

Die Erzeugung von Hadronen in der Myon-Streuung  
an Deuterium- und Xenonkernen bei 480 GeV

*Dissertation an der Fakultät für Physik der  
Technischen Universität München*

*vorgelegt von*

Stefan Söldner-Rembold

*Max-Planck-Institut für Physik, München*

AAC8947



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung . . . . .	4
2.2	Kinematische Variablen . . . . .	5
2.2.1	Ereignisvariablen . . . . .	5
2.2.2	Teilchenvariablen . . . . .	6
2.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt . . . . .	7
2.4	Skaleninvarianz und das Quark-Parton-Modell (QPM) . . . . .	7
2.5	Quantenchromodynamik (QCD) . . . . .	10
2.6	Fragmentation und das LUND-Modell . . . . .	12
2.7	Tiefinelastische Lepton-Kern-Streuung . . . . .	15
2.7.1	Fragmentation in Kernmaterie . . . . .	15
2.7.2	Formationszeiten . . . . .	16
2.7.3	Die Intranukleare Kaskade . . . . .	18
2.7.4	Das Monte-Carlo-Programm VENUS . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Das Experiment E665</b>	<b>22</b>
3.1	Der experimentelle Aufbau . . . . .	23
3.1.1	Myonstrahl . . . . .	24
3.1.2	Target . . . . .	26
3.1.3	Streamerkammer . . . . .	26
3.1.4	Spurkammern . . . . .	28
3.1.5	Teilchenidentifikation . . . . .	29
3.1.6	Kalorimeter . . . . .	30
3.1.7	Myonnachweis . . . . .	31
3.2	Das Triggersystem . . . . .	31

4	Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion	35
4.1	Split und Filter . . . . .	35
4.2	Rekonstruktion im Vorwärtsspektrometer . . . . .	36
4.2.1	Spurerkennung (Pattern Recognition) . . . . .	38
4.2.2	Spurfit . . . . .	39
4.2.3	Myon-Match . . . . .	40
4.2.4	Vertexrekonstruktion . . . . .	40
4.3	Spurrekonstruktion in der Streamerkammer . . . . .	40
4.3.1	Scan-Liste . . . . .	40
4.3.2	Filmmessungen und Streamerkammergeometrie . . . . .	41
4.4	Rekonstruktion des Gesamtereignisses . . . . .	42
4.4.1	Streamerkammer-Vorwärtsspektrometer Match . . . . .	44
4.4.2	Vertexfit mit allen Hadronen . . . . .	46
5	Monte-Carlo-Simulation	47
5.1	Ereignisgenerierung (MC1) . . . . .	47
5.1.1	LUND-Programm . . . . .	47
5.1.2	VENUS-Programm . . . . .	48
5.2	Strahlungskorrekturen - GAMRAD . . . . .	50
5.3	Detektorsimulation . . . . .	53
5.3.1	Vorwärtsspektrometer-Monte-Carlo (MC2) . . . . .	53
5.3.2	Streamerkammer-Monte-Carlo (SCMC) . . . . .	53
5.4	Qualität der Monte-Carlo-Simulation . . . . .	58
6	Datenanalyse	60
6.1	Selektion der Ereignisse . . . . .	60
6.1.1	Definition des kinematischen Bereichs . . . . .	60
6.1.2	Qualitätsschnitte . . . . .	62
6.1.3	Kalorimeterschnitt . . . . .	63
6.2	Verteilungen der Ereignisvariablen . . . . .	66

6.3	Selektion der Teilchen . . . . .	68
6.4	Statistische Protonidentifizierung . . . . .	69
6.5	Kontamination durch Elektronen . . . . .	70
6.6	Genauigkeit der Messung von Hadronvariablen . . . . .	71
<b>7</b>	<b>Multiplizitätsverteilungen</b>	<b>74</b>
7.1	Diskussion der Korrekturmethode . . . . .	74
7.2	Die negative Binomialverteilung . . . . .	77
7.3	Systematische Fehler . . . . .	80
7.4	Energieabhängigkeit von $\bar{n}$ und $1/k$ . . . . .	83
7.5	Multiplizitätsverteilungen in der Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre . . . . .	92
7.6	Multiplizitätsverteilungen der positiv und der negativ geladenen Hadronen . . . . .	95
7.7	Multiplizitätsverteilungen in Rapiditätsintervallen . . . . .	100
7.8	KNO- und KNO-G-Skalenverhalten . . . . .	103
7.8.1	Die Levy-Funktion . . . . .	104
7.8.2	Die Lognormale Multiplizitätsverteilung . . . . .	106
<b>8</b>	<b>Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Anzahl der grauen Spuren</b>	<b>110</b>
8.1	Definition der grauen Spuren . . . . .	110
8.2	Vergleich mit dem Experiment NA5 . . . . .	111
8.3	Multiplizitätsverteilungen $P(n_g)$ der grauen Spuren . . . . .	115
8.4	Hadronische Ladung $Q_T$ . . . . .	116
8.5	Abhängigkeit der mittleren Multiplizität von der Zahl der grauen Spuren . . . . .	120
<b>9</b>	<b>Hadronverteilungen und Zwei-Teilchen-Rapiditätskorrelationen</b>	<b>127</b>
9.1	Rapiditätsverteilungen $\rho(y^*)$ . . . . .	127
9.2	Verteilung $d\langle Q \rangle / dy^*$ der hadronischen Nettoladung . . . . .	133

9.3	Transversalimpulsverteilungen $\rho(p_T^2)$ . . . . .	134
9.3.1	Diskussion der systematischen Fehler . . . . .	135
9.3.2	Verhältnis $R_A(p_T^2)$ der Transversalimpulsverteilungen . . . . .	137
9.4	Zwei-Teilchen-Rapiditykorrelationen . . . . .	139
9.4.1	Definition der Korrelationsfunktion . . . . .	139
9.4.2	Korrektur und systematischer Fehler . . . . .	140
9.4.3	Ergebnisse . . . . .	141
10	Zusammenfassung	149
	Literaturverzeichnis	152

# 1 Einleitung

Das Experiment E665 am Fermilab in Batavia bei Chicago (USA) dient der Messung von Strukturfunktionen und von hadronischen Endzuständen in der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung. In den Jahren 1987/88 wurden dazu Daten mit einem 480 GeV-Myonstrahl an Targets aus Wasserstoff, Deuterium und Xenon genommen.

Der Strahl hat die höchste bisher in einem Experiment mit Myonen erreichte Energie. Mit dieser Energie werden bisher experimentell nicht zugängliche Bereiche der hadronischen Schwerpunktsenergie  $W$  ( $8 < W < 30$  GeV) und der Skalenvariable  $x$  ( $2 \cdot 10^{-5} < x < 10^{-1}$ ) erschlossen. Ein Schwerpunkt des Experimentes liegt in der Untersuchung von Kerneffekten durch den Vergleich der tiefinelastischen Streuung an Deuterium (Massenzahl  $A=2$ ) und an Xenon ( $A=131$ ).

An mehreren Stellen [1,2,3] wurden bereits Ergebnisse zum Verhalten der Strukturfunktionen von im Xenonkern gebundenen Nukleonen im Vergleich zu den Strukturfunktionen (fast) freier Nukleonen im Deuterium veröffentlicht. Der „Shadowing“-Effekt wurde bei sehr kleinen Werten der Skalenvariable  $x$  gemessen.

Im Gegensatz dazu beschäftigt sich diese Arbeit mit den Hadronen, die in der tiefinelastischen Streuung erzeugt werden. Die hohen Schwerpunktsenergien  $W$  knüpfen an den von der Europäischen Myon-Kollaboration (EMC) überdeckten  $W$ -Bereich ( $4 < W < 20$  GeV) an. Sie ermöglichen Vergleiche mit der Hadronproduktion in der  $e^+e^-$ - und der  $pp$ -Streuung bei entsprechenden Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$ .

Durch den Einsatz einer Streamerkammer (SC) in der Vertexregion in Verbindung mit einem Vorwärtsspektrometer (FS) für das gestreute Myon und schnelle Hadronen ( $p > 10$  GeV/c) werden die hadronischen Endzustände im  $4\pi$ -Raumwinkelbereich fast vollständig rekonstruiert. Daher ist sowohl eine Analyse der Vorwärtshemisphäre (Rapidität  $y^* > 0$ ) als auch der Rückwärtshemisphäre ( $y^* < 0$ ) der Ereignisse möglich.

In der Myon-Deuterium-Streuung findet die Fragmentation der Quarks in beobachtbare Hadronen im Vakuum statt. Im Xenonkern hingegen müssen die Quarks und die Hadronen Kernmaterie durchlaufen. Daher sollten wir eine Zunahme der hadronischen Multiplizität aufgrund von Sekundärwechselwirkungen mit der Kernmaterie, der sogenannten intranuklearen Kaskade, beobachten. Auf diese Weise ist es möglich, die Raum-Zeit-Entwicklung der Fragmentation von Quarks in Hadronen innerhalb der Kernmaterie zu untersuchen.

Bisher existieren nur wenige Veröffentlichungen über hadronische Endzustände in der Lepton-Kern-Streuung. Es gab mehrere Experimente zur (Anti-)Neutrino-Streuung an Neon ( $A=20$ ) [4,5,6,7,8,9] an Freon ( $\text{CF}_3\text{Br}$ ) [10] und in einer Emulsion [11] und Messungen der  $A$ -Abhängigkeit der Hadronproduktion in Vorwärtsrichtung in der Elektron-Kern-Streuung [12] und der Myon-Kern-Streuung [13,14,15].

Die Lepton-Kern-Streuung bietet gegenüber komplexeren Reaktionen wie der Hadron-Kern-Streuung oder der Kern-Kern-Streuung den Vorteil, daß das Projektil - das virtuelle Photon - in erster Näherung vollständig absorbiert wird. Mehrfachwechselwirkungen des Projektils können vernachlässigt werden. Die klare Struktur der Wechselwirkung kann daher auch weiterhelfen, solche komplexeren Reaktionen zu verstehen.

Die hadronischen Endzustände aus der Myon-Deuterium-Streuung und der Myon-Xenon-Streuung werden in der vorliegenden Arbeit unter verschiedenen physikalischen Aspekten analysiert:

- Beschreibung der Multiplizitätsverteilungen von geladenen Hadronen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $W$  und in verschiedenen Rapiditätsintervallen  $\Delta y^*$  mit der negativen Binomialverteilung (NBD). Untersuchung von KNO- und KNO-G-Skalenverhalten mit Hilfe der Levy-Funktion und der lognormalen Funktion.
- Untersuchung der Multiplizitätsverteilung grauer Spuren (Protonen mit Impulsen zwischen 200 und 600 MeV/c) und der Zunahme der mittleren Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der grauen Spuren in Myon-Xenon- und in Proton-Xenon-Wechselwirkungen und für das Monte-Carlo-Modell VENUS.
- Vergleich der Rapiditätsverteilungen von Myon-Xenon-Ereignissen und von Myon-Deuterium-Ereignissen mit den Monte-Carlo-Modellen LUND und VENUS. Bestimmung der Anzahl der Kaskadenwechselwirkungen aus der totalen hadronischen Nettoladung. Vergleich der Transversalimpulsverteilungen von Myon-Xenon-Ereignissen und Myon-Deuterium-Ereignissen.
- Nachweis von kurzreichweitigen (SRC) und langreichweitigen (LRC) Zweiteilchen-Rapiditätskorrelationen und Vergleich mit den Vorhersagen des LUND-Modells und des VENUS-Modells.

Ein weiterer Schwerpunkt der Doktorarbeit lag in der Datennahme und der Vorbereitung der Datenanalyse. Außer der Untersuchung der genannten physikalischen Fragestellungen ist es daher ein wichtiges Ziel der Arbeit, die Qualität der Rekonstruktion und die systematischen Probleme zu diskutieren.

Im Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung dargestellt. Kapitel 3 behandelt den Aufbau und die Besonderheiten des E665-Spektrometers. Die Datenreduktion und die Datenrekonstruktion durch die für das Experiment entwickelten Programme werden in Kapitel 4 beschrieben. Kapitel 5 gibt eine Einführung in die Monte-Carlo-Programme und untersucht die Qualität der Simulation. Die Datenanalyse - insbesondere die auf die Daten angewandten Schnitte - sind in Kapitel 6 dokumentiert. In Kapitel 7



werden die Multiplizitätsverteilungen untersucht und die Ergebnisse mit denen anderer Experimente verglichen. Die Abhängigkeiten von der Zahl der grauen Spuren werden in Kapitel 8 studiert. Kapitel 9 vergleicht die Rapiditätsverteilungen und Transversalimpulsverteilungen von Myon-Deuterium- und Myon-Xenon-Ereignissen. Außerdem werden die Zwei-Teilchen-Rapiditätskorrelationen untersucht. Am Ende werden die Resultate in Kapitel 10 zusammengefaßt.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung

Mit den Mitteln der tiefinelastischen Streuung von Leptonen (Elektronen, Myonen und Neutrinos) an Nukleonen (Protonen und Neutronen) wurde bereits in mehreren Generationen von Experimenten erfolgreich versucht, die innere Struktur der Nukleonen aufzulösen und die Mechanismen bei der Produktion von Hadronen („Fragmentation“) zu verstehen.

Die ersten Experimente dieser Art wurden am Stanford Linear Accelerator (SLAC) Ende der sechziger Jahre mit Elektronen durchgeführt. J. D. Bjorken hatte 1969 für die tiefinelastische Streuung eine Skaleninvarianz, das „Bjorken-Scaling“, eingeführt [16]. Im Grenzfall unendlicher Energie- und Impulsüberträge sollten die Strukturfunktionen, die die Nukleonen beschreiben, nur von der dimensionslosen Variablen Bjorken- $x$  abhängen. Dieses Verhalten wurde am SLAC schon bei endlichen Energien beobachtet [17].

Aus der Skaleninvarianz folgt, daß die Streuung der Elektronen ( $e$ ) oder Myonen ( $\mu$ ) bei hohen Viererimpulsüberträgen ( $Q^2$ ) an punktförmigen („dimensionslosen“) Konstituenten der Nukleonen, den Partonen (R. P. Feynman 1969 [18]), stattfindet. Diese Partonen wurden mit den von M. Gell-Mann 1964 [19] postulierten drittel-zahlig geladenen Quarks identifiziert. Durch Messung der Impulsverteilungen der geladenen Partonen ergab sich jedoch, daß diese nur etwa 50 % des Gesamtimpulses des Nukleons auf sich vereinigen. Den restlichen Impuls tragen die nicht geladenen Gluonen, die Austauscheteilchen der Quantenchromodynamik (QCD).

Beim Übergang zu höheren Energien in den siebziger Jahren wurde das Elektron vom Myon als Streusonde abgelöst. Mit Protonmaschinen lassen sich wegen der stark reduzierten Synchrotronstrahlung höhere Energien erzielen als mit Elektronenbeschleunigern. Mit Hilfe der hochenergetischen Protonen werden Pionen erzeugt, die anschließend in Myonen und Neutrinos zerfallen. Die Myonen verhalten sich wie schwere Elektronen ( $\mu e$ -Universalität), haben aber den Vorteil, daß die elektromagnetischen Strahlungskorrekturen wegen der um zwei Größenordnungen schwereren Masse der Myonen eine viel geringere Rolle spielen als bei der Elektron-Streuung.

Vorläuferexperimente zum Experiment E665 am Fermilab (USA), dessen Daten die Grundlage der vorliegenden Arbeit bilden, fanden Anfang der achtziger Jahre am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des europäischen Forschungszentrums CERN statt. Die drei Phasen des Experiments der Europäischen Myon-Kollaboration (EMC), NA2, NA9 und NA28, lieferten wichtige Beiträge sowohl bei der Messung von Strukturfunktionen als auch bei der Untersuchung der hadronischen Endzustände. Eines der herausragenden Ergebnisse war der sogenannte „EMC-Effekt“

[20]: Die in Kernen mit höherer Massenzahl  $A$  gebundenen Nukleonen besitzen eine andere Struktur als die (fast) freien Nukleonen im Deuterium.

Zahlreiche Übersichtsartikel zu diesen Experimenten und den bisherigen Resultaten der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung finden sich in der Literatur [21,22].

## 2.2 Kinematische Variablen

Die tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung,

$$\mu N \rightarrow \mu + \text{Hadronen}, \quad (2.1)$$

wird im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) in erster Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem Myon und dem Nukleon beschrieben (Abb. 2.1). Das virtuelle Photon  $\gamma^*$  wird vollständig absorbiert. Die kinemati-

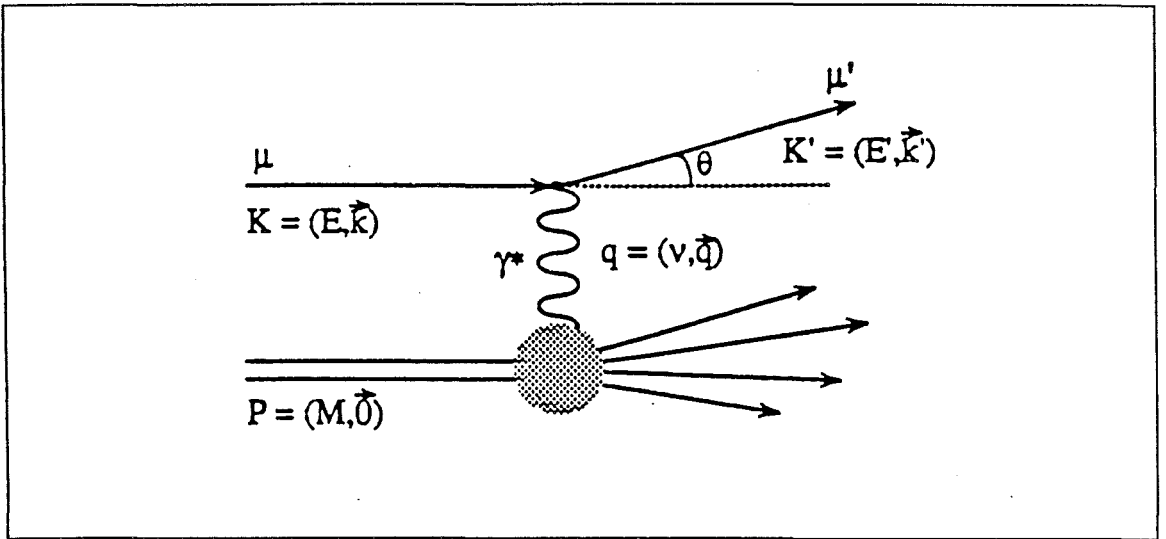


Abb. 2.1: Diagramm der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung in der Ein-Photon-Näherung. Das Targetnukleon wird als im Laborsystem ruhend angenommen.

schen Variablen des Ereignisses werden durch die Rekonstruktion der Laborenergien  $E_\mu, E'_\mu$  und der Impulse  $\vec{k}_\mu, \vec{k}'_\mu$  des Strahlmyons und des gestreuten Myons bestimmt.

### 2.2.1 Ereignisvariablen

Das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags  $Q^2$  - oder mit anderen Worten das negative Massenquadrat des ausgetauschten virtuellen Photons  $\gamma^*$  - ist gegeben durch

$$Q^2 = -((E_\mu, \vec{k}_\mu) - (E'_\mu, \vec{k}'_\mu))^2 = -q^2 \approx 4E_\mu E'_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.2)$$

$\theta$  ist der Winkel zwischen dem gestreuten Myon und dem einlaufenden Myon im Laborsystem. Die Näherung ist gültig bei Vernachlässigung der Myonmasse. Die Energie  $\nu$  des virtuellen Photons - und damit der Energieübertrag vom Myon auf das hadronische System - ergibt sich aus der Differenz der Myonenergien

$$\nu = E_\mu - E'_\mu. \quad (2.3)$$

Der skalierte Energieübertrag  $y$  ist

$$y = \frac{\nu}{E_\mu}. \quad (2.4)$$

Die bereits erwähnte dimensionslose Bjorken-Skalenvariable  $x$  ist definiert als

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (\text{Bjorken-}x), \quad (2.5)$$

wobei  $P = (M, \vec{0})$  der Viererimpuls und  $M$  die Masse des Targetnukleons sind. Es wird angenommen, daß das Targetnukleon im Laborsystem ruht. Das Quadrat der invarianten Masse  $W$  des hadronischen Endzustandes kann aus diesen kinematischen Variablen berechnet werden:

$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (2.6)$$

Die Ereigniskinematik bei vorgegebener Strahlenergie  $E_\mu$  läßt sich mit verschiedenen Paaren der oben definierten Variablen vollständig festlegen  $[(Q^2, \nu), (Q^2, W^2), (x, y)$  etc.].

