diplomarbeit in experimenteller Physik bei Prof. Stier [†] Thema: <i>Aufbau eines Startzählers für ein Flugzeithodoskop</i>
Oktober 1988	Diplom-Hauptprüfung
1988–1993	Dissertation bei Prof. Stier [†] /Privatdozent Dr. Landgraf Thema: <i>Hadronisation in schweren Kernen</i>