### 2.2.2 Teilchenvariablen

Die in der Reaktion (Gl. 2.1) produzierten Hadronen werden durch Teilchenvariablen ( $x_f$ ,  $y^*$ ,  $p_L^*$ ,  $p_T^*$  und  $z$ ) charakterisiert. Die beiden longitudinalen Variablen „Feynman- $x$ “  $x_f$  [18] und Rapidität  $y^*$  sind gegeben durch

$$x_f = \frac{p_L^*}{p_{Lmax}^*} \approx \frac{2p_L^*}{W} \quad (2.7)$$

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E_h^* + p_L^*}{E_h^* - p_L^*}. \quad (2.8)$$

Der Longitudinalimpuls  $p_L^*$  und der Transversalimpuls  $p_T^*$  sind die Impulskomponenten des Hadrons in Richtung des virtuellen Photons und senkrecht dazu. Mit einem Stern (\*) sind die im Schwerpunktsystem (CMS) des virtuellen Photons und des Targetnukleons definierten Größen gekennzeichnet, alle anderen Größen außer  $x_f$  beziehen sich auf das Laborsystem, in dem das Targetnukleon in Ruhe ist.  $E_h^*$  ist die Hadronenergie im CMS,  $p_{Lmax}^* \approx W/2$  ist der kinematisch maximal erlaubte

Wert von  $|p_L^*|$ .  $x_f$  muß daher zwischen -1 und +1 liegen.  $x_f$  (oder  $y^*$ )  $> 0$  kennzeichnet die Vorwärtshemisphäre im Schwerpunktsystem (Stromfragmentation),  $x_f$  (oder  $y^*$ )  $< 0$  die Rückwärtshemisphäre (Targetfragmentation). Eine weitere Hadronvariable ist  $z$ , die relative Hadronenergie  $E_h$  im Laborsystem bezogen auf die Energie  $\nu$  des virtuellen Photons,

$$z = \frac{E_h}{\nu}. \quad (2.9)$$

Bei hohen  $W$  ist  $z \approx x_f$  für  $z \gtrsim 0.1$  und  $x_f \gtrsim 0.1$ .

### 2.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die Myon-Nukleon-Streuung an einem unpolarisierten Target kann in der Ein-Photon-Näherung in der Form

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2 M E_\mu}{Q^4} \left[ y^2 x F_1(x, Q^2) + \left( 1 - y - \frac{xyM}{2E_\mu} \right) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.10)$$

geschrieben werden [21].  $\alpha \approx 1/137$  ist die elektromagnetische Kopplungskonstante. Hauptbestandteile des Wirkungsquerschnitts sind neben kinematischen Größen die beiden empirischen Funktionen  $F_1(x, Q^2)$  und  $F_2(x, Q^2)$ , die die Struktur des Nukleons beschreiben.

Virtuelle Photonen können longitudinal und transversal polarisiert sein. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen den beiden Strukturfunktion  $F_1$  und  $F_2$  und dem Verhältnis  $R = \sigma_L/\sigma_T$  der Wirkungsquerschnitte für die Absorption von longitudinal oder transversal polarisierten Photonen,

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \left( 1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2} \right) \frac{F_2(x, Q^2)}{2x F_1(x, Q^2)} - 1. \quad (2.11)$$

Mit Hilfe der Definition von  $R(x, Q^2)$  kann der Wirkungsquerschnitt (Gl. 2.10) so umgeschrieben werden, daß im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt die Abhängigkeit von der Strukturfunktion  $F_1(x, Q^2)$  durch die Abhängigkeit von  $R(x, Q^2)$  ersetzt wird:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2 M E_\mu}{Q^4} \left[ 1 - y - \frac{xyM}{2E_\mu} + \frac{y^2 + \frac{2xyM}{E_\mu}}{2(R+1)} \right] F_2(x, Q^2). \quad (2.12)$$

### 2.4 Skaleninvarianz und das Quark-Parton-Modell (QPM)

Der Wirkungsquerschnitt in der Form von Gl. 2.12 hängt nur von den kinematischen Variablen des Ereignisses und von den Strukturfunktionen der Nukleonen ab.

Erste Erkenntnisse über die Substruktur der Nukleonen ergeben sich aus der Bjorken-Skaleninvarianz [16]: Die Strukturfunktion  $F_1$  und  $F_2$  sind - bei festgehaltenem Verhältnis  $Q^2/\nu$  - im Grenzfall  $Q^2 \rightarrow \infty$  und  $\nu \rightarrow \infty$  nur noch Funktionen von  $x$ . SLAC-Experimente [17] haben gezeigt, daß diese Skaleninvarianz bis hinunter zu Werten von  $Q^2 \approx 1 \text{ (GeV/c)}^2$  annähernd gültig bleibt. Aus der Skaleninvarianz folgt, daß die tiefinelastische Streuung an punktförmigen geladenen Partonen stattfindet [18].

Der Spin der Partonen kann mit Hilfe der Definition von  $R$  (Gl. 2.11) bestimmt werden. Partonen mit Spin  $1/2$  können nur transversal polarisierte Photonen absorbieren ( $R = 0$ ), Partonen mit Spin  $0$  dagegen können keine transversal polarisierten Photonen absorbieren ( $R \rightarrow \infty$ ). In Experimenten wurde  $R \approx 0$  gemessen [23]. Die Photonen müssen daher von Partonen mit Spin  $1/2$  absorbiert werden. Der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt (Gl. 2.12) kann nun vereinfacht werden, indem  $R = 0$  gesetzt wird:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2 M E_\mu}{Q^4} \left[ 1 - y + \frac{xyM}{2E_\mu} + \frac{y^2}{2} \right] F_2(x, Q^2). \quad (2.13)$$

Die Skalenvariable  $x$  erhält eine zusätzliche physikalische Bedeutung, wenn der Streuprozess in einem Bezugssystem betrachtet wird, in dem das Targetnukleon einen sehr großen Impuls hat, und wenn die Partonen als quasi-frei angesehen werden können. Absorbiert ein Parton der Masse  $m$  mit dem Anteil  $\tilde{x}P$  am Gesamtimpuls  $P$  des Nukleons ein Photon mit dem Viererimpuls  $q$ , so folgt aus der Energie-Impuls-Erhaltung:

$$(\tilde{x}P + q)^2 = -m^2. \quad (2.14)$$

Ist die Voraussetzung  $Q^2 \gg m^2$ ,  $\tilde{x}^2 P^2$  erfüllt, folgt für den relativen Impulsanteil  $\tilde{x}$ :

$$\tilde{x} \approx \frac{-q^2}{2P \cdot q} \equiv x. \quad (2.15)$$

Die Skalenvariable  $x$  mißt somit den Impulsanteil der Partonen.

Die geladenen Partonen mit Spin  $1/2$ , an denen die tiefinelastische Streuung stattfindet, werden mit den Quarks identifiziert [19]. Proton (p) und Neutron (n) sind nach dem Quarkmodell aus je drei Valenzquarks (p=uud, n=udd) und einem See aus Quarks und Antiquarks (u,d,s) aufgebaut. Schwere Quarks (c,b,t) werden bei kleinen  $Q^2$  vernachlässigt. Die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  kann als Superposition der Verteilungsfunktionen  $q(x, Q^2)$  und  $\bar{q}(x, Q^2)$  der Quarks bzw. Antiquarks geschrieben werden:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q=u,d,s} e_q^2 x q(x, Q^2 = 10(\text{GeV/c})^2) \quad (2.16)$$

Die Wahrscheinlichkeiten  $q(x, Q^2)$ , mit denen man ein Quark mit Flavor  $u, d$  oder  $s$  im Nukleon findet, werden mit den Quadraten der Quarkladungen  $e_q$  gewichtet. Abbildung 2.2a zeigt die Valenzquark- und Seequarkanteile von  $F_2$  (Gl. 2.16) im Nukleon nach der Parameterisierung der Strukturfunktionen von Glück, Hoffmann und Reya (GHR) [24] bei  $Q^2 = 10 \text{ (GeV/c)}^2$ . Die Verteilung  $dN_{ev}/dx$  der nicht auf experimentelle Verluste korrigierten  $\mu D_2$ -Ereignisse ( $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $8 < W < 30 \text{ GeV}$ ) in derselben Abbildung zeigt, daß die Mehrzahl der Ereignisse in einem  $x$ -Bereich liegt, in dem der Seeanteil an der Nukleonstrukturfunktion überwiegt.

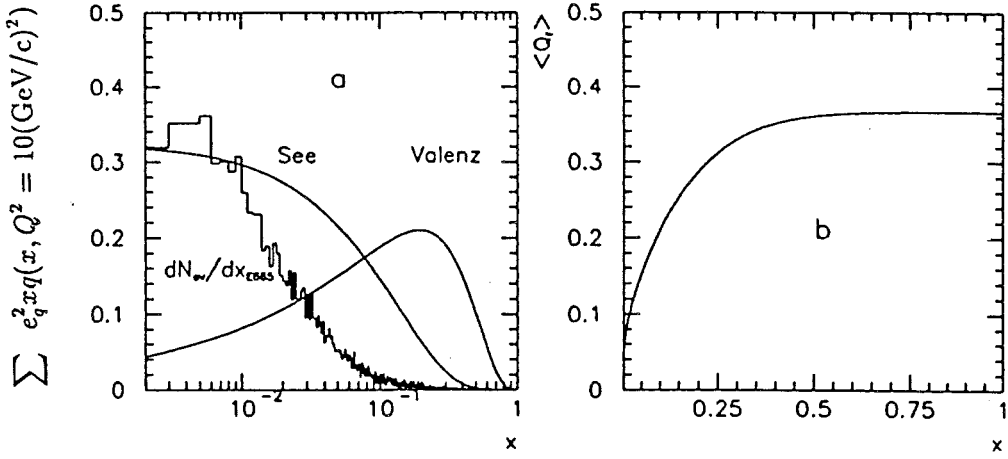


Abb. 2.2: a: Valenz- und Seeanteil von  $F_2$  (Gl. 2.16) im Nukleon nach GHR [24]. Zum Vergleich  $dN_{ev}/dx$  für unkorrigierte  $\mu D_2$ -Daten (beliebige Einheiten). b: Totale hadronische Vorwärtsladung  $\langle Q_f \rangle$  als Funktion von  $x$  für die Streuung am Deuterium nach Gl. 2.17.

Das Verhältnis von Valenz- zu Seequarkanteil läßt sich indirekt durch Messung der mittleren hadronischen Ladungen  $\langle Q_f(x) \rangle$  als Funktion von  $x$  testen. Experimentell ist  $\langle Q_f \rangle$  die Differenz der mittleren Multiplizitäten  $\langle n_f^+ \rangle$  und  $\langle n_f^- \rangle$  der positiv und negativ geladenen Hadronen in Vorwärtsrichtung ( $y^* > 0$ ). Aus den Quarkverteilungsfunktionen  $q(x)$  läßt sich  $\langle Q_f(x) \rangle$  unter der Voraussetzung berechnen, daß nur das getroffene Valenzquark zur Nettoladung in Vorwärtsrichtung beiträgt [25]:

$$\langle Q_f(x) \rangle = \frac{\sum_{q=u,d} (e_q - e_{\bar{q}}) e_q^2 q_v(x)}{\sum_{q=u,d,s} e_q^2 (q(x) + \bar{q}(x))} \quad (2.17)$$

Die Summe im Nenner geht über alle Quark- bzw. Antiquarkverteilungen, während im Zähler nur die Valenzquarkverteilungen  $q_v$  beitragen, da sich die Ladungsbeiträge der Seequarks aufheben. Der Korrekturterm  $e_{\langle q \rangle} \approx 0.1$  [22] trägt der Tatsache Rechnung, daß das letzte Quark der  $q\bar{q}$ -Fragmentationskette (s. Kap. 2.6) in den in

Vorwärtsrichtung beobachteten Mesonen nicht enthalten ist [26]. Dadurch wird die effektive Quarkladung in der Vorwärtshemisphäre vermindert. Wegen der Ladungssymmetrie der Seequarks sollte  $\langle Q_f(x) \rangle$  bei kleinen  $x$  gegen null gehen. Abb. 2.2b zeigt das erwartete Verhalten von  $\langle Q_f(x) \rangle$  als Funktion von  $x$  für die Streuung am Deuterium.

Bisher wurde für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes über alle hadronischen Endzustände gemittelt. Um den semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt zu erhalten, müssen wir zusätzlich die Fragmentationsfunktion  $D_q^h(z)$  berücksichtigen. Der semi-inklusive Wirkungsquerschnitt ist

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy dz} = \frac{8\pi\alpha^2 M E_\mu x}{Q^4} \left[ 1 - y + \frac{xyM}{2E_\mu} + \frac{y^2}{2} \right] \sum_q e_q^2 \left( q(x) D_q^h(z) + \bar{q}(x) D_{\bar{q}}^h(z) \right), \quad (2.18)$$

wobei  $z$  hier für eine der Hadronvariablen ( $x_f, y^*, z, \dots$ ) steht.  $D_q^h(z)$  ist die Fragmentationsfunktion, die die Fragmentation eines Quarks  $q$  in ein Hadron  $h$  beschreibt. Im Experiment mißt man jedoch nicht Fragmentationsfunktion von Quarks, sondern die semi-inklusiven Verteilungen von Hadronen, die aus den Quarks im Fragmentationsprozeß gebildet werden:

$$D^h(z) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h}{dz}(z). \quad (2.19)$$

$N_{ev}$  ist die Zahl der Ereignisse und  $dN_h$  die Anzahl der Hadronen im Intervall  $[z, z + dz]$ .

## 2.5 Quantenchromodynamik (QCD)

Die Quantenchromodynamik (QCD) modifiziert und erweitert das Quark-Parton-Modell. Sie beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Quarks und Gluonen, während im QPM nur quasi-freie Partonen vorhanden sind. Es ist aber nicht möglich, ungebundene Partonen experimentell zu beobachten.

Addiert man die Integrale  $\int_0^1 x(q(x) + \bar{q}(x))dx$  der gemessenen Quarkverteilungsfunktionen  $q(x)$  bzw.  $\bar{q}(x)$ , so fehlt etwa die Hälfte des zur Impulserhaltung notwendigen Impulses. Dieser Impulsanteil wird von den Gluonen ( $g$ ) getragen, die in der QCD die Rolle des intermediären Vektorbosons als Träger der Farbkraft spielen.

Die Kopplungsstärke  $\alpha_s$ , der starken Wechselwirkung ist in erster Ordnung gegeben durch die Beziehung

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{33 - 2n_f} \left( \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)^{-1}, \quad (2.20)$$

wobei  $n_f$  die Anzahl der bei den QCD-Prozessen beteiligten Quarkflavors angibt und  $\Lambda$  einen experimentell zu bestimmenden Skalenparameter der QCD darstellt. Bei



großen Viererimpulsüberträgen  $Q^2$  wird die Kopplung sehr schwach und im Grenzfall  $Q^2 \rightarrow \infty$  geht sie gegen null („asymptotische Freiheit“). Für kleine  $Q^2$  wird die Kopplung sehr stark und die Quarks sind stark aneinander gebunden („confinement“). Nur bei kleinen Werten von  $\alpha_s$  - entsprechend einem großen  $Q^2$  - können mit Hilfe der Störungsrechnung exakte Aussagen gemacht werden, sonst überwiegen nicht-perturbative Effekte, wie etwa bei den gebundenen Zuständen leichter Quarks (z. B. dem  $\rho$ -Meson) oder bei der Hadronisierung von Quarks und Gluonen.

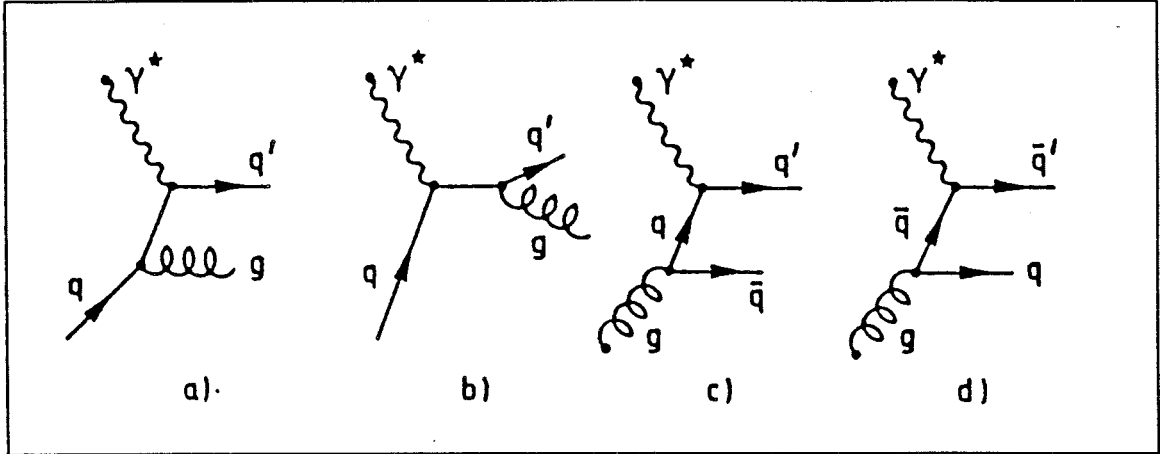


Abb. 2.3: QCD Diagramme 1. Ordnung: a und b) Gluon-Bremsstrahlung, c und d) Photon-Gluon-Fusion.

Die Quarks können sowohl vor als auch nach der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon ein Gluon abstrahlen (Gluon-Bremsstrahlung, s. Abb. 2.3). Auch eine Wechselwirkung mit von Gluonen erzeugten Quark-Antiquark-Paaren ist möglich (Photon-Gluon-Fusion). Gluon-Bremsstrahlung und Photon-Gluon-Fusion sind Prozesse erster Ordnung in  $\alpha_s$  und müssen zusätzlich zum Quark-Diagramm ohne Gluonenstrahlung berücksichtigt werden.

Die Entwicklung der Verteilungsfunktionen von Quarks und Gluonen in Abhängigkeit von  $Q^2$  wird von den Altarelli-Parisi-Gleichungen mit Hilfe von „Splitting“-Funktionen beschrieben, die die Wahrscheinlichkeiten für die Prozesse erster Ordnung  $q \rightarrow q + g$  (Abb. 2.3a und b),  $g \rightarrow q + \bar{q}$  (Abb. 2.3c und d) und  $g \rightarrow g + g$  (Drei-Gluon-Vertex) angeben [27]. Die Abstrahlung und die Absorption von Gluonen hat weitreichende experimentelle Konsequenzen. Die Skaleninvarianz ist jetzt nicht mehr gültig. Bei genügend großer Auflösung - hohem  $Q^2$  - ist das Quark kein elementares Parton mehr, sondern ein Quark umgeben von virtuellen Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen. Die Strukturfunktion  $F_2(x)$  wird eine Funktion von  $x$  und  $Q^2$ . Diese Skalenbrechung wurde in Experimenten der tiefinelastischen Streuung beobachtet, eine neuere Zusammenstellung der von den Kollaborationen BCDMS und EMC gemessenen  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $F_2$  findet sich in [23].

Auch für die hadronischen Endzustände ist die Abstrahlung von Gluonen von Bedeutung. Durch die Gluonabstrahlung werden die Verteilungen des Transversalimpulses  $p_T$  verbreitert. Mit Hilfe der gemessenen Hadronen lassen sich Jets rekonstruieren, die Rückschlüsse auf die ursprünglichen Partonen erlauben. Werden mit hoher relativer Energie „harte“ Gluonen abgestrahlt, so müßten die Effekte von Gluonjets (3 oder mehr Jets im Endzustand) sichtbar werden. Da die Wahrscheinlichkeit für Ereignisse mit Gluonjets mit der Schwerpunktsenergie  $W$  zunimmt, könnte es möglich sein, mit den Daten dieses Experiments solche Ereignisse erstmals in der tiefinelastischen  $\mu N$ -Streuung eindeutig nachzuweisen.

## 2.6 Fragmentation und das LUND-Modell

Im Gegensatz zu den harten QCD-Prozessen (Abb. 2.3), durch die die ursprüngliche Partonkonfiguration festgelegt wird, läßt sich die weitere Entwicklung der Partonen bis zum hadronischen Endzustand (Fragmentation) nicht durch Störungsrechnung bestimmen. Dazu existieren zwei verschiedene Arten von phänomenologischen Fragmentationsmodellen, die in Form von Monte-Carlo-Programmen zur Beschreibung der Daten Verwendung finden:

- Cluster-Fragmentation (CF)  
Gluonen werden in Quark-Antiquark-Paare aufgespalten und mit den vorhandenen Quarks zu farblosen Clustern zusammengefaßt, die anschließend in Hadronen zerfallen. Ein Beispiel für ein Cluster-Modell ist das Monte-Carlo-Programm HERWIG [28]. Da Cluster-Modelle in dieser Arbeit keine Rolle spielen, wird nicht weiter auf sie eingegangen.
- String-Fragmentation (SF)  
Die beiden Monte-Carlo-Programme, die in dieser Arbeit verwendet werden, LUND und VENUS, beruhen beide auf String-Fragmentations-Modellen. Die grundlegenden Mechanismen der String-Fragmentation im LUND-Programm soll hier kurz beispielhaft dargestellt werden. Das Monte-Carlo-Programm VENUS wird an späterer Stelle bei der Behandlung der Kerneffekte in der Fragmentation beschrieben (s. Kap. 2.7.4).

Die Fragmentation der Partonen und die Bildung der beobachtbaren Hadronen erfolgt im Programm JETSET 4.3 auf der Basis des LUND-Modells [29]. Da die Art der Fragmentation nicht vom Typus der ursprünglichen Reaktion (z. B.  $e^+e^-$ , Lepton-Hadron, Hadron-Hadron) abhängt, ist dieses Programm nicht spezifisch für Leptoproduktion, sondern folgt einem allgemeinen Fragmentationsmodell.

Der grundlegende Fragmentationsprozeß läßt sich am einfachsten anhand der  $e^+e^-$ -Streuung beschreiben und dann auf den Spezialfall eines Diquark-Quark-Strings erweitern.

Im  $e^+e^-$ -Stoß wird zunächst ein  $q\bar{q}$ -Paar gebildet. Das Quark  $q$  und das Antiquark  $\bar{q}$  entfernen sich voneinander und bilden dabei einen Farbflußschlauch mit einer transversalen Ausdehnung von etwa 1 fm. Dieser Schlauch wird dynamisch wie ein masseloser relativistischer String behandelt, dessen Potential  $V(r)$  linear vom  $q\bar{q}$ -Abstand  $r$  abhängt,

$$V(r) = \kappa r; \quad (2.21)$$

$\kappa \approx 1$  GeV/fm ist die Stringkonstante. Entfernen sich die Enden der Strings weit genug voneinander (2-5 fm im Ruhesystem des Strings), bricht der String und ein neuer  $q\bar{q}$ -String und ein Meson entstehen. Das Meson wird aus  $q\bar{q}$ -Paaren angrenzen-der Stringbrüche gebildet. Dieser Prozeß wiederholt sich, bis die invariante Masse der Strings so klein ist, daß aus dem String noch ein letztes Meson entstehen kann.

Gluonen (g) werden im LUND-Modell als Knick des Farbstrings dargestellt, bei dem zwischen dem Gluon und den Quarks je ein Teil des Strings gespannt ist, zwischen den Quarks hingegen nicht (s. Abb. 2.4).

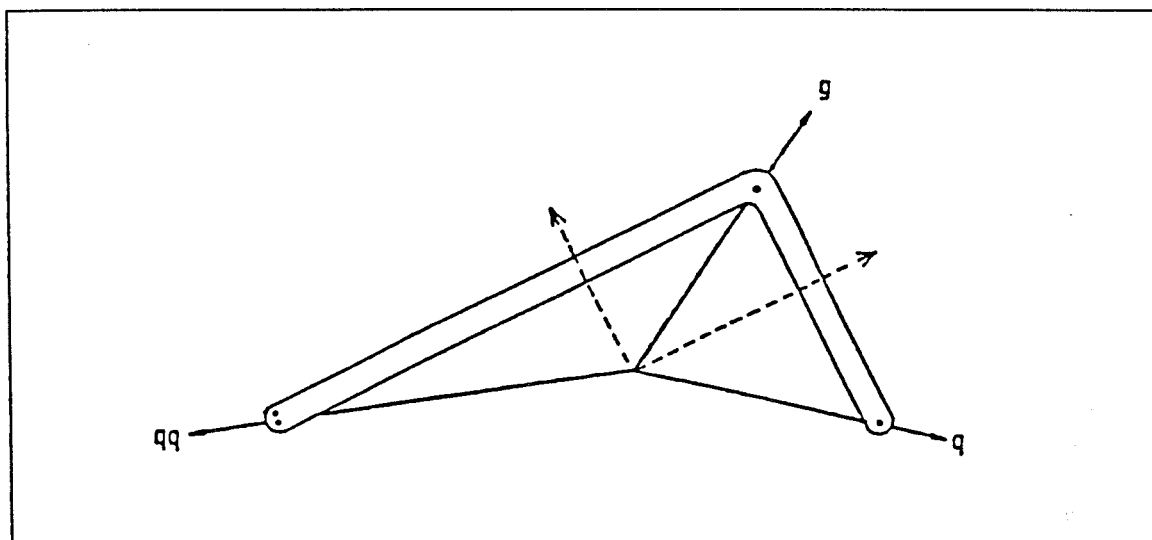


Abb. 2.4: Gluonemission im LUND-Modell. Die Pfeile zeigen die Bewegungsrichtung der Gluonen und Quarks sowie der Stringsegmente an.

Die Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren beim Aufbrechen eines Strings muß bei einem endlichen Abstand des  $q\bar{q}$ -Paares erfolgen, damit die dazwischenliegende Stringenergie in transversale Masse ( $m_T^2 = m^2 + p_T^2$ ) für die Quarks umgewandelt werden kann, wobei  $m$  die Masse des Quarks ist. Dieser Vorgang wird als quantenmechanischer

Tunneleffekt simuliert, bei dem die Durchtunnelungswahrscheinlichkeit  $P$  mit  $m_T$  gedämpft wird:

$$P \propto \exp\left(\frac{-\pi m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(\frac{-\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(\frac{-\pi p_T^2}{\kappa}\right). \quad (2.22)$$

Der Transversalimpuls  $p_T$  wird lokal zwischen dem Quark und dem Antiquark kompensiert. Aus Gl. 2.22 folgt eine Gaußsche Form des  $p_T$ -Spektrums und eine Unterdrückung höherer Quarkmassen nach dem Verhältnis

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \quad (2.23)$$

für die Quarkflavors.

Baryonen lassen sich in dieses Schema durch die Bildung von Antidiquark-Diquark-Paaren einbauen, die in Antibaryon-Baryon-Paare fragmentieren. Wegen der Unsicherheit bei der Definition von Diquarkmassen wird bei der Produktion von Diquarks nicht Gl. 2.22 angewandt, sondern ein zusätzlicher Untersezungsfaktor eingeführt,

$$P(qq) : P(q) = 0.075 : 1, \quad (2.24)$$

mit dem die Diquarkproduktion unterdrückt wird.

Anders wird der Diquark-Quark-String behandelt, der bei der Streuung des Leptons am Nukleon entsteht. Während das vom Photon getroffene Quark den Farbstring dehnt, befindet sich ein Quark (L-Quark) aus dem Diquarkzustand am anderen Ende des Strings und das zweite Quark (J-Quark) entsprechend einer Wahrscheinlichkeitsverteilung dazwischen auf dem String. Der String fragmentiert in einem Iterationsprozeß durch Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren. Das Hadron, das am Ende das J-Quark enthält, wird ein Baryon. In etwa 60% der Fälle geschieht dies in Verbindung mit dem ursprünglichen L-Quark.

Dieses Verfahren ist nur im Fall der Streuung an einem Valenzquark anwendbar, bei dem ein Diquarkzustand übrig bleibt. Im Fall der Photon-Gluon-Fusion (s. Abb. 2.3) werden die drei Valenzquarks in ein Quark und Diquark gespalten. Das Quark bildet mit dem vom Gluon produzierten Antiquark einen String und das Diquark mit dem vom Gluon produzierten Quark.

Inzwischen existieren wesentlich neuere Version des JETSET-Programms (JETSET 6.3) als die hier beschriebene, auf die aus technischen Gründen zurückgegriffen wurde. Diese Versionen unterscheiden sich in einigen Aspekten, zum Beispiel bei der Diquarkfragmentation, von dem oben beschriebenen Verfahren. Einzelheiten findet man in der Literatur [30].

## 2.7 Tiefinelastische Lepton-Kern-Streuung

Die in der tiefinelastischen Streuung an Kernen gemessenen Partonverteilungen und Strukturfunktionen unterscheiden sich von den Strukturfunktionen quasi-freier Nukleonen im Deuterium [20].

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_A(x, Q^2)/\sigma_N(x, Q^2)$  und das Verhältnis der Strukturfunktionen  $F_2^A(x, Q^2)/F_2^N(x, Q^2)$  von Kern und Nukleon sind unter der Bedingung gleich, daß  $R = \sigma_L/\sigma_T$  von der Massenzahl  $A$  unabhängig ist (s. Gl. 2.12).

Aus experimentellen Messungen ergibt sich, daß der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_A(x, Q^2)$  für die Streuung von Myonen an Kernen,

$$\sigma_A(x, Q^2) = \sigma_N(x, Q^2) A^{\alpha(x, Q^2)}, \quad (2.25)$$

nicht proportional der Zahl  $A$  der Nukleonen im Kern ist.  $\alpha < 1$  wird „Shadowing“ genannt und bei  $x < 0.1$  beobachtet, während  $\alpha > 1$  („Antishadowing“) bei  $x$ -Werten oberhalb 0.1 auftritt. Im Experiment E665 wurde bei  $x = 2 \cdot 10^{-5}$  und  $Q^2 > 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$  für das Verhältnis  $\sigma(\text{Xe})/\sigma(\text{D}_2)$  der Wirkungsquerschnitte ein Wert von ca. 0.7 gemessen [1,2,3].

Die meisten Modelle zur Beschreibung dieses Phänomens basieren entweder auf dem Vektormesonen-Dominanz-Modell (VDM) [31] oder auf dem Quark-Parton-Modell (QPM) [32].

Im Vektormesonen-Dominanz-Modell fluktuiert das virtuelle Photon im Rahmen der Unschärferelation in ein Vektormeson (s. Abb. 2.7a). Die charakteristische Länge  $d$  der Fluktuation im Laborsystem ist proportional der Photonenergie  $\nu$  und dem Propagator des Vektormesons

$$d \propto \frac{\nu}{Q^2 + m_{\text{VM}}^2}. \quad (2.26)$$

Ist  $d$  sehr viel größer als der Kernradius und ist der Kernradius wiederum größer als die mittlere freie Weglänge des Vektormesons in der Kernmaterie, so wird der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_A$  proportional dem Oberflächenterm  $A^{2/3}$ .

Nach der Modellvorstellung im QPM rekombinieren Partonen verschiedener Nukleonen bei kleinem  $x$ . Wegen der Unschärferelation sind kleine  $x$  gleichbedeutend mit großen longitudinalen Abständen. Dies führt zu einer Abnahme von Partonen bei kleinen Werten von  $x$  (Shadowing) und wegen der Impulserhaltung zu einer Zunahme bei mittleren Werten von  $x$  (Antishadowing).

### 2.7.1 Fragmentation in Kernmaterie

Die Kernmaterie beeinflusst nicht nur die Strukturfunktionen der Nukleonen im Kern, sondern auch die Hadronisierung. Es ist daher möglich, die Raum-Zeit-

Entwicklung der Fragmentation und der Hadronisierung innerhalb der Kernmaterie zu untersuchen, indem wir die Kernmaterie als Detektormaterial nutzen.

### 2.7.2 Formationszeiten

In den bisher durchgeführten Experimenten zur Elektron-Kern-Streuung [12] und Myon-Kern-Streuung [13,14,15] wurde die A-Abhängigkeit der Hadronproduktion in Vorwärtsrichtung für verschiedene Energien  $\nu$  gemessen. Abbildung 2.5 [33] zeigt das Verhältnis

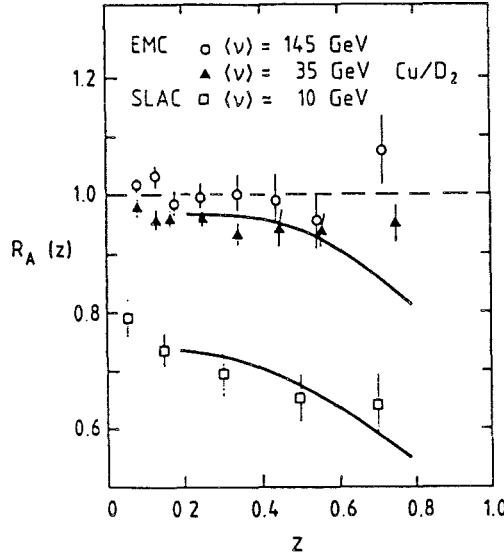


Abb. 2.5: Verhältnis  $R_A(z)$  der  $z$ -Verteilungen für die  $\mu\text{Cu}$ -Streuung und die  $\mu\text{D}_2$ -Streuung [33,12]. Die Kurven sind Rechnungen nach dem Modell aus [36].

$$R_A(z) = \frac{D_A(z)}{D_D(z)} \quad (2.27)$$

mit

$$D_A(z) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h(z)}{dz} \quad (2.28)$$

für  $\mu\text{Cu}$ -Daten und  $\mu\text{D}_2$ -Daten des EMC- und des SLAC-Experimentes [12]. Bei  $\langle \nu \rangle = 145 \text{ GeV}$  weicht das Verhältnis  $R_A(z)$  nicht signifikant von eins ab. Der Kern scheint für schnelle Hadronen transparent zu sein. Nur bei niedrigeren Photonenenergien  $\nu$  ist die Anzahl der in Vorwärtsrichtung ( $z > 0.2$ ) erzeugten Hadronen am nuklearen Target geringer als am Deuterium, d. h. die schnellen Hadronen wechselwirken mit der Kernmaterie.

Modelle zur Beschreibung dieses Effektes in der Leptoproduktion (G. V. Davidenko und N. Nikolaev [34], A. Bialas [35]) gehen davon aus, daß die Bildung der Hadronen eine endliche Formationszeit  $t_f$  (oder Formationslänge  $l_f$ ) benötigt.

Im Modell von G. V. Davidenko und N. Nikolaev [34] ist die Formationslänge  $l_f$  im Laborsystem gegeben durch

$$l_f = \frac{p}{m^2}, \quad (2.29)$$

wobei  $m^2$  einen Massenparameter der Größenordnung  $2 \text{ GeV}^2$  darstellt und  $p$  der Impuls des Hadrons ist. Die Länge der Formationszeit entscheidet darüber, bei welchen Hadronimpulsen  $p$  die Hadronen mit der Kernmaterie wechselwirken können. Bei einem Xenonkern (Radius  $\approx 5 \text{ fm}$ ) sollten die Wechselwirkungen der Hadronen im Kern, die sogenannte intranukleare Kaskade, bei Impulsen  $p \lesssim 50 \text{ GeV}$  beginnen. Dies führt zu einer geringen Abnahme der Hadronen in diesem Impulsbereich und einer starken Zunahme der Hadronen bei kleineren Impulsen. Eine Abnahme der Hadronmultiplizität bei hohen relativen Hadronenergien  $z$  durch Wechselwirkungen der Hadronen findet somit nur bei kleinen Energien  $\nu$  statt ( $z = E_h/\nu$ ).

Bei A. Bialas [35] findet die Hadronisierung im Kern in zwei Schritten statt, zuerst durchläuft das Quark die Kernmaterie und dann wird das Hadron gebildet. Die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung an einem Nukleon hängt daher vom Quark-Nukleon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{qN}$ , von der Länge der Formationzeit  $t_f$  und vom Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{hN}$  ab. Für einen verschwindenden Quark-Nukleon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{qN} \approx 0$  folgt, daß der Kern für die Hadronen transparent ist, falls die entsprechende Formationslänge  $l_f$  im Laborsystem größer als der Kernradius ist.

Die Lorentztransformation der Formationszeit  $t_f$  ins Laborsystem bedingt eine Zunahme von  $t_f$  proportional der Energie  $E_h$  des Hadrons. Bei hohen Energien findet die Hadronbildung dann außerhalb des Kerns statt und unterscheidet sich nicht für elementare Targets ( $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ) und schwere Targets.

Ein neueres Modell von A. Bialas und A. Gyulassy [36] basiert auf dem LUND-String-Modell (s. Kap. 2.6). Zwei Längen charakterisieren dabei den Hadronisierungsprozeß:

- die Konstituentenlänge  $l_c$ , nach der die Konstituenten der Hadronen, die Quarks, gebildet werden;
- Die Yo-Yo Länge  $l_y$ , nach der sich aus den Quarkstrings die Hadronen formieren.

Aus der Stringdynamik folgt ein analytischer Zusammenhang zwischen  $l_c$  und  $l_y$ , charakterisiert nur durch die Stringspannung  $\kappa$  und die Energie  $E_h = z\nu$  des Hadrons,

$$l_y - l_c = \frac{z\nu}{\kappa} = zL. \quad (2.30)$$

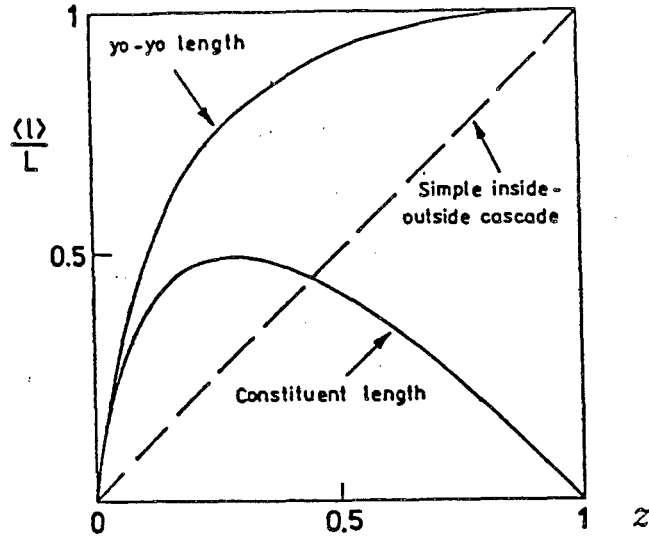


Abb. 2.6: Mittlere Konstituentenlänge  $\langle l_c \rangle / L$  und Yo-Yo-Länge  $\langle l_y \rangle / L$  als Funktion der relativen Hadronenergie  $z$ .

$l_y$  und  $l_c$  bezogen auf die Gesamtstringlänge  $L$  werden in Abb. 2.6 als Funktion von  $z$  gezeigt [36]. Die Konstituentenlänge  $l_c$  geht gegen null für sehr langsame ( $z = 0$ ) und sehr schnelle ( $z = 1$ ) Hadronen, bei  $z = 1$  dominiert die Yo-Yo-Länge  $l_y$ . Konstituenten schneller Hadronen können daher schon frühzeitig mit der Kernmaterie wechselwirken. Freie Parameter sind auch hier wieder die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{qN}$  und  $\sigma_{hN}$  für Quark-Nukleon-Wechselwirkungen und Hadron-Nukleon-Wechselwirkungen.

Ein mit neueren Messungen der NMC-Kollaboration [14] an einem Kupfertarget durchgeführter Vergleich mit den beschriebenen Modellen favorisiert das Modell von Bialas und Gyulassy mit den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{qN} = 0.75$  mb und  $\sigma_{hN} = 20$  mb im Vergleich zu den älteren Modellen [34,35]. In einer vorläufigen Analyse [15] der  $\mu\text{Xe}$ -Daten und der  $\mu\text{D}_2$ -Daten des Experimentes E665 wurde ebenfalls eine Abnahme der Multiplizität von Hadronen mit  $z > 0.4$  bei kleinen Energien  $\nu < 80$  GeV gemessen, während für höhere Energien  $\nu$  das Verhältnis  $R_A(z)$  eins wird.

### 2.7.3 Die Intranukleare Kaskade

Die in der Myon-Kern-Wechselwirkung erzeugten Hadronen sollten nach ihrer Formierung mit den Nukleonen der Kernmaterie wechselwirken, solange sie sich innerhalb des Kerns befinden. Da der typische hadronische Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung 20–30 mb liegt, erwarten wir bei der Streuung an schweren Kernen eine Zunahme der hadronischen Multiplizität bei kleinen Hadronimpulsen.

Mehrere Experimente zur (Anti-)Neutrino-Kern-Streuung haben eine solche Zunahme der Multiplizitäten tatsächlich nachgewiesen, hauptsächlich an Neon ( $A=20$ ,



$Z=10$ ) [4,5,6,7,8,9], auch an Freon [10] und in einer Emulsion [11]. Vor kurzem wurde auch eine Untersuchung von Kerneffekten in  $\bar{\nu}$ D<sub>2</sub>-Daten veröffentlicht [37].

Die Zunahme der Multiplizitäten sollte die Folge einer intranuklearen Kaskade sein [34], in der die erzeugten Hadronen mit Kernnukleonen wechselwirken. Die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen steht aufgrund der Ladungserhaltung in Zusammenhang mit der mittleren totalen hadronischen Ladung  $\langle Q_T \rangle$ ,

$$\langle Q_T \rangle = \frac{Z}{A} (\langle \nu_K \rangle + \langle \nu_A \rangle). \quad (2.31)$$

$\langle Q_T \rangle$  ist die Differenz  $\langle n^+ \rangle - \langle n^- \rangle$  der mittleren Multiplizitäten der positiv und negativ geladenen Hadronen.  $\langle \nu_A \rangle$  ist die mittlere Anzahl der Projektilkollisionen im Kern. Das Verhältnis  $Z/A$  ist 0.41 für das Xenontarget. Für Leptoproduktion gilt in guter Näherung  $\nu_A = 1$ ,  $\langle \nu_K \rangle$  läßt sich daher direkt bestimmen.

In der Hadron-Kern-Streuung dagegen kann das hadronische Projektil mehrfach mit verschiedenen Nukleonen kollidieren ( $\nu_A > 1$ ). Der Anteil der intranuklearen Kaskade an der Multiplizitätszunahme ist dann schwer zu isolieren und bei der Bestimmung von  $\langle \nu_K \rangle$  aus der beobachtbaren totalen hadronischen Ladung bleiben große Unsicherheiten.

In der Lepton-Kern-Streuung ist dies nicht der Fall, solange wir annehmen, daß die Wechselwirkung mit einem punktförmigen Photon stattfindet. Es ist allerdings möglich, daß bei kleinen Werten von  $x$  Fluktuationen der Photonen in hadronische Zustände im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) (s. Kap. 2.7) auch Beiträge mit  $\nu_A > 1$  liefern [39]. Schematisch ist dieses Verhalten in Abb. 2.7a dargestellt.

Quantitative Aussagen über die als Folge der intranuklearen Kaskade zu erwartenden Effekte sind schwer zu machen, da es sich um eine Vielzahl niederenergetischer Prozesse handelt. Eine vollständigere Beschreibung der Vorgänge innerhalb der intranuklearen Kaskade ist möglich, wenn man davon ausgeht, daß die Kaskadenwechselwirkungen im wesentlichen niederenergetische Prozesse der Art [40],

$$\begin{aligned} \pi N &\rightarrow \pi N \\ &\rightarrow \pi \Delta \\ NN &\rightarrow NN \\ &\rightarrow N\Delta \end{aligned} \quad (2.32)$$

sind. Mit einer Parameterisierung dieser Wirkungsquerschnitte und einer Formationszeit  $t_f^0 = 1 \text{ fm}/c$  im Eigensystem des Hadrons (s. Kap. 2.7.2) lassen sich im Rahmen eines Monte-Carlo-Modells für Hadron-Kern-Kollisionen (Monte-Carlo-Programm MCMHA) die Multiplizitätsverteilungen der pXe-Daten der NA5-Kollaboration [41] gut beschreiben. Die Kaskadenwechselwirkungen bewirken eine Zunahme der mittleren Multiplizität bei sehr kleinen Rapiditäten und eine Verbreiterung der Multiplizitätsverteilungen.

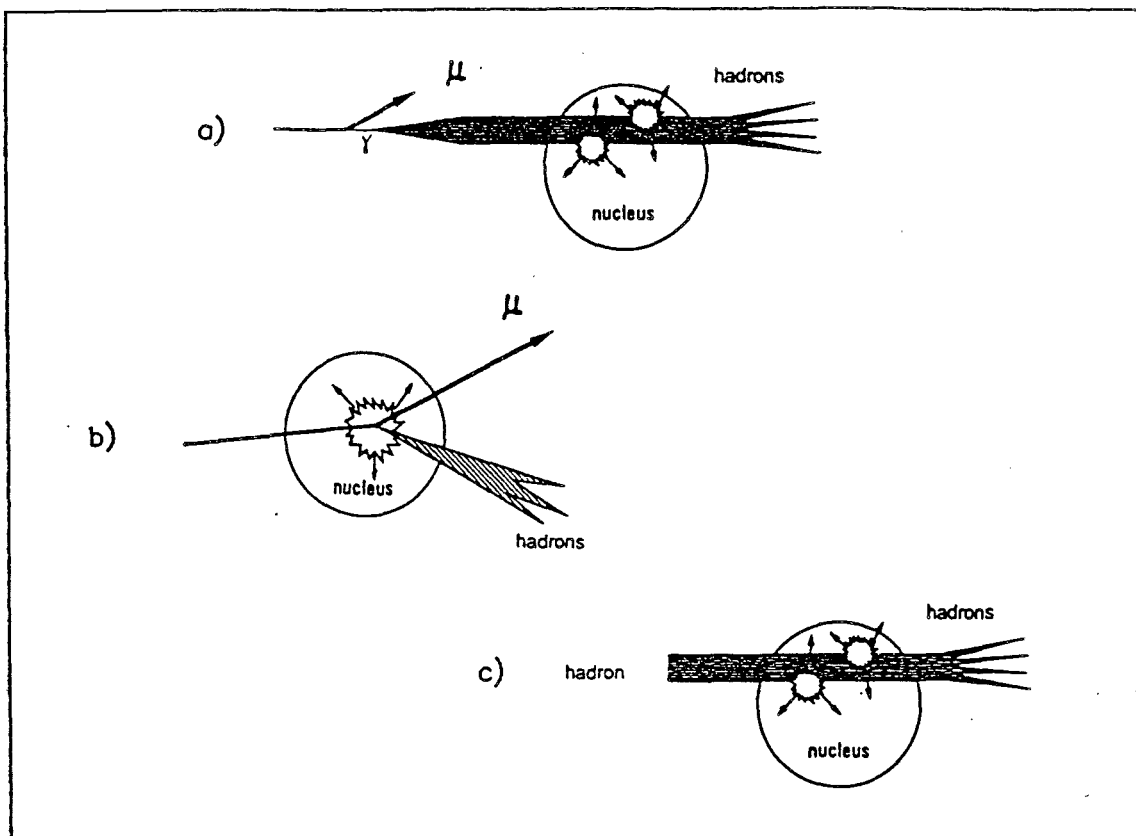


Abb. 2.7: Schematische Darstellung einer Wechselwirkung mit verschiedenen Projektilen: a) Einem hadronischen Zustand des Photons (VDM-Modell), b) einem Photon oder c) einem Hadron. Das hadronische Projektil kann mit mehreren Nukleonen im Targetkern wechselwirken (Darstellung nach [38]).

#### 2.7.4 Das Monte-Carlo-Programm VENUS

Ein etwas anderer Ansatz wird vom Monte-Carlo-Programm VENUS<sup>1</sup> verfolgt. Es beinhaltet die Möglichkeit, die Hadronverteilungen in der tiefinelastischen Myon-Kern-Streuung umfassend zu beschreiben, indem es - anders als das LUND-Modell - die Fragmentation von Strings in Kernmaterie simuliert. Es basiert auf dem Dual-Parton-Modell (DPM). Die ersten Versionen des Programms VENUS wurden für Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wechselwirkungen entwickelt [42]. Durch die Erweiterung auf Lepton-Kern-Wechselwirkungen [43] kann die Raum-Zeit-Entwicklung des Strings in der Kernmaterie im vereinfachten Fall eines strukturlosen Projektils studiert werden.

In der vorliegenden VENUS-Version 3.11 wird durch die Wechselwirkung des Lep-

<sup>1</sup>Very Energetic NUClear Scattering

tons mit einem Kern ein Diquark-Quark-String erzeugt. Die Strings fragmentieren entsprechend dem AMOR (Artur-Menessier Off-shell-Resonance)-Modell [44]. Die Wahrscheinlichkeit für das Brechen eines Strings ist proportional der vom String überstrichenen Fläche, unabhängig davon, ob die Stringsegmente nach dem Aufbrechen auf der Massenschale eines Hadrons sind. Das unterscheidet das AMOR-Schema vom LUND-Schema, wo immer wenigstens ein Stringsegment ein Hadron sein muß. Die Fragmentation endet, wenn ein Massenabschneideparameter unterschritten ist. Aus den Stringsegmenten werden nach ihrem Quarkinhalt Resonanzen geformt, wobei nur stabile Resonanzen durch eine Korrektur auf die Massenschale gezwungen werden. Am Ende zerfallen diese Resonanzen gemäß einer vorgegebenen Tabelle.

Der wichtige Schritt hin zur Simulation der intranuklearen Kaskade ist die Fragmentation der Strings in der Kernmaterie. Dazu muß die Stringfragmentation in einem bestimmten Lorentzsystem stattfinden, um eine entsprechende Raum-Zeit-Folge der Stringbrüche und der Wechselwirkungen der Strings untereinander und mit den Hadronen der Kernmaterie zu erreichen. Die Wechselwirkungen werden nach einem einfachen Prinzip verwirklicht: Kommen sich zwei Strings oder ein String und ein Nukleon näher als ein vorgegebener Radius, fusionieren sie. Die Strings werden wegen ihrer geringen Ausdehnung ( $< 1$  fm) als punktförmig betrachtet. Nähern sich zu einem Zeitpunkt  $t$  ein String auf der Trajektorie  $\vec{x}_\alpha(t)$  und ein anderer String oder ein Hadron auf der Trajektorie  $\vec{x}_\beta(t)$ , so wechselwirken sie durch Fusion, sobald der Abstand der Trajektorien kleiner als ein vorgegebener Wechselwirkungsradius  $r_0$  ist:

$$|\vec{x}_\alpha(t) - \vec{x}_\beta(t)| \leq r_0. \quad (2.33)$$

Der Wechselwirkungsradius  $r_0$  ist für Mesonen ( $r_m$ ) und Baryonen ( $r_b$ ) unterschiedlich groß. Die Standardwerte sind  $r_m = 0.7$  fm und  $r_b = 1.5$  fm. Nach der Fusion werden Quarkinhalt und Impuls der beiden Objekte aufaddiert. Die Identität des Objektes mit einer Resonanz wird nach seiner Masse und seinem Quarkinhalt bestimmt.

Der Vorteil des VENUS-Modells liegt darin, daß man nicht zahlreiche niederenergetische Wirkungsquerschnitte wie etwa für die Reaktionen aus Gl. 2.32 im Monte-Carlo-Programm berücksichtigen muß. Die intranukleare Kaskade wird stattdessen mit den zwei einfachen Parameter  $r_m$  und  $r_b$  dargestellt.

### 3 Das Experiment E665

Das Experiment E665 befindet sich am Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) in Batavia bei Chicago (USA) und wird von einer internationalen Kollaboration betrieben, an der Universitäten und Forschungsinstitute aus den USA, der Bundesrepublik Deutschland und Polen beteiligt sind<sup>1</sup>.

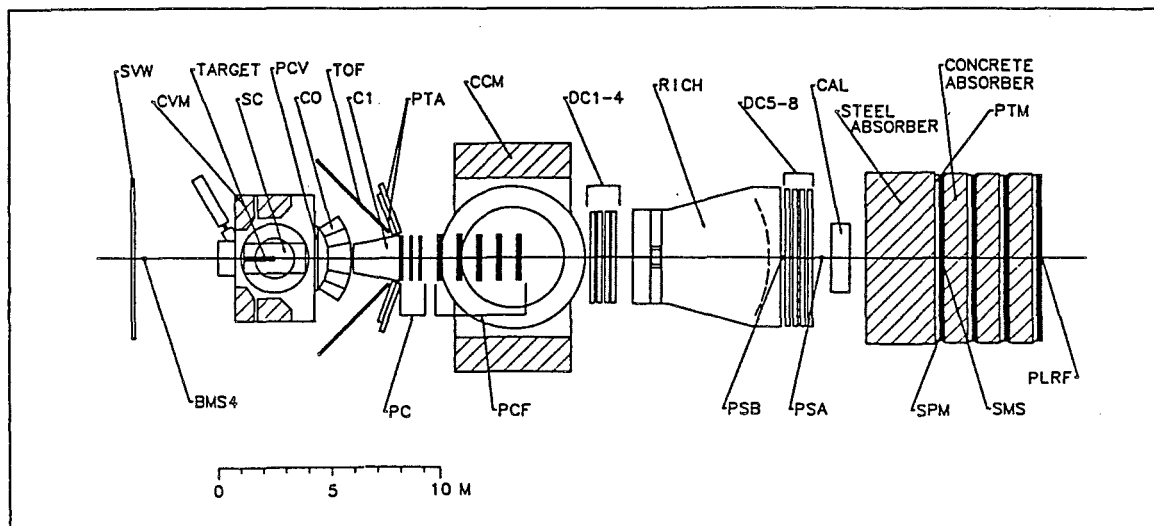


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des FNAL-Experimentes E665 [45]. Der Myonstrahl kommt von links.

Ziel des Experimentes ist es, die tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung an verschiedenen Kernen zu untersuchen. Dazu wurden Myonen mit einer mittleren Energie ( $E_\mu$ ) von ca. 480 GeV an Targets aus Wasserstoff, Deuterium und Xenon gestreut. Die in der Reaktion entstandenen Hadronen und das gestreute Myon werden mit Hilfe eines Spektrometers rekonstruiert. Für einen Teil der Daten - etwa 2 % aller registrierten Ereignisse - ist mit einer Streamerkammer (SC) die Rekonstruktion fast aller Spuren im vollständigen  $4\pi$ -Raumwinkelbereich möglich. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Experiments.

<sup>1</sup>Beteiligte Institute (Stand 1987/88): Argonne National Laboratory, USA; University of California, San Diego, USA; Institut für Nuklearphysik, Krakau, Polen; Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, USA; Universität Freiburg i.Br., Deutschland; Harvard University, Cambridge, USA; University of Illinois, Chicago, USA; University of Maryland, College Park, USA; Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA; Max-Planck-Institut für Physik, München, Deutschland; University of Washington, Seattle, USA; Universität Wuppertal, Deutschland; Yale University, New Haven, USA.

### 3.1 Der experimentelle Aufbau

Der experimentelle Aufbau wurde zum Teil vom Vorgängerexperiment NA9 ( $\langle E_\mu \rangle = 280$  GeV) der Europäischen Myon-Kollaboration (EMC) übernommen. Zu diesem Zweck wurden vom Europäischen Labor für Teilchenphysik CERN in Genf mehrere Komponenten nach Batavia überführt, hauptsächlich der supraleitende Vertex-Magnet (CVM), die Streamerkammer (SC) und die Schwellenčerenkovzähler (C0 und C1). Außer einem weiteren Magneten (CCM) sind zahlreiche neue Detektoren hinzugekommen, unter anderem ein elektromagnetisches Kalorimeter (CAL), ein Ring Imaging Čerenkovzähler (RICH) und ein Flugzeithodoskop (TOF). Zum Nachweis der Spuren dienten mehrere Gruppen von Proportionalkammern (PCV, PC, PCF), Driftkammer (DC) und Proportionalröhren (PTA).

Die erste Datennahme fand zwischen Juli 1987 und Februar 1988 statt. 1990 und 1991 war das Spektrometer nochmals in Betrieb. Neben zahlreichen Verbesserungen an den Detektoren ist die Streamerkammer durch neuartige Vertexdriftkammern (VDC) ersetzt worden, die im Vergleich zu der durch Aufnahme- und Meßgeschwindigkeit begrenzten Streamerkammer eine wesentliche Erhöhung der Datenstatistik erwarten lassen [46]. Außerdem erweiterten Kohlenstoff (C), Kalzium (Ca) und Blei (Pb) die Liste der schweren Targetmaterialien. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau im Status der Datennahme 1987/88 beschrieben. Weitere Einzelheiten dazu können der Veröffentlichung [45] entnommen werden.

Das Experiment besteht aus einem Strahlspektrometer (BS), einem Vorwärtsspektrometer (FS) und einem Vertexspektrometer (VS). Das Strahlspektrometer definiert den Myonstrahl (s. Kap. 3.1.1). Das Vorwärtsspektrometer umfaßt alle Detektoren innerhalb und strahlabwärts vom CCM (PCF, DC, RICH). Diesen Teil des Spektrometers erreichen Teilchen mit einem Impuls, der oberhalb ca. 5–10 GeV/c liegt, was ungefähr der Vorwärtshemisphäre ( $x_f > 0$ ) im CMS der Hadronen entspricht. Als Vertexspektrometer bezeichnen wir die Detektoren strahlaufwärts vom CCM (SC, PCV, TOF, C0, C1, PTA, PC), die im wesentlichen die Teilchen in der Rückwärtshemisphäre ( $x_f < 0$ ) nachweisen. Die Impulsbestimmung erfolgt für die Vorwärtsspektrometerspuren mit Hilfe des CCM. Die Bahnen langsamerer Teilchen werden als Geraden durch die im nahezu feldfreien Raum zwischen den Magneten installierten Kammern (PCV, PC, PTA) rekonstruiert. Für diese Teilchen muß zur Impulsbestimmung die Information der Streamerkammer benutzt werden. Für Ereignisse ohne Streamerkammerbild kann der Impuls nach dem Vertexfit durch Extrapolation der Geraden durch das Magnetfeld des CVM zum Primärvertex abgeschätzt werden. Teilchen unterhalb von etwa 1 GeV/c werden allein in der Streamerkammer gesehen, da sie für die übrigen Detektoren zu weit nach außen abgelenkt werden.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird durchgehend das E665-Koordinatensystem zu Grunde gelegt, wenn nichts anderes explizit angegeben wird. Die x-Achse des Systems zeigt in die - idealisierte - Strahlrichtung mit dem Nullpunkt des Systems

im Zentrum des Chicago Cyclotron Magneten (CCM). Das System ist rechtshändig. Die positive z-Achse zeigt nach oben und die y-Achse liegt in der Horizontalen. Die Bezeichnungen „y-Ebene“ oder „z-Ebene“ für Ebenen von Detektoren beziehen sich auf die gemessene Koordinate, nicht auf die Richtung der Drähte.

### 3.1.1 Myonstrahl

Zur Erzeugung des Myonstrahls werden 800 GeV/c Protonen aus dem Tevatron-Beschleuniger extrahiert und auf ein 48.5 cm langes Berylliumtarget gelenkt (Abb. 3.2). Die Intensität des Protonenstrahls beträgt zu diesem Zeitpunkt etwa  $10^{12}$  Protonen pro Spill von 20 Sekunden Dauer. Die im Target entstandenen Pionen und Kaonen können anschließend in einer 1.1 km langen Strahlführung aus fokussierenden und defokussierenden Magneten (FODO) u.a. in ein Myon und ein Neutrino zerfallen. Die Hadronen werden in 11 Meter Beryllium absorbiert, so daß nur die Myonen nach einem weiteren FODO das Experiment erreichen. Um ein 33 Meter langes Stück des Strahlführungrohres in diesem zweiten Myon-FODO ist eine zusätzliche Stahlröhre installiert - genannt MUPIPE -, die durch ein 2 Tesla starkes Toroidfeld magnetisiert ist. Auf diese Weise werden Halomyonen, die den eigentlichen Strahl umgeben und ohne diese Vorrichtung bis zu 50 % des Strahls ausmachen können, nach außen abgelenkt und damit der Anteil der Halomyonen auf 20–30 % des Strahls reduziert.

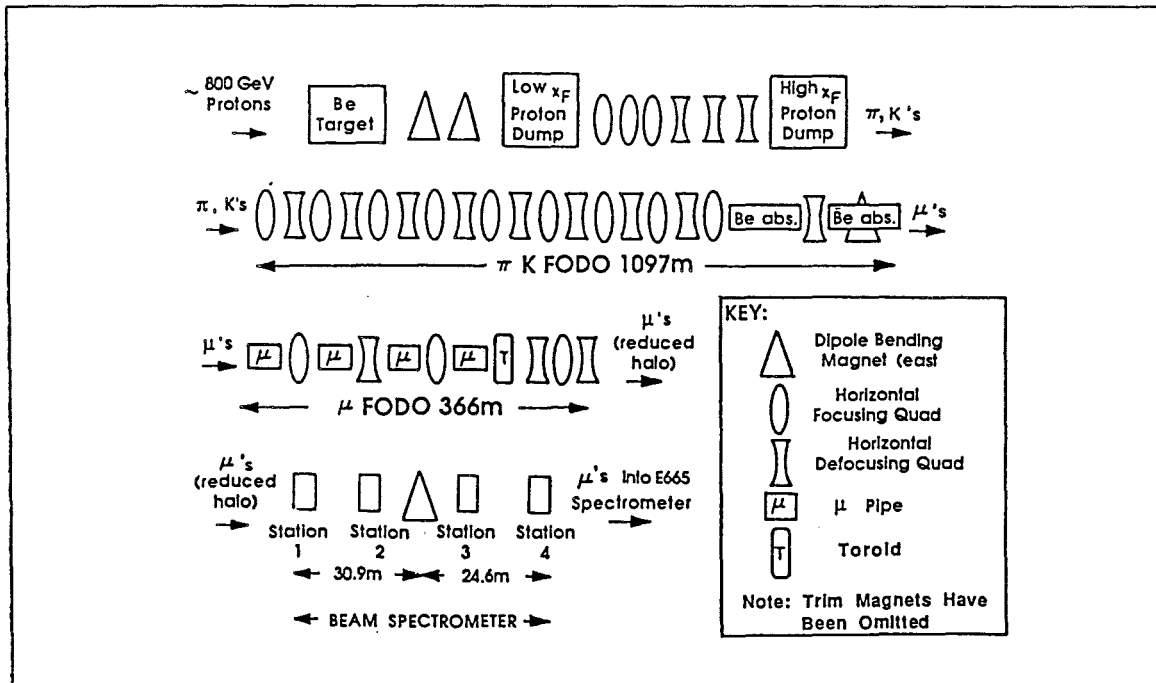


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des FNAL-Myonstrahlerzeugungssystems.

Für den 480 GeV-Strahl lag die Strahlintensität bei maximal  $2 \times 10^7$  Myonen pro Spill von 20 Sekunden. Der Maschinenzyklus des Tevatron zwischen zwei Spills dauert 57 Sekunden. Der Myonstrahl hat dieselbe Hochfrequenzstruktur von 53 MHz wie das Tevatron, so daß die Myonen mindestens 19 ns weit auseinanderliegen. Diese sogenannte „Bucket“-Struktur bietet wesentliche Vorteile für das Triggersystem durch die zeitliche Trennung der Myonen. Bei einer Intensität von  $2 \times 10^7$  Myonen pro Spill ist im Mittel nur eines von 50 Buckets mit einem Myon besetzt.

Jedes Myon des so erzeugten Strahls wird im Strahlspektrometer vermessen, um ein Signal für den Trigger zu erhalten und um Impuls und Trajektorie des Myons zu rekonstruieren. Darüberhinaus müssen die Myonen für die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes notwendige Normalisierung gezählt werden.

In den vier Strahlstationen (BMS1–4) befinden sich je ein Satz von Vieldrahtproportionalkammern (PBT) und Szintillationszählern (SBT). Die Proportionalkammern ermöglichen die Rekonstruktion des Strahlmyons, das zur Impulsbestimmung von einem Dipolmagneten zwischen Station 2 und 3 um einen Winkel von 3 mrad abgelenkt wird. Die Impulsauflösung beträgt 0.5 %, die Winkelauflösung  $10 \mu\text{rad}$ . Die Szintillationszähler liefern das Triggersignal. Durch ihre bessere Zeitauflösung helfen sie, Spuren und Treffer, die von anderen Buckets stammen, zu unterdrücken.

Direkt vor der vierten und letzten Strahlstation etwa 4 Meter vor dem Target (s. Abb. 3.1) wird von einer  $7 \times 3 \text{ m}^2$  großen Wand aus Szintillationszählern (SVW) ein Vetosignal für die verbleibenden Halomyonen erzeugt. Denselben Zweck dienen drei Szintillationszähler (SVJ1–3) in der Nähe des Strahles an den Stationen zwei, drei und vier.

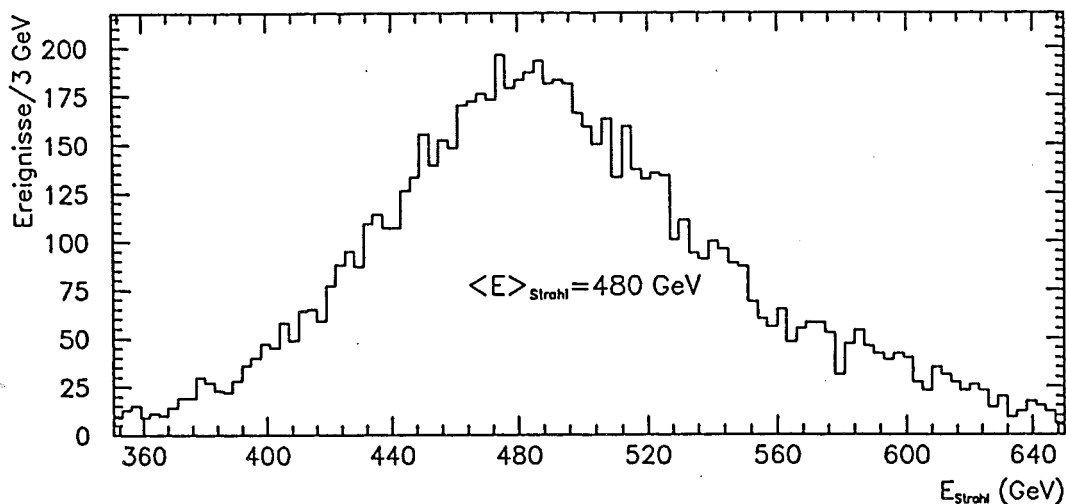


Abb. 3.3: Verteilung der Strahlenergie  $E_\mu$ .

Der Myonstrahl, der nun auf das Target trifft, hat eine mittlere Energie  $\langle E_\mu \rangle$  von

480 GeV mit einer Breite von etwa 60 GeV (s. Abb. 3.3) und einer räumlichen Ausdehnung von etwa 2.5 cm in z- und 4 cm in y-Richtung.

### 3.1.2 Target

Für die Datennahme 1987-88 wurden drei verschiedene Targetmaterialien verwendet - Wasserstoff ( $H_2$ ), Deuterium ( $D_2$ ) und Xenon (Xe). Tabelle 3.1 enthält eine Übersicht der wichtigsten Targetdaten. Der Wasserstoff und das Deuterium befanden sich im verflüssigten Zustand bei einer Temperatur von ca. 20 Kelvin und Atmosphärendruck. Das zylindrische Targetgefäß von 1.15 m Länge und 9 cm Durchmesser wurde in die Streamerkammer eingeschoben.

Um eine dem Wasserstoff und Deuterium vergleichbare Dichte für das Xenontarget zu erreichen, wurde das Xenon in einem Druckgefäß bei Zimmertemperatur und einem Druck von etwa 14 Atmosphären gehalten. Um den Druck des Xenon auszugleichen, bestand die Targetwand im Falle des Xenon aus 200  $\mu m$  Mylar verstärkt mit Epoxy und Kevlar und hatte eine Gesamtdicke von ca. 1 mm. In Tabelle 3.1 ist der innere Radius ohne Targetwand angegeben. Die Anzahl der Strahlungslängen im Xenon ist fast 10 mal so groß wie in  $D_2$  und  $H_2$ , was zu verstärkter Elektronenkontamination führt (s. Kap. 6.5). Andererseits läßt die wesentlich höhere Anzahl der Wechselwirkungslängen einen erhöhten Anteil inelastischer hadronischer Sekundärwechselwirkungen im  $D_2$ -Target erwarten.

Tar- get	A	Z	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	Länge [m]	Radius [cm]	Anzahl der Strahlungs- längen	Anzahl der Wechselwirkungs- längen
H <sub>2</sub>	1.01	1	0.070	1.15	4.44	0.13	0.16
D <sub>2</sub>	2.01	1	0.163	1.15	4.44	0.15	0.34
Xe	131.29	54	0.085	1.13	3.53	1.13	0.06

Tab. 3.1: Targetdaten für Wasserstoff ( $H_2$ ), Deuterium ( $D_2$ ) und Xenon (Xe).

### 3.1.3 Streamerkammer

Die Streamerkammer (SC) umgibt die Targets, die in ihre Mitte eingeschoben werden. Ihr aktives Volumen umfaßt  $2.0 \times 1.2 \times 0.7 \text{ m}^3$  und ist mit einer Gasmischung aus 72 % Argon, 28 % Isobutan und 0.14 %  $SF_6$  gefüllt. Bei  $z = \pm 38 \text{ cm}$  liegen zwei Gitterelektroden für die Hochspannung. Der angelegte Hochspannungspuls



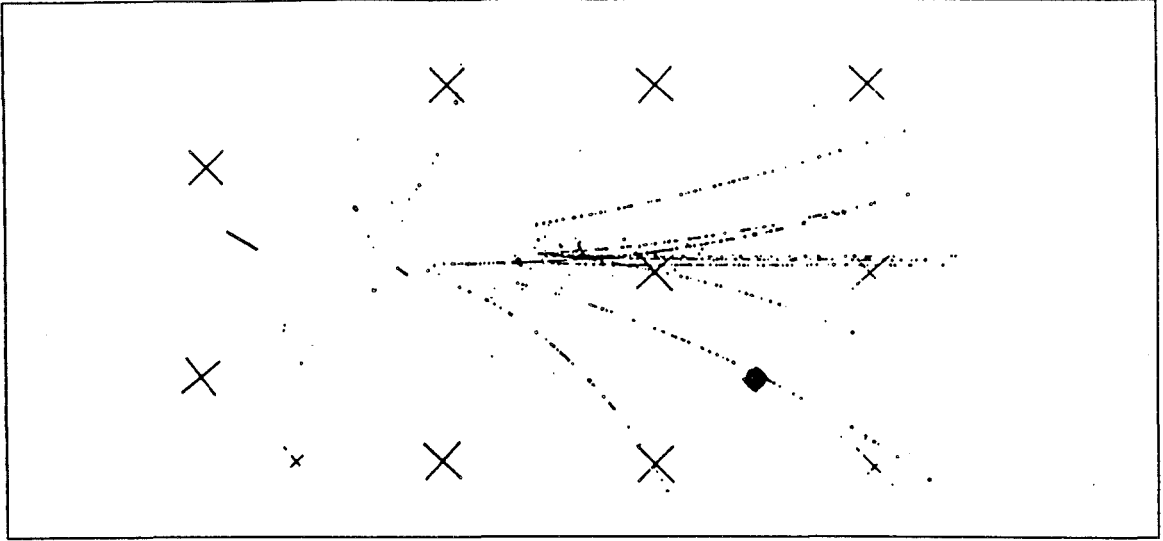


Abb. 3.4: Ein Streamerkammerbild (Negativ). Der Myonstrahl kommt von links und trifft auf das (nicht sichtbare) Target in der linken Streamerkammerhälfte. Die Kreuze dienen als Referenzpunkte beim Meßvorgang.

von  $\pm 350$  kV auf den beiden Elektroden ist etwa 10 ns lang. Erzeugt wird er durch einen Marx-Hochspannungsgenerator und ein Blümlein-System zur Pulsformung. Der Puls erzeugt entlang der Ionisationsspur der geladenen Teilchen als Streamer bezeichnete kleine Funken in z-Richtung, die von einem optischen System photographiert werden. Das optische System besteht aus 3 Kameras mit einem Stereowinkel von  $12^\circ$  und  $15^\circ$  und zweistufigen Bildverstärkern. Der Verkleinerungsfaktor auf dem Film beträgt  $1/66$ . Die Impulsauflösung  $\delta p/p$  der Streamerkammer wird durch die laterale Ausdehnung der Streamer von etwa 1 mm definiert, entsprechend  $15 \mu\text{m}$  auf dem Film. Sie beträgt im Mittel

$$\frac{\delta p}{p} \approx 0.01 \cdot p [\text{GeV}/c] \quad (3.1)$$

und variiert je nach Länge der Spur und Zahl der Meßpunkte. Am Boden der Streamerkammer definieren Marken („Fiducials“) die Position der Streamerkammer im E665-Koordinatensystem. Die auf dem Photo (Abb. 3.4) als Kreuze sichtbaren Marken dienen als Referenzpunkte für die Spurrekonstruktion.

Die lange Aufladungszeit des Marxgenerators von einigen hundert Millisekunden und die Mechanik des Kamerasystems beschränken die Rate der Kammer auf 1–2 Bilder pro Sekunde. Die Gedächtniszeit der Kammer wird durch die Zugabe von  $\text{SF}_6$  reguliert und liegt in der Größenordnung von  $1 \mu\text{s}$ . Wegen der relativ langen Gedächtniszeit sind auf einem typischen Streamerkammerbild (Abb. 3.4) meist mehrere Strahlmyonen gleichzeitig abgebildet. Auf den Bildern sind diese Spuren

leicht zu erkennen, da sie alle parallel zueinander verlaufen. Sie werden daher nicht gemessen.

### 3.1.4 Spurkammern

Mehrere Proportionalkammern dienen der Rekonstruktion der aus der Streamerkammer austretenden schnellen Teilchen im Spektrometer. Die Vertexproportionalkammern (PCV) direkt hinter dem CVM liefern Spurinformatoren nahe am Vertex. Die Proportionalkammern (PC) zwischen CVM und CCM enthalten 12 Ebenen an einer zentralen Stelle des Spektrometers. Sie tragen daher wesentlich zur Spurerkennung bei. An den Außenseiten des Vertexspektrometers stehen zwei Flügel aus Proportionalröhren (PTA), um Teilchen nachzuweisen, die die Streamerkammer unter einem großen Winkel verlassen. Mit den Vorwärtsproportionalkammern (PCF) werden Spuren im Magnetfeld des CCM rekonstruiert - schnelle Hadronen und das gestreute Myon. Um zusätzliche Informationen im Bereich kleiner Winkel zu erhalten, wurde eine  $13 \times 13 \text{ cm}^2$  große Kammer zwischen die Driftkammern und das Kalorimeter gestellt (PSA). Sie hat einen Drahtabstand von 1 mm und dient der Verbesserung der Rekonstruktion von unter kleinem Winkel gestreuten Myonen. Die Kammer deckt den  $10 \times 5 \text{ cm}^2$  großen toten Bereich der hinter dem RICH installierten Driftkammern (DC5-8) ab, der wegen zu hoher Strahlraten unempfindlich gemacht worden ist. Tabelle 3.2 zeigt die verschiedenen Spurkammern und die Anzahl der Ebenen nochmal in einer Übersicht.

Kammer	Zahl der Ebenen	Drahtabstand/ Auflösung [mm]	Aktive Fläche [m x m]
PCV	6	2	2.8 x 1.0
PC	12	3	2.0 x 2.0
PCF	15	2	2.0 x 1.0
PSA	8	1	0.13 x 0.13
PTA	4	7.2	2.0 x 2.0
DC1-4	8	$\leq 0.4$	2.0 x 4.0
DC5-8	8	$\leq 0.4$	2.0 x 6.0

Tab. 3.2: Die Ebenen der Spurkammern und ihre Auflösung.

### 3.1.5 Teilchenidentifikation

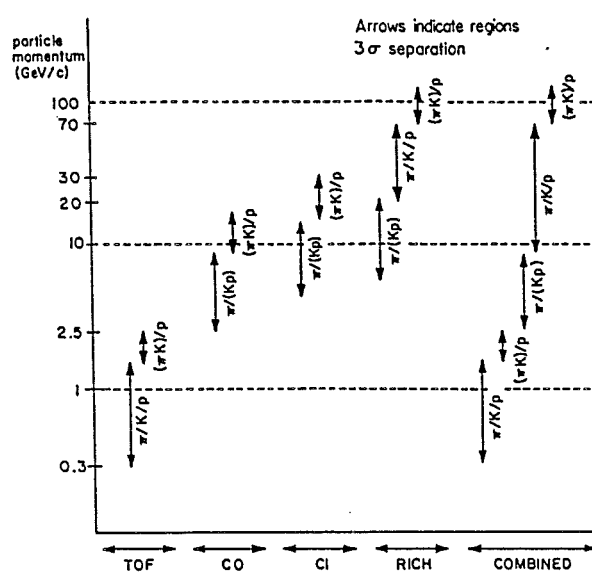


Abb. 3.5: Teilchenidentifikation mit Hilfe der Detektoren TOF, C0, C1 und RICH in den verschiedenen Impulsbereichen.

Das Experiment E665 besitzt Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation fast im gesamten Impulsbereich der Hadronen. Die räumliche Anordnung der verschiedenen Detektoren ist so gewählt, daß sie Teilchen in einem Impulsbereich, in dem die Teilchen vom jeweiligen Detektortyp identifiziert werden können, nachweisen können. Je höher der Impuls ist, desto näher an der Strahlachse befindet sich der Detektor (s. Abb. 3.1). Abbildung 3.5 zeigt, in welchen Impulsbereichen Teilchenidentifikation möglich ist. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit standen die Ergebnisse dieser Detektoren noch nicht zur Verfügung und sind somit nicht Teil dieser Untersuchung. Daher nur eine kurze Aufzählung der Komponenten zur Teilchenidentifizierung.

- Die Flugzeithodoskope (Time of Flight, TOF) bestehen aus zwei Flügeln an den Seiten des Spektrometers mit je 38 Zählern unterschiedlicher Größe, die sich gegenseitig überlappen. In der Nähe der ersten Strahlstation (s. Kap. 3.1.1) liefert ein Startzähler die genaue Zeit des einkommenden Myons für die optimale Laufzeitbestimmung. Das Flugzeithodoskop soll vor allem Protonen identifizieren.
- Zwei Schwellenčerenkovzähler (C0 und C1) decken den Impulsbereich zwischen 2.5 und 30 GeV ab. Beide wurden vom Experiment NA9 übernommen. Sie stehen im Bereich zwischen CVM und CCM. Durch eine halbkreisförmige Anordnung der 12 C0-Module wird gewährleistet, daß die Spuren parallel zur Modulachse den Zähler durchqueren.

- Der Ring Imaging Čerenkovzähler (RICH) zwischen den Driftkammern ermöglicht die Trennung von Pionen und Kaonen bis zu einem Impuls von ca. 70 GeV/c. Am Ende eines 6 m langen Behälters für das als Radiator dienende Argon werden die Photonen von einem aus 33 sphärischen Spiegeln bestehenden Abbildungssystem auf Photondetektoren abgebildet. Diese Photondetektoren enthalten TEA<sup>2</sup> als Driftgas und Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) zum Elektronennachweis.

### 3.1.6 Kalorimeter

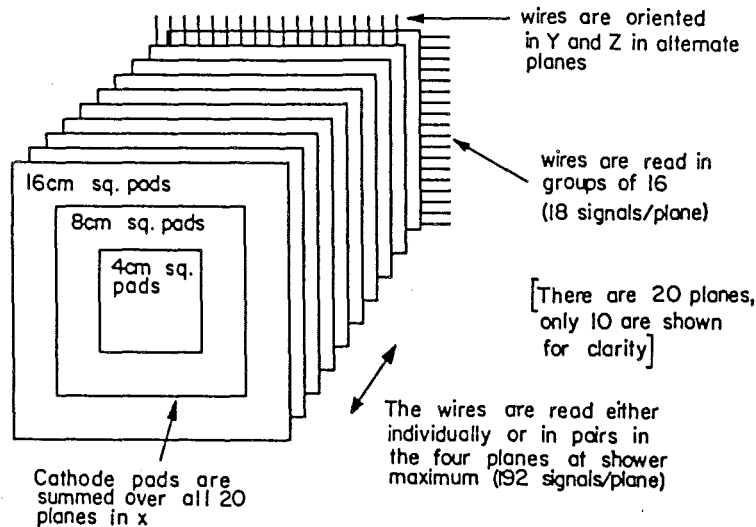


Abb. 3.6: Die Ebenen des elektromagnetischen Kalorimeters.

Mit dem elektromagnetischen Kalorimeter (Abb. 3.6) wird die Energie von Photonen gemessen und es werden Elektronen identifiziert.

Es besteht aus 20 Ebenen Blei von je einer Strahlungslänge Dicke und 20 Ebenen Proportionalröhren zwischen den Bleiplatten. Die aktive Fläche des Kalorimeters ist  $3 \times 3 \text{ m}^2$ . Die Drähte der Proportionalröhren sind von Ebene zu Ebene abwechselnd in y- und in z-Richtung orientiert bei etwa 1 cm Drahtabstand. Die Auslese erfolgt in Gruppen von 16 Drähten, nur die Drähte der Ebenen 4 bis 7, an denen der Schauer sein Maximum erreicht, werden individuell ausgelesen. Die Kathodenebenen sind in 1188 Pads eingeteilt, die als Türme - summiert über alle Ebenen - ausgelesen werden. Die Größe der Pads variiert von innen nach außen, sie ist  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  in der  $1 \times 1 \text{ m}^2$  großen Innenregion,  $8 \times 8 \text{ cm}^2$  im mittleren Bereich zwischen 0.5 und 1 m in y und z und  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  im äußersten Bereich. Durch die Verwendung von

<sup>2</sup>Triäthylamin

Kathoden- und Anodeninformationen kann die Energie auf zweierlei Art gemessen werden. Die Energieauflösung  $\sigma/E$  des Kalorimeters beträgt [45,47]:

$$\frac{\sigma}{E} = 7\% + \frac{45\%}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ in GeV}). \quad (3.2)$$

### 3.1.7 Myonnachweis

Strahlabwärts vom Kalorimeter absorbiert eine Eisenwand von 3 m (etwa 18 Wechselwirkungslängen) die Hadronen. Hinter dem Absorber stehen vier Ebenen von Szintillationszählern und Proportionalkammern, die dem Myonnachweis dienen. Um elektromagnetische Schauer, die durch die hochenergetischen Myonen im Absorber produziert werden und den Trigger irrtümlicherweise auslösen könnten, ebenfalls zu absorbieren, sind diese vier Ebenen jeweils durch 90 cm starken Beton voneinander getrennt.

Jede Ebene besitzt einen Satz Proportionalröhren (PTM) sowie Szintillationszähler außerhalb der Strahlregion (SPM) und innerhalb der Strahlregion (SMS). Die PTM sollen die Myonspur rekonstruieren und haben je eine y- und eine z-Ebene auf einer aktiven Fläche von 3.6 mal 7.2 m, deren Strahlregion ebenfalls nicht sensitiv ist.

Die SPM liefern die Information über ein gestreutes Myon an den Trigger. Bis auf die beiden zentralen Zähler sind alle Szintillationszähler 1.5 m hoch und 0.5 m breit, nur die zentralen Zähler sind etwas kleiner (1.4 x 0.28 m<sup>2</sup>), um in der Mitte ein 20 x 20 cm<sup>2</sup> großes Loch für den Strahl freizulassen. Diese Löcher werden durch die kleiner segmentierten (13.2 und 19.2 mm) SMS-Hodoskope abgedeckt.

## 3.2 Das Triggersystem

Der Trigger soll Ereignisse selektieren, die in einem für die physikalischen Untersuchungen interessanten Bereich der ( $Q^2, \nu$ )-Ebene liegen. Das Prinzip des Triggers beruht auf der Messung des Streuwinkels  $\theta$  zwischen dem einlaufenden und dem gestreuten Myon. Durch einen Winkelschnitt wird über die Beziehung

$$Q^2 \approx 4E_\mu E'_\mu \sin^2(\theta/2) = 4E_\mu(E_\mu - \nu) \sin^2(\theta/2) \quad (3.3)$$

der erlaubte Bereich in der ( $Q^2, \nu$ )-Ebene begrenzt.

Bei den zwei Ereignistriggern dieses Experimentes, dem Large Angle Trigger (LAT) und dem Small Angle Trigger (SAT), betragen die Winkelschnitte ca. 3 mrad und ca. 0.5 mrad. Diese Winkel entsprechen einem  $Q^2$ -Schnitt von ca. 2 (GeV/c)<sup>2</sup> bzw. 0.06 (GeV/c)<sup>2</sup> bei kleinen  $\nu$ -Werten, während bei großen  $\nu$  wesentlich niedrigere  $Q^2$ -Werte akzeptiert werden. Abbildung 3.7 zeigt die durch die Winkelschnitte

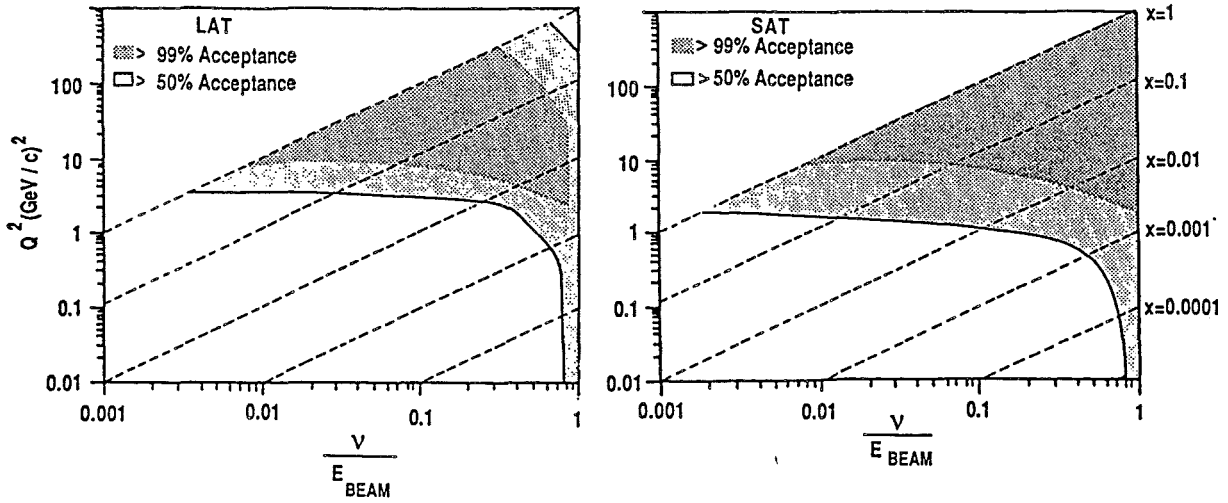


Abb. 3.7: Akzeptanz des LAT-Triggers und des SAT-Triggers in der  $(Q^2, y)$ -Ebene.

bestimmten Akzeptanzbereiche in der  $(Q^2, y)$ -Ebene ( $\nu = y \cdot E_\mu$ ). Der Winkelschnitt in Verbindung mit der  $1/Q^4$ -Abhängigkeit des tiefinelastischen Wirkungsquerschnittes (Gl. 2.12) und der hohen Myonenergie bevorzugt Ereignisse bei kleinem  $Q^2$  und  $x$ .

Das Grundprinzip des Triggers liegt in der Fokussierung der Myonen durch die beiden Magneten, den CVM und den CCM (s. Abb. 3.8). Die beiden Magneten haben daher eine unterschiedliche Polarität. Die Feldintegrale  $\int B \cdot dl$  (4.3 Tm für den CVM und -6.7 Tm für den CCM) und die relative Position  $x_1$  und  $x_2$  der Magnete sind so gewählt, daß für gestreute Myonen die Koordinate  $y$ , an der sie auf die erste Ebene der Myonproportionalröhren (PTM1Y) treffen, in erster Näherung nur vom Streuwinkel  $\theta$  abhängt. Abbildung 3.8 zeigt die Trajektorien von Myonen mit dem gleichen Streuwinkel  $\theta$ , aber unterschiedlichen Energien  $E_h$  und  $E_l$  ( $E_h > E_l$ ), und die entsprechende Trajektorie ohne Magnetfeld.

Ungestreute Myonen schneiden die PTM1Y-Ebene an der Stelle, die durch eine geradlinige Extrapolation aus dem Strahlspektrometer vorhergesagt wird. Auf diese Weise können Myonen, die nicht oder nur unter einem kleinen Winkel gestreut worden sind, durch einen einfachen räumlichen Schnitt unterdrückt werden. Die Fokussierungsbedingung gilt nur im idealen Fall eines punktförmigen Targets. Wegen der Länge des Targets von über einem Meter findet eine achromatische Verschmierung statt, da das Feldintegral im CVM von der Vertexposition abhängt.

Die Triggerbedingungen für die beiden Ereignistrigger LAT und SAT waren im einzelnen:

- Der Large Angle Trigger (LAT) ist definiert durch die logische Verknüpfung

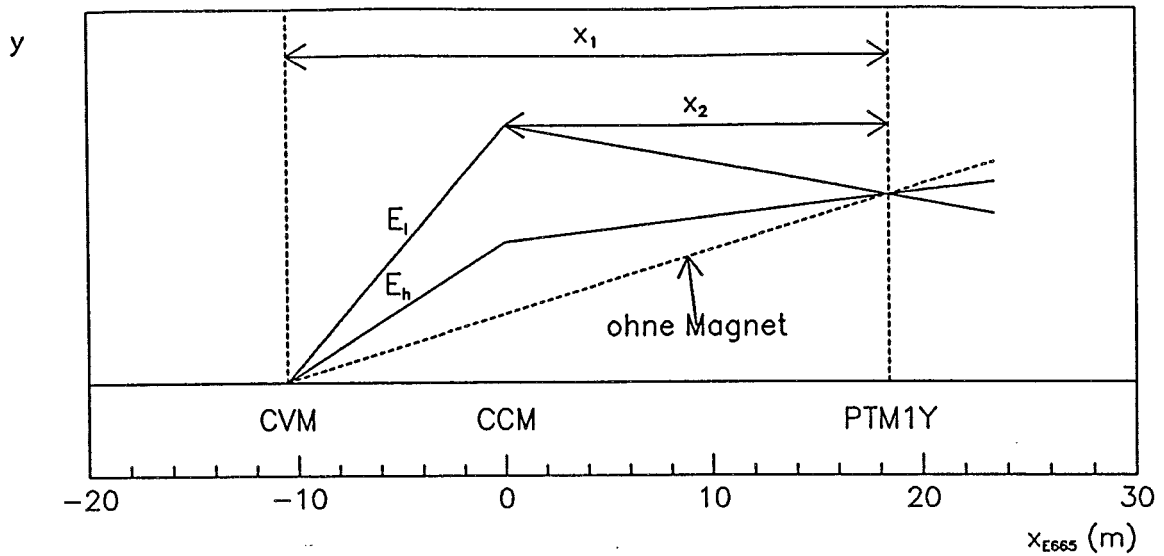


Abb. 3.8: Das Myonfokussierungssystem: Myonen mit gleichem Streuwinkel  $\theta$ , aber verschiedenen Energien  $E_h > E_l$  werden in der PTM1Y-Ebene fokussiert (s. Text).

$$\text{LAT} = (7/7 \text{ SBT}) \cdot \overline{\text{SVJ} + \text{SVW}} \cdot (3/4 \text{ SPM}) \cdot \overline{\text{SMS1} + \text{SMS4}}$$

Durch die sieben Szintillationszähler der Strahlstationen SBT und ein fehlendes Signal der beiden Veto-Zähler gegen Halomyonen, SVJ und SVW, wird der Strahl definiert. Auf das gestreute Myon wird durch ein Signal von 3 der 4 SPM-Szintillatorebenen getriggert. Das Loch von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  in den SPM bewirkt dabei einen Winkelschnitt in der Größenordnung von

$$\theta_{\text{LAT}} > 3 \text{ mrad.} \quad (3.4)$$

Die beiden SMS-Zähler in der Strahlregion geben zusätzlich noch ein Vetosignal gegen Myonen mit geringer oder gar keiner Wechselwirkung.

Als Grundlage für eines der verschiedenen möglichen Verfahren zur Bestimmung der Zahl der einlaufenden Myonen dient der RBEAM-Trigger. Dazu wurde mit einem Zufallsgenerator ein festgelegter Bruchteil aller Myonen, die die Triggerbedingung für den LAT-Strahl  $(7/7 \text{ SBT} \cdot \overline{\text{SVJ} + \text{SVW}})$  erfüllen, ausgewählt und auf Band geschrieben.

In Konizidenz mit Treffern in den PC-Kammern wurde aus dem LAT ein weiterer Trigger gebildet, der LAT.PCN [48]. Dieser Trigger verlangt mindestens zwei Treffer mit  $|z| > 96 \text{ mm}$  in den z-Ebenen der PC. Er enthielt einen höheren Anteil tiefinelastischer Wechselwirkungen als der reine LAT-Trigger, er wurde daher vor allem für die durch ihre lange Totzeit limitierte Streamerkammer benutzt.

- Der Small Angle Trigger (SAT) ist der zweite wichtige Ereignistrigger des Experimentes. Er unterscheidet sich vom LAT durch seine Akzeptanz bei kleineren Winkeln und damit kleineren  $Q^2$  und  $x$ . Seine Strahldefinition weicht von der des LAT ab, da Myonen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden, sich noch im Bereich des normalen Strahls befinden können und somit von diesem unterschieden werden müssen. Dazu wird die Richtung des einlaufenden Myons mit den am höchsten auflösenden SBT-Zählern im Bereich des Strahls bis zu den SMS-Hodoskopen hinter dem Absorber extrapoliert. In den SMS-Hodoskopen wird um die extrapolierte Position des Myons eine Vetoregion definiert und es werden nur diejenigen Ereignisse akzeptiert, bei denen diese SMS-Vetoregion nicht angesprochen hat. Der Abschneidewinkel des SAT liegt bei etwa

$$\theta_{\text{SAT}} > 0.5 \text{ mrad}, \quad (3.5)$$

wobei sich im Bereich der vom LAT-Trigger akzeptierten Winkel die Akzeptanzbereiche beider Trigger überlappen. Die SAT-Strahldefinition wurde analog dem RBEAM-Trigger des LAT mit einem Skalierungsfaktor als eigener Trigger aufgenommen (RSAT). In beiden Fällen (LAT und SAT) macht dies etwa 5 % der Statistik aus. Außerdem wurden SAT und PCN-Trigger auch zu einem SAT.PCN-Trigger in der gleichen Weise wie beim LAT.PCN-Trigger verknüpft.

Die LAT(SC)- und SAT(SC)-Streamerhammertrigger sind in ihrer Definition mit den oben beschriebenen LAT- und SAT-Triggern identisch. Sie sind jedoch wegen der Limitierung durch die langen Totzeit der Streamerkammer um entsprechende Skalierungsfaktoren untersetzt. Weiterhin gibt es noch einen Kalorimetertrigger (FCAL) und einen Trigger für Halomyonen (HALO).



## 4 Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion

Fast 30 Millionen Trigger wurden bei der Datennahme 1987/88 auf Band geschrieben. Für weniger als 2 % dieser Trigger existiert auch ein Streamerkammerbild und von diesen enthalten nur ungefähr ein Drittel eine sichtbare Wechselwirkung. Es ist daher möglich, die Analyse der Streamerkammerdaten durch frühzeitige Datenreduktion effizienter zu gestalten. Die verschiedenen Schritte der Datenanalyse und Ereignisrekonstruktion werden in diesem Kapitel dokumentiert. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht über die dabei erreichte Reduktion der Streamerkammerdaten.

Target	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	Xe	Summe
Myonen	$1.5 \times 10^{11}$	$2.5 \times 10^{11}$	$1.5 \times 10^{11}$	$5.5 \times 10^{11}$
Trigger	$6.5 \times 10^6$	$12.5 \times 10^6$	$8.5 \times 10^6$	$27.5 \times 10^6$
SC-Bilder	118 397	195 094	154 000	467 491
Filter	55 413	97 677	76 024	229 114
PTMV	13 920	31 177	22 993	68 090
$Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ $0.1 < y < 0.9$	4 923	13 422	5 096	23 441
Davon LAT.PCN (=Scan Liste)	4 510	12 610	4 523	21 643
Am FNAL und MPI gemessene SC-Bilder	3 757	9 528	4 523	17 808

Tab. 4.1: Reduktion von Streamerkammerdaten. Das Filterprogramm und das Rekonstruktionsprogramm PTMV werden in diesem Kapitel beschrieben. Die Angaben beziehen sich auf die Zahl der Ereignisse, die nach jedem der Reduktionsschritte übrigbleiben.

### 4.1 Split und Filter

Die verschiedenen Trigger (LAT, SAT, HALO, FCAL, RBEAM, RSAT und SC (s. Kap. 3.2)) wurden voneinander getrennt auf Band kopiert (Data Split). Ereignisse, die mehr als eine Triggerbedingung erfüllen, wurden in jeder zutreffenden Kategorie ausgeschrieben. So bilden die ca. 500 000 Streamerkammerereignisse eine eigene Untergruppe der LAT- und SAT-Trigger. Anschließend wurde für die SC-Trigger mit Hilfe eines Filterprogramms [49] eine Vorselektion getroffen, um offensichtlich unbrauchbare Ereignisse zu verwerfen.

LAT- und SAT-Ereignisse wurden dabei zum Teil verschieden behandelt. Die Kriterien waren im einzelnen:

- Alle 7 Strahlhodoskope (SBT) haben gefeuert.
- Die Proportionalkammern (PBT) des Strahlspektrometers müssen genau ein einziges Strahlmyon nachgewiesen haben, um zu verhindern, daß durch Verwendung des falschen Myons die Kinematik verfälscht wird (nur LAT). Dieses Myon muß zeitlich eindeutig zum getriggerten Ereignis gehören.
- Der Impuls des Strahlmyons muß größer 300 GeV/c sein (nur LAT).
- Die SAT-Triggerbedingungen müssen erfüllt sein (nur SAT).

Im weiteren Verlauf des Filterprogramms wurde überprüft, ob es zu einer Wechselwirkung gekommen sein könnte. War eine der im folgenden aufgeführten Bedingungen erfüllt, wurde das Ereignis akzeptiert, da eine Streuung stattgefunden haben könnte.

- Die PSA-Kammern in der Strahlregion enthalten keine Treffer (nur LAT).
- Im Vorwärtsspektrometer ist keine Spur oder mehr als eine Spur rekonstruiert worden (nur LAT).
- Existiert genau eine FS-Spur, wird diese mit dem Strahlmyon verglichen. Die Differenzen der Spurparameter ( $y$ ,  $z$ ,  $y'$ ,  $z'$ ,  $1/p$ ,  $\theta$ ; Def. s. Kap. 4.2.2) der FS-Spur und des Strahlmyons müssen größer sein als ein bestimmter Wert. Diese maximal erlaubten Differenzen wurden bestimmt, indem die Spurparameter von im Strahlspektrometer und im Vorwärtsspektrometer nachgewiesenen nicht wechselwirkenden RBEAM-Triggern verglichen wurden.

Mehrfachtrigger (LAT und SAT) wurden auch dann ausgeschrieben, wenn sie nur einer von beiden Filtern (LAT oder SAT) akzeptiert hatte. Die Datenreduktion durch den Filter beträgt in etwa 50 % (s. Tab. 4.1).

## 4.2 Rekonstruktion im Vorwärtsspektrometer

In dieser Arbeit werden nur Ereignisse analysiert, von denen es ein Streamerkammerbild gibt. Daher sind zwei verschiedene Rekonstruktionsketten erforderlich - für die elektronisch gespeicherten Daten des Vorwärtsspektrometers (FS-Daten) und für die optischen Informationen der Streamerkammerbilder (SC-Daten) -, die erst nach der Spurrekonstruktion zusammengeführt werden. Abbildung 4.1 zeigt eine

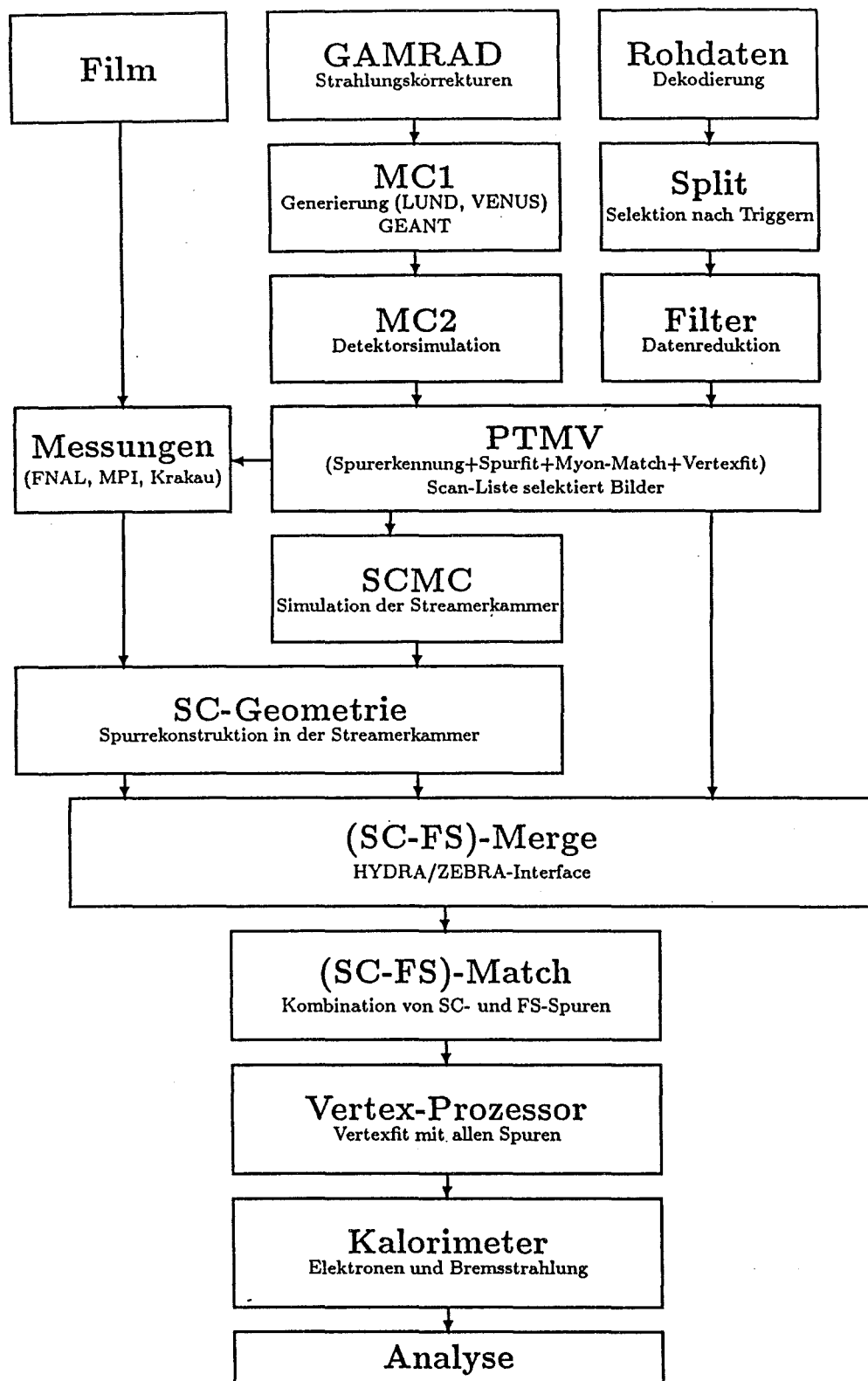


Abb. 4.1: Die Programmkette für Streamerkammerdaten (s. Kap. 4 und 5). SC-Daten und FS-Daten werden in verschiedenen Programmketten rekonstruiert und dann zusammengeführt. Parallel dazu simulieren die MC-Programme die Rekonstruktion.

Übersicht der Rekonstruktionskette für SC-Daten, FS-Daten und für die Monte-Carlo-Ereignisse (s. Kap. 5). In diesem Paragraphen werden zuerst die allgemeinen E665-Rekonstruktionsprogramme kurz dargestellt, um dann etwas genauer auf die Streamerkammer und die kombinierten (SC-FS)-Daten einzugehen.

#### 4.2.1 Spurerkennung (Pattern Recognition)

Das Erkennen und Finden von Spuren, ausgehend von den Treffern in den Drahtkammern, ist der Kern des Rekonstruktionsprogrammes. Die Spurerkennung - englisch „Pattern Recognition“ - erfolgt getrennt für drei Klassen von Teilchen:

- Rekonstruktion des Strahlmyons im Strahlspektrometer (BS);
- Rekonstruktion des gestreuten Myons im Vorwärtsspektrometer (FS);
- Rekonstruktion der Hadronen im Vorwärtsspektrometer (FS).

Die Algorithmen für das gestreute Myon und die Hadronen sind im Prinzip identisch, unterscheiden sich aber in den benutzten Schnitten.

Das Programm ist in mehrere Prozessoren unterteilt. Eine Bestimmung der Impulse von Vorwärtsspektrometerspuren (FS-Spuren) ist nur mit Hilfe des CCM-Magneten möglich (s. Abb. 3.1). Daher werden zuerst in den Proportionalkammern PC1–3 vor dem Magneten und den Driftkammern DC1–8 hinter dem Magneten Projektionen von Spursegmenten auf die einzelnen Koordinatenebenen gesucht. Diese Spursegmente werden dann unter Hinzunahme einzelner Treffer in den PCF-Kammern im Magneten miteinander kombiniert. In weiteren Prozessoren werden mit Raumpunkten in den hochauflösenden PSA-Kammern und Spursegmenten in den PCF-, DC- und PC-Kammern durch Kombination zusätzliche Spuren gebildet.

Für die Vertexbestimmung sind weitere Spurinformatoren nahe am Wechselwirkungspunkt wichtig. In den dafür vorgesehenen PCV-Proportionalkammern werden daher in einem eigenen Prozessor Spursegmente gesucht, die mit den oben beschriebenen Segmenten verbunden werden können.

Weitwinkelspuren im Vertexspektrometer (VS) mit kleinen Impulsen (ca. 1–5 GeV/c) werden zwar als Geraden zwischen PTA und PCV rekonstruiert, da aber eine Impulsbestimmung ohne Kenntnis des Primärvertex nicht möglich ist und dieser Impulsbereich ohnehin von der Streamerkammer abgedeckt wird, werden sie nicht weiter berücksichtigt.

In Monte-Carlo-Ereignissen (s. Kap. 5) werden 90 % der gestreuten Myonen und 80 % der Hadronen mit Impulsen oberhalb 20 GeV/c rekonstruiert. Bei kleineren

Impulsen nimmt die Akzeptanz des Vorwärtsspektrometers schnell ab. Abbildung 4.2a zeigt die Akzeptanz,

$$\text{Akzeptanz} = \frac{\frac{dN_h}{dp}(\text{MC rekonstruiert})}{\frac{dN_h}{dp}(\text{MC generiert})} \quad (4.1)$$

als Funktion des Laborimpulses  $p$  für FS-Spuren von Ereignissen, die die Bedingungen der Scan-Liste (s. Kap. 4.3.1) erfüllen. Die Impulsbestimmung erfolgte im Spurfitprogramm.

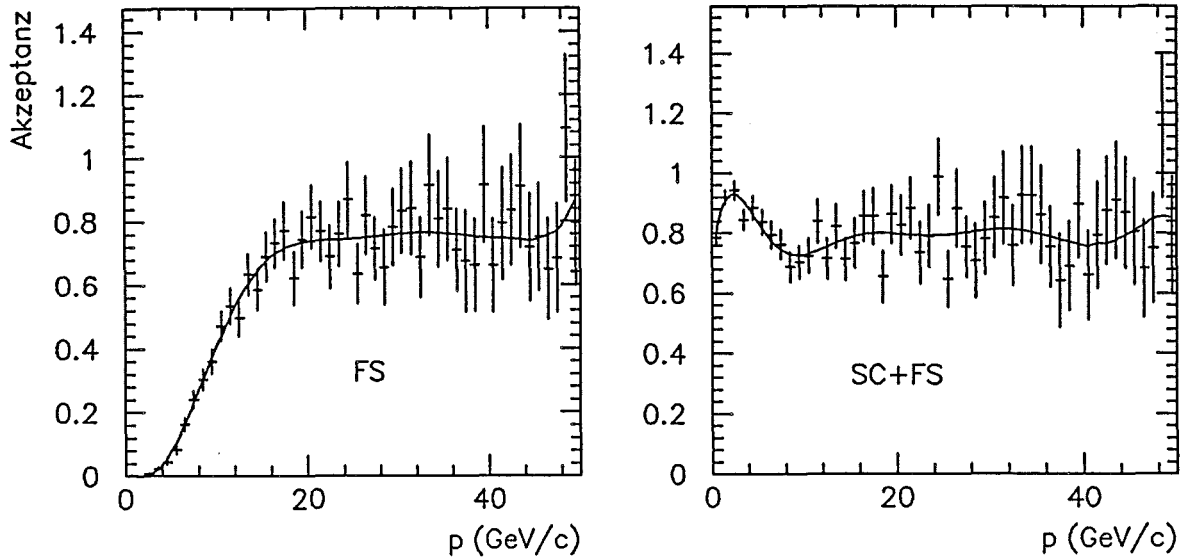


Abb. 4.2: Akzeptanz (s. Gl. 4.1) als Funktion des Impulses  $p$ :

a) nur FS-Spuren; b) FS- und SC-Spuren nach der Kombination der Datensätze (s. Kap. 4.4.1).

#### 4.2.2 Spurfit

An einer bestimmten x-Koordinate im Detektor wird eine Spur durch das Inverse ihres Impulses ( $1/p$ ), ihre y- und z-Koordinate ( $y, z$ ) und ihre Richtung ( $y' = dy/dx$ ,  $z' = dz/dx$ ) definiert. Für die im Pattern-Recognition-Programm gefundenen Spuren müssen diese Spurparameter und die dazugehörige Fehlermatrix mit dem Spurfitprogramm (engl. „Track Fit“) bestimmt werden [15]. Dies geschieht unter Berücksichtigung der magnetischen Felder und der Vielfachstreuung in den vorhandenen Materialien durch Minimierung des  $\chi^2$  zwischen den Spurpunkten und einer theoretischen Teilchentrajektorie.

Bei der Spurerkennung fehlerhaft assoziierte Treffer verschlechtern das  $\chi^2$  des Fits. Daher werden in einer nachträglichen „Rettungsprozedur“ (Rescue) die Treffer aus der Spur entfernt, die den größten Anteil am  $\chi^2$  haben, und die Spur wird neu gefittet.

### 4.2.3 Myon-Match

Um unter den im Vorwärtsspektrometer (FS) gefitteten Spuren das gestreute Myon zu identifizieren, wird das strahlabwärts vom Hadronabsorber in den PTM-Kammern gefundene Spursegment mit Hilfe eines  $\chi^2$ -Tests mit einer passenden FS-Spur verbunden. Die Vielfachstreuung im Absorber wird dabei berücksichtigt. Wird eine solche Kombination („Match“) nicht gefunden, sucht das Programm nach Schnittpunkten des PTM-Spursegmentes mit FS-Spuren unter der Annahme, das eine einzige Streuung unter großem Winkel stattgefunden hat [50].

### 4.2.4 Vertexrekonstruktion

Das Vertexprogramm [51] soll den primären Wechselwirkungspunkt durch einen Fit bestimmen und sekundäre Vertices - wie etwa Zerfälle neutraler Teilchen (V0) - vom Primärvertex unterscheiden.

Der Primärvertex wird zuerst nur mit dem Strahl und dem gestreuten Myon gesucht, ohne Hinzunahme der Hadronen. Wird ein solcher  $\mu\mu'$ -Vertex nicht gefunden, wird die Primärvertexbestimmung abgebrochen.

Im nächsten Schritt werden die Hadronen zum  $\mu\mu'$ -Vertex extrapoliert und ein neuer Vertex gefittet. Die entscheidende Größe für den Beitrag einer Spur zum  $\chi^2$ -Wert des Fits ist das Verhältnis  $D/E$ , wobei  $D$  der kürzeste Abstand der Spur vom gefitteten Vertex ist und  $E$  der Fehler dieser Größe.

Anschließend wird versucht, alle nicht an den Primärvertex gefittete Spuren („close tracks“), zu Sekundärvertices zu kombinieren. In einem letzten Schritt wird getestet, ob nicht an einen Vertex gefittete Spuren mit Spuren vom Primärvertex sinnvolle Sekundärvertices bilden. V0-Vertices, d. h. mögliche Zerfallsvertices von  $K^0$ - und  $\Lambda$ -Teilchen, sind davon ausgenommen. Gegebenenfalls werden diese Spuren vom Primärvertex wieder abgehängt und dem neuen Sekundärvertex zugeordnet.

## 4.3 Spurrekonstruktion in der Streamerkammer

### 4.3.1 Scan-Liste

Die in den Abschnitten 4.2.1 bis 4.2.4 beschriebenen Prozessoren werden zum Programm PTMV<sup>1</sup> zusammengefaßt. Mit diesem Programm wird eine „Scan-Liste“ geschrieben, die die zu messenden Ereignisse vorselektiert, um den zeitlichen Aufwand an den Meßtischen zu minimieren. Die Kriterien der Scan-Liste für ein selektiertes Ereignis sind [52]:

---

<sup>1</sup>Pattern Recognition+Track Fit+ Muon Match+Vertex Fit

1. Ein gefitteter Primärvertex (s. Kap. 4.2.4) im Bereich  
 $-12.4 < x_{vertex} < -9.6$  m.
2.  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>.
3.  $0.1 < y < 0.9$ .
4. Das Erfüllen des LAT.PCN-Triggers (s. Kap. 3.2). Diese Bedingung trifft auf über 90 % der Ereignisse nach den Schnitten 1, 2 und 3 zu.

Die Anzahl der Ereignisse auf der Scan-Liste kann Tabelle 4.1 entnommen werden.

#### 4.3.2 Filmmessungen und Streamerkammergeometrie

Die Streamerkammerbilder werden am Fermilab (FNAL), am Institut für Nuklearphysik in Krakau und am Max-Planck-Institut für Physik (MPI) in München gemessen. Insgesamt beträgt die Meßkapazität etwa 20 000 Ereignisse pro Jahr. Bei jedem Ereignis werden in der Regel drei (mindestens aber zwei) Ansichten, die von den drei Kameras unter verschiedenem Stereowinkel aufgenommen wurden, gemessen, um eine räumliche Rekonstruktion zu erhalten. Die Meßregeln sind dokumentiert [52]. Alle sichtbaren Sekundärvertizes und Spuren werden vermessen, ausgenommen Spiralen, die nicht vom Primärvertex stammen (Elektronen) und Strahlspuren, die man daran erkennt, daß sie parallel zueinander verlaufen.

Der Ionisationsgrad der Spuren wird vom Meßpersonal aufgezeichnet, es gibt dafür vier Kategorien:

- **H:**  
 Die Streamerdichte ist ca. 1.5 mal so groß wie bei einer Normalspur.
- **C:**  
 Die Streamer sind durchgehend und die Spur ist weniger als 1.5 mal so breit wie eine Normalspur.
- **B:**  
 Die Streamer sind durchgehend und die Spur ist mehr als 1.5 mal so breit wie eine Normalspur.
- **Q:**  
 Die Streamerdichte ist nur halb so groß wie bei einer Normalspur, die Spur muß aber von einem vorhandenen Vertex kommen.

Die Streamerkammermessungen werden durch ein Geometrieprogramm prozessiert, das bereits für NA9 und andere Experimente benutzt wurde. Darin werden die Spuren rekonstruiert und an einen einzigen gemeinsamen Vertex gefittet.

Die Verzerrungen, die hauptsächlich durch die Bildverstärker entstehen, werden mit einem Satz von Konstanten, den sogenannten „Titeln“, korrigiert. Die für die Korrektur der Verzerrungen und die Transformation ins E665-Koordinatensystem notwendigen Konstanten wurden mit verschiedenen Methoden bestimmt:

- Ein über die Streamerkammer gespanntes Gitter (10 mal 10 cm) wird photographiert. Auf allen Bildern sind in der Streamerkammer festverankerte Markierungen („Fiducials“) sichtbar (Abb. 3.4), deren Positionen im E665-Koordinatensystem geodätisch vermessen wurden. Durch Rekonstruktion der Abstände zwischen Gitterpunkten und Markierungen lassen sich die Verzerrungen und die Position der Meßpunkte im E665-Koordinatensystem bestimmen.
- Eine 450 GeV/c-Myonspur hat im Magnetfeld des CVM eine Krümmung von

$$\kappa_\mu = 1 \cdot 10^{-3} \text{m}^{-1} \quad (4.2)$$

und sollte daher innerhalb der Auflösung  $\delta\kappa$  der Spurkrümmung in der Streamerkammer (s. Gl. 3.1),

$$\delta\kappa \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{m}^{-1}, \quad (4.3)$$

gerade sein. Die Ladung der Spur ist daher nicht definiert. Eine Studie [53] zeigte aber, daß rekonstruierte Strahl- und Halospuren anfangs beträchtliche positive Krümmungen aufwiesen. Daher wurde als zweite Bedingung bei der Bestimmung der Konstanten gefordert, daß Strahl- und Halospuren im Mittel nicht gekrümmt ( $\langle\kappa\rangle = 0$ ) sein dürfen.

- Die Positionen der mit den Vorwärtsspektrometerspuren und den Streamerkammerspuren getrennt bestimmten Vertizes wurden für jedes einzelne Ereignis verglichen. Aus den Verteilungen der Differenzen resultierte eine zusätzliche Transformation und eine Rotation des Zentrums der Streamerkammer relativ zum E665-Koordinatensystem.

## 4.4 Rekonstruktion des Gesamt ereignisses

Die Daten des Spektrometers nach dem Spurfit und die Streamerkammerdaten nach der geometrischen Rekonstruktion der Spuren werden nun für jedes Ereignis zusammengeführt (MERGE). Eine zusätzliche Komplikation tritt dadurch auf, daß die beiden Programmketten unterschiedliche Datenformate (ZEBRA/HYDRA) benutzen. Anschließend werden mit allen gemessenen Teilchen der Primärvertex und die Sekundärvertices neu bestimmt. [54].



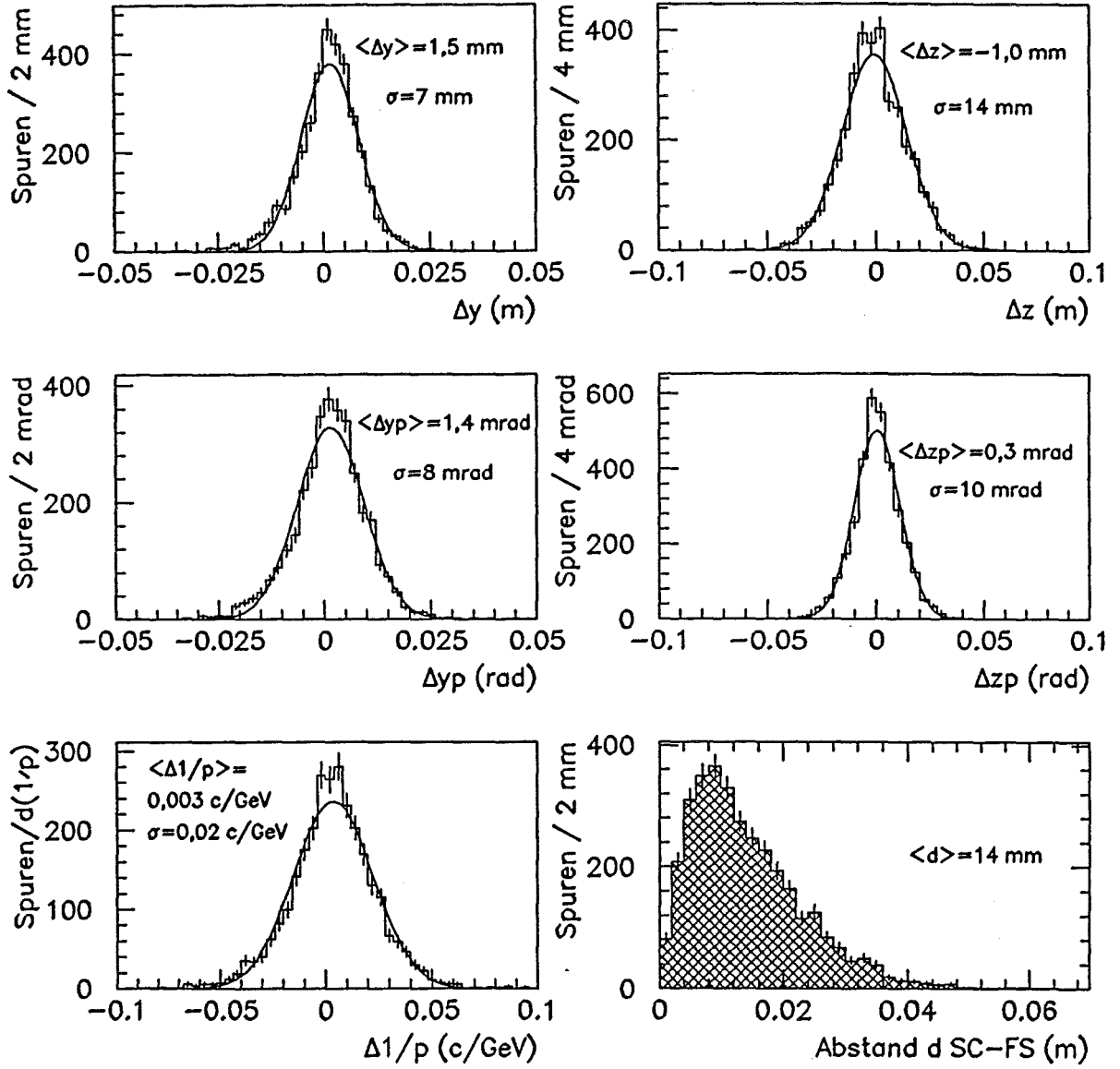


Abb. 4.3: Verteilung der Differenzen der Spurparameter (SC minus FS) an den PCV-Kammern nach der Offsetkorrektur ( $\mu D_2$ -Ereignisse, MPI-Messung). Die Kurven stellen an die Daten angepasste Gaußkurven dar.

#### 4.4.1 Streamerkammer-Vorwärtsspektrometer Match

In der Streamerkammer (SC) werden alle Spuren gemessen, die nicht parallel zum Strahl verlaufen. Eine Spur kann daher sowohl in der SC als auch im Vorwärtsspektrometer (FS) nachgewiesen werden. Probleme können sich bei ungeprüfter Übernahme der Streamerkammerspuren durch Doppelzählen einzelner Spuren und durch die fehlende Identifikation des gestreuten Myons in der Streamerkammer ergeben. Es ist deshalb die Aufgabe des hier beschriebenen Programms, die Spuren zu kombinieren und Doppelzählungen zu vermeiden.

Dazu werden alle Spuren zur x-Koordinate der PCV-Kammern ( $x = -8.582$  m) extrapoliert. Streamerkammerspuren, die außerhalb des Akzeptanzbereiches des Vorwärtsspektrometers fallen, werden nicht weiter behandelt. Für alle übrigen möglichen Kombination von SC- und FS-Spuren wird ein  $\chi^2$  aus den Differenzen der Spurparameter und den Fehlern der Spuren an der x-Koordinate der PCV-Kammern berechnet,

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \frac{(y_{SC} - y_{FS})^2}{\sigma_{y_{SC}}^2 + \sigma_{y_{FS}}^2} + \frac{(z_{SC} - z_{FS})^2}{\sigma_{z_{SC}}^2 + \sigma_{z_{FS}}^2} \\ & + \frac{(y'_{SC} - y'_{FS})^2}{\sigma_{y'_{SC}}^2 + \sigma_{y'_{FS}}^2} + \frac{(z'_{SC} - z'_{FS})^2}{\sigma_{z'_{SC}}^2 + \sigma_{z'_{FS}}^2} \\ & + \frac{(1/p_{SC} - 1/p_{FS})^2}{\sigma_{1/p_{SC}}^2 + \sigma_{1/p_{FS}}^2}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Die Kombination mit dem jeweils kleinsten  $\chi^2$  wird akzeptiert, solange die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $P(\chi^2) > 0.002$  ist. Wegen der endlichen Krümmungsauflösung

	y [mm]	z [mm]	y' [mrad]	z' [mrad]	1/p [c/GeV]
$\Delta_{\text{offset}}$ (SC minus FS)	15.6	-44.2	7.8	-23.9	—

Tab. 4.2: Mittlere Verschiebungen  $\Delta_{\text{offset}}$  der SC-Spuren gegenüber den FS-Spuren an der PCV-Ebene vor der Offsetkorrektur.

(Gl. 4.3) werden auch Spuren mit ungleichen Ladungsvorzeichen miteinander verglichen. Die Ladung wird beim  $\chi^2$ -Beitrag von  $1/p$  durch das Vorzeichen mitberücksichtigt.

Die Differenzen der Spurparameter kombinierter (SC-FS)-Spuren an der x-Koordinate der PCV-Kammern sind im Mittel von null verschieden, was darauf

hindeutet, daß die zur Korrektur der Verzerrungen und für die Transformationen ins E665-Koordinatensystem benutzten Konstanten nicht perfekt sind (s. Kap. 4.3.2). Wie Tabelle 4.2 zu entnehmen ist, sind die Verschiebungen  $\Delta_{\text{offset}}$  der Spurparameter nicht zu vernachlässigen. Sie werden daher bei der Suche nach richtigen Kombinationen von SC- mit FS-Spuren als globale Korrekturen berücksichtigt.

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilungen der Differenzen der Spurparameter von kombinierten (SC-FS)-Spuren an der PCV-Ebene nach Subtraktion der Verschiebungen  $\Delta_{\text{offset}}$  sowie den Abstand  $d$  zwischen den beiden Spursegmenten an der PCV-Ebene ( $\langle d \rangle = 1.4 \text{ cm}$ ). Beim Vergleich der Breiten  $\sigma_{\Delta}$  der Verteilungen der Differenzen der Spurparameter mit den mittleren nominellen Fehlern  $\sigma_{\text{SC}}$  des SC-Geometrieprogramms (s. Kap. 4.3.2) in Tabelle 4.3 wird offensichtlich, daß die Fehler der SC-Spuren unterschätzt sind. Es wird dabei vorausgesetzt, daß die Fehler der FS-Spuren gegenüber den Fehlern des SC-Spuren vernachlässigbar sind. Die Unterschätzung der SC-Fehler könnte Folge der konstanten Offsetkorrektur sein, die lokale Verzerrungen nur zum Teil ausgleichen kann. Um eine flache  $\chi^2$ -Verteilung für die (SC-FS)-Kombinationen zu erhalten (Gl. 4.4), wurden zu den Fehlern der Streamerkammerspuren zusätzliche konstante Fehler addiert, die dem Unterschied zwischen den nominellen Fehlern  $\sigma_{\text{SC}}$  und den tatsächlichen Fehlern  $\sigma_{\Delta}$  entsprechen.

	y [mm]	z [mm]	y' [mrad]	z' [mrad]	1/p [c/GeV]
$\sigma_{\Delta}$	7	14	8	10	0.02
$\sigma_{\text{SC}}$	4	8	5	6	0.01

*Tab. 4.3: Vergleich der Breiten  $\sigma_{\Delta}$  der Verteilungen der Differenzen der Spurparameter mit den mittleren nominellen Fehlern  $\sigma_{\text{SC}}$  der SC-Spuren an der PCV-Ebene (Deuteriumdaten, MPI-Messung). Die nominellen Fehler der SC-Spuren sind zu klein, da die Fehler der FS-Spuren vernachlässigbar sind.*

Ist eine (SC-FS)-Kombination gefunden, so werden die Spurparameter von dem Teil der Spur (SC oder FS) für die endgültige Gesamtspur übernommen, der die kleineren Fehler aufweist. Bei Weitwinkelspuren, deren Impuls im FS nicht gemessen wird, sind das immer die SC-Spuren, sonst meist die FS-Spuren, da deren Fehler in der Regel um eine Größenordnung kleiner sind. Pro Ereignis findet man auf diese Weise im Durchschnitt etwa 2 (SC-FS)-Kombinationen.

In MC-Ereignissen werden 80–90 % aller möglichen richtigen Kombinationen gefunden. Um Doppelspuren, die für viele physikalische Analysen verheerende Folgen

haben können, vollkommen auszuschließen, werden alle nicht kombinierten Spuren gesondert behandelt. Sie werden an der x-Koordinate der PC1-Kammer dargestellt. Eine Spur wird verworfen, wenn sie

- eine nicht kombinierte SC-Spur mit  $|y_{PC1}| < 55$  cm oder
- eine nicht kombinierte FS-Spur mit  $|y_{PC1}| > 55$  cm ist.

Auf diese Weise werden etwa 0.01 FS-Spuren und etwa 1 SC-Spur pro Ereignis verworfen. Es zeigt sich, daß durch dieses Verfahren Unterschiede in der Zahl der gemessenen SC-Spuren, die vor allem im Vorwärtsbereich zwischen den verschiedenen Meßlabors auftreten, reduziert werden. Der Impulsfehler dieser Spuren ist in der Streamerkammer ohnehin sehr groß. Als Konsequenz dieses Verfahrens werden die Teilchen mit einer Rapidität  $y^* < 1$  fast ausschließlich mit der Streamerkammer und die Teilchen mit  $y^* > 1$  fast nur mit dem Vorwärtsspektrometer nachgewiesen.

Die Gesamtakzeptanz (Gl. 4.1) für alle Spuren nach all diesen Rekonstruktions-schritten ist in Abb. 4.2b in Abhängigkeit vom Laborimpuls  $p$  dargestellt. Mit den kombinierten Daten lassen sich geladene Teilchen im gesamten Impulsbereich mit einer Akzeptanz zwischen 80 und 90 % rekonstruieren.

#### 4.4.2 Vertexfit mit allen Hadronen

Nachdem die Streamerkammerspuren zum Ereignis hinzugefügt wurden, müssen die Vertizes unter Berücksichtigung aller Spuren neu bestimmt werden. Das geschieht mit den im letzten Paragraphen definierten Spuren, allerdings ohne die Verschiebungen aus Tabelle 4.2, da die ursprünglich bestimmten Konstanten (Kap. 4.3.2) für die Vertexbestimmung ausreichen (s. auch Abb. 5.7). Der Vertexfit erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie in Kapitel 4.2.4. Um sinnvolle  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten zu erhalten, mußte zur Fehlermatrix  $\sigma_{ij}^2(\text{SC})$  der Streamerkammerspuren, die von der Streamerkammergeometrie berechnet wird, wie auch bei der Suche nach (SC-FS)-Kombinationen ein ad-hoc eingeführter Fehler addiert werden, so daß die mittlere quadratische Fehlermatrix für den Vertexfit dem siebenfachen der nominellen mittleren quadratischen Fehlermatrix aller SC-Spuren entspricht:

$$\langle \sigma_{ij}^2(\text{Vertex}) \rangle \approx 7 \cdot \langle \sigma_{ij}^2(\text{SC}) \rangle \quad (4.5)$$

$i$  und  $j$  bezeichnen die Spurparameter. Der mittlere Fehler  $\delta_x$  der x-Koordinate der Primärvertizes ergibt sich zu

$$\delta_x = 1.3 \text{ cm.} \quad (4.6)$$

Der mittlere Abstand vom Primärvertex beträgt ca. 1.7 mm für FS-Spuren und ca. 1.4 cm für SC-Spuren. Die Verteilungen der Abstände und der mit den Fehlern normierten Abstände werden im nächsten Kapitel in den Abbildungen 5.5 und 5.6 mit den Ergebnissen des Monte-Carlo-Programms verglichen.

## 5 Monte-Carlo-Simulation

Die Monte-Carlo-Simulation der Ereignisse erfüllt einen doppelten Zweck:

- Das dem Monte-Carlo-Programm zugrundeliegende physikalische Modell kann mit den gemessenen Daten verglichen und getestet werden.
- Andererseits werden die Monte-Carlo (MC)-Ereignisse auch als Eingabe für die Detektorsimulation benutzt, um Akzeptanzen und experimentelle Fehler zu untersuchen und zu korrigieren.

Aus dieser doppelten Funktion - Datenkorrektur und Modellvergleich - folgt zwangsläufig eine Korrelation zwischen physikalischem Modell und korrigierten Daten, die bei der Analyse berücksichtigt werden muß. Eine Akzeptanzkorrektur ohne systematische Fehler wäre nur mit einem MC-Modell möglich, das die tatsächlichen Verteilungen vollständig beschreibt.

Eine Einführung in die beiden Fragmentationsmodelle der Programme LUND und VENUS wurde in Kapitel 1 gegeben. Im folgenden Kapitel wird die technische Seite der MC-Simulation des Spektrometers behandelt.

### 5.1 Ereignisgenerierung (MC1)

Am Anfang des Monte-Carlo-Programms steht die Generierung von tiefinelastischen Ereignissen entweder nach dem LUND-Modell oder dem VENUS-Modell. Die MC-Ereignisse werden in dieser Phase (MC1) so in die E665-Datenstruktur transformiert, daß sie als Eingabe für die Detektorsimulation dienen können.

#### 5.1.1 LUND-Programm

Zur Simulation eines Ereignisses benötigt man die Strahlenergie  $E_\mu$  und die durch den Wirkungsquerschnitt gegebene Häufigkeit der Ereigniskinetik (z. B.  $W^2, x$ ). Eine realistische Simulation der Strahlenergie wird erreicht, indem die Viererimpulse von mit dem RBEAM-Trigger (s. Kap. 3.2) gemessenen Strahlmyonen eingelesen werden. Die kinematischen Variablen des Ereignisses werden entsprechend dem tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt (Gl. 2.12) mit den Strukturfunktionen in der Parametrisierung von Glück, Hoffmann und Reya [24] gewürfelt. An dieser Stelle werden auch die weiter unten (Kap. 5.2) beschriebenen elektromagnetischen Strahlungskorrekturen einbezogen. Im Programm LEPTO 4.3 [30] wird die primäre Partonkonfiguration mit den Matrixelementen (ME) des Quark-Quark-Diagramms

und den beiden QCD-Prozessen erster Ordnung, Photon-Gluon-Fusion und Gluon-Bremsstrahlung, erzeugt (Abb. 2.3). Die relative Wahrscheinlichkeit der Prozesse wird nach einer am Anfang des Programms als Funktion von  $W^2$  und  $x$  berechneten Tabelle bestimmt.

Der nächste Schritt ist die Fragmentation der Partonen nach dem im Kapitel 2.6 beschriebenen Verfahren des Programms JETSET 4.3. Die verwendete Version des LUND-Programms (LEPTO 4.3-JETSET 4.3) ist inzwischen durch neuere Version abgelöst worden. In der Version LEPTO 5.2 [55] ist als zusätzliche Option zu den Matrixelementen (ME) erster Ordnung das Partonschauermodell (PS) implementiert. Im PS-Modell stehen die primären Partonen am Anfang eines Schauers von abgestrahlten Gluonen und Quarks. Die Verzweigungsverhältnisse von Gluonen und Quarks folgen aus den Altarelli-Parisi-Gleichungen [27].

Von der NA9-Kollaboration durchgeführte Analysen haben jedoch gezeigt, daß Hadronverteilungen - speziell  $p_t$  - von der Version LEPTO 4.3-JETSET4.3 besser beschrieben werden [56]. Daher wurde diese Version für die Detektorsimulation vorgezogen.

### 5.1.2 VENUS-Programm

Das VENUS-Programm wurde bisher noch nie zur Beschreibung von tiefinelastischen  $\mu$ N-Ereignissen benutzt. Die vorliegende Programmversion (3.11) wurde daher in einer Weise ergänzt, die eine möglichst realistische Simulation der Kinematik der  $\mu$ N-Ereignisse möglich macht. Nur wenn die Verteilungen der kinematischen Variablen der Ereignisse (z. B.  $W^2$ ) für simulierte und gemessene Ereignisse übereinstimmen, können Hadronverteilungen verglichen werden, ohne daß triviale Unterschiede in der Kinematik die physikalisch interessanten Effekte überdecken.

- Für Vergleiche der korrigierten Daten mit dem VENUS-Modell ohne Detektorsimulation werden die kinematischen Variablen (hier  $Q^2$  und  $x$ ) nach Gleichung 2.12 mit den Strukturfunktionen  $F_2(x, Q^2)$  von Glück, Hoffmann und Reya [24] von einem Pseudo-Zufallsgenerator gewürfelt. Die kinematischen Schnitte können an die Erfordernisse der Analyse angepaßt werden. Die ursprüngliche Stringkonfiguration der Quarks wird durch die Quarkverteilungsfunktionen  $q(x)$  und  $\bar{q}(x)$  (s. Gl. 2.16) festgelegt.
- Das VENUS-Programm sollte auch für die Detektorsimulation als alternativer Ereignisgenerator zum LUND-Programm Verwendung finden, um die Zunahme der Multiplizitäten an Kernen in der Rückwärtshemispäre ( $y^* < 0$ ) zu beschreiben. Dies könnte auch für die korrekte Beschreibung der 1990/91 mit den Vertex-Driftkammern (VDC) an einem Bleitarget genommenen Daten (s. Kap. 3) von großer Bedeutung sein.

Zu diesem Zweck wurde ein Schnittstellenprogramm („Interface“) zwischen dem E665-MC-Programm und VENUS 3.11 entwickelt, dessen Einzelheiten dokumentiert sind [57]. Die wesentliche Aufgabe des Programms ist es, das vom VENUS-Programm erzeugte Ereignis vollständig in die Datenstruktur von E665 zu überführen. Leider war es nicht möglich, genügend simulierte Ereignisse mit dem VENUS-Ereignisgenerator zu erzeugen, um sie zur Korrektur der Daten zu benutzen. Die vollständige Detektorsimulation ist extrem CPU-zeitaufwendig und bleibt einer weitergehenden Analyse vorbehalten.

Vor der Untersuchung der A-Abhängigkeit der Hadronerzeugung mit Hilfe des VENUS-Programms, sollte die allgemeine Übereinstimmung der Hadronverteilungen mit den veröffentlichten Daten der  $\mu p$ -Streuung überprüft werden. Damit lassen sich

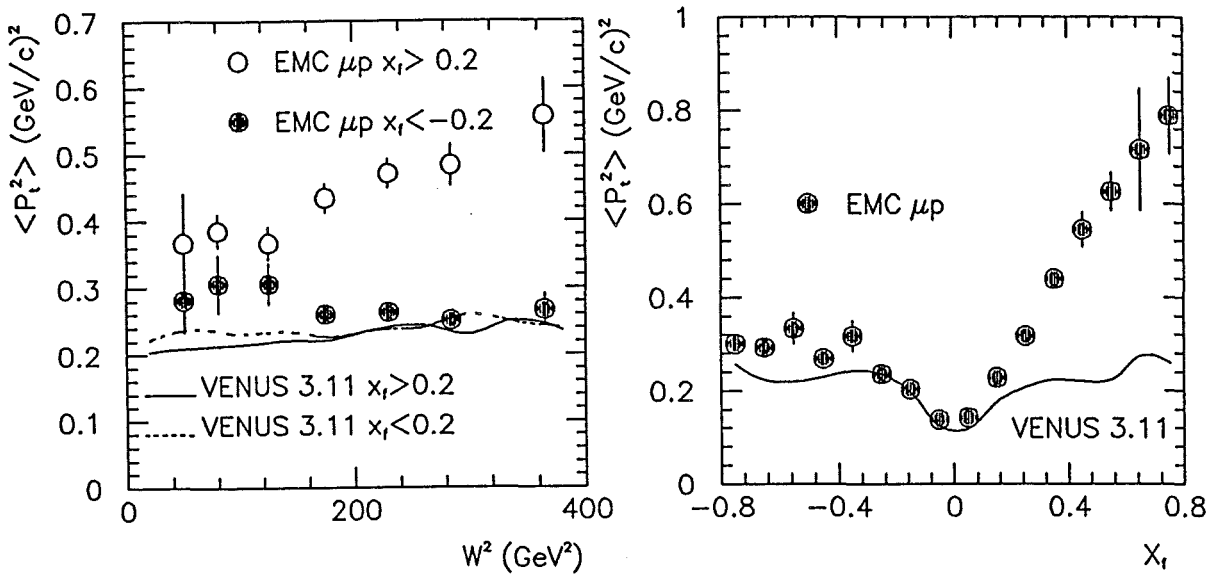


Abb. 5.1: a:  $\langle p_T^2 \rangle$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für Hadronen mit  $x_f > 0.2$  und  $x_f < -0.2$ . b:  $\langle p_T^2 \rangle$  in Abhängigkeit von  $x_f$  („Seagull Plot“). Die Datenpunkte sind Messungen der  $\mu p$ -Streuung durch die NA9-Kollaboration [58].

Effekte aus der Fragmentation im Vakuum von den Folgen der intranuklearen Kaskade trennen. Ein Vergleich [59] von VENUS  $\mu p$ - und NA9  $\mu p$ -Ereignissen zeigt zusammenfassend:

- Multiplizitäten und inklusive Hadronverteilungen werden im allgemeinen zufriedenstellend beschrieben. Nur in der Rückwärtshemisphäre ( $x_f < 0$ ) werden durch das VENUS-Programm mehr positiv geladene Hadronen (Protonen) erzeugt als vom Experiment NA9 gemessen.
- Abb. 5.1a zeigt  $\langle p_T^2 \rangle$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für Hadronen in der Vorwärtshemisphäre ( $x_f > 0.2$ ) und in der Rückwärtshemisphäre ( $x_f < -0.2$ ). Abb. 5.1b

ist der sogenannte „Seagull-Plot“, in dem  $\langle p_T^2 \rangle$  gegen  $x_f$  aufgetragen wird [58]. In beiden Fällen wird das Verhalten von  $\langle p_T^2 \rangle$  in der Vorwärtshemisphäre nicht korrekt beschrieben, wogegen das LUND-Programm die Zunahme von  $\langle p_T^2 \rangle$  durch die Berücksichtigung der Gluonabstrahlung richtig beschreibt [22]. Diese Gluonabstrahlung ist im VENUS-Modell nicht enthalten.

Das VENUS-Programm bietet also keine perfekte, oder auch nur eine dem LUND-Programm vergleichbare, Simulation tiefinelastischer Ereignisse, aber es stellt zur Zeit die einzige Möglichkeit dar, die Fragmentation in Kernmaterie für tiefinelastische  $\mu N$ -Ereignisse zu simulieren.

## 5.2 Strahlungskorrekturen - GAMRAD

Zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt tragen außer dem Ein-Photon-Austausch (s. Abb. 2.1) noch QED-Prozesse höherer Ordnung bei, wie beispielsweise die Abstrahlung eines reellen Photons durch das Strahlmyon oder das gestreute Myon (s. Abb. 5.2c und d). Aus diesem Grunde entsprechen die aus den Viererimpulsen

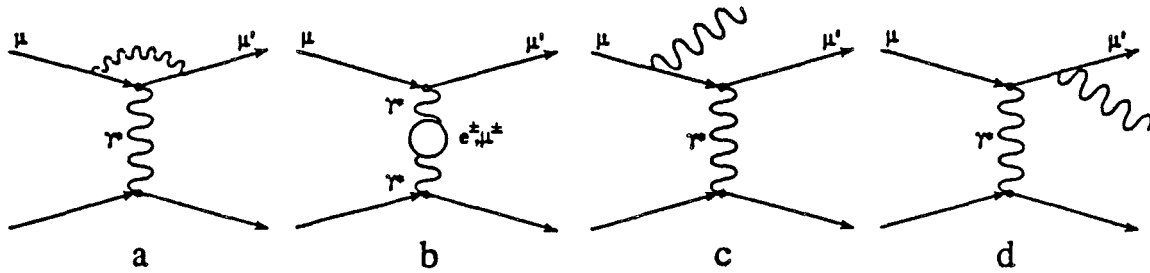


Abb. 5.2: Einige QED-Prozesse höherer Ordnung, die zum gemessenen tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt beitragen.

des Strahlmyons und des gestreuten Myons berechneten „scheinbaren“ kinematischen Variablen nicht mehr den „wahren“ kinematischen Variablen des virtuellen Photons, die für den hadronischen Vertex relevant sind.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt für die Myon-Kern-Streuung beinhaltet über die Korrekturen an der inelastischen Streuung hinaus Beiträge der quasi-elastischen Streuung am ganzen Nukleon und der kohärenten Streuung am Gesamtkern. Die Strahlungskorrekturen und das Spektrum der bei diesen Prozessen abgestrahlten Photonen wurden mit dem von der EMC entwickelten Programm GAMRAD berechnet. Es basiert auf QED-Rechnungen von L. W. Mo und Y. S. Tsai [60]. Der



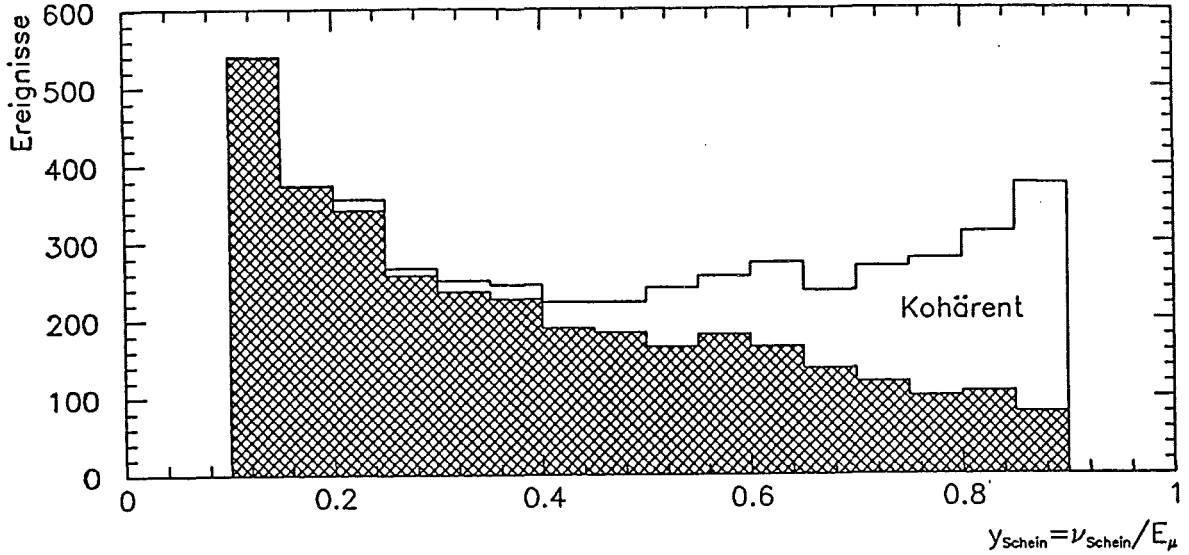


Abb. 5.3: Xenon-MC-Ereignisse in Abhängigkeit von  $y_{schein}$ .  
 offen: kohärente Streuung mit Bremsstrahlung, kariert: inelastische Streuung mit und ohne Bremsstrahlung.

gemessene Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu [61]:

$$\sigma_{gemessen} = \sigma_{1\gamma} \cdot f_{kor} + \sigma_{inelastisch} + \sigma_{quasi-elastisch} + \sigma_{kohärent}. \quad (5.1)$$

Der Faktor  $f_{kor}$  beinhaltet Vertexkorrekturen und Vakuumpolarisationsterme (s. Abb. 5.2a und b). Der Term  $\sigma_{1\gamma}$  stellt den zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt für den reinen Ein-Photon-Austausch dar. Die anderen drei Terme repräsentieren die Bremsstrahlung in inelastischen, quasi-elastischen und kohärenten Prozessen (s. Abb. 5.2b und c). Im Programm GAMRAD wird dabei nur die Abstrahlung eines Photons berücksichtigt. Die kohärente Streuung ist für das Xenontarget wegen der hohen Kernladungszahl  $Z=54$  von Bedeutung. Korrekturen am hadronischen Vertex sind um den Faktor  $m_\mu/M_{target}$  unterdrückt. Sie werden daher vernachlässigt.

Das Programm GAMRAD arbeitet in zwei Schritten. Als erstes werden für ein Gitter der kinematischen Variablen  $x$  und  $y$  die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Prozesse bestimmt. Im zweiten Schritt wird die Energieverteilung von RBEAM-Strahlmyonen eingelesen (s. Kap. 3.2 und 5.1.1) und mit Hilfe des  $(x-y)$ -Gitters die Lepton-Kinematik erzeugt: gestreutes Myon, virtuelles Photon, reelle Photonen und das „scheinbare“ Photon, das sich aus den Myonvariablen ergibt [62]. Diese Lepton-Kinematik ist die Eingabe für die weitere Simulation des Ereignisses (s. Kap. 5.1).

Den Anteil der Bremsstrahlungseignisse aus kohärenter Streuung an allen MC-Ereignissen im kinematischen Bereich  $Q^2 > 1$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>,  $x > 0.002$  und  $\theta > 3.5$  mrad (hier immer „scheinbare“ Variable) als Funktion von  $y_{schein}$  ( $0.1 < y_{schein} < 0.9$ ) ist in Abb. 5.3 für das Xenontarget dargestellt. Der kohärente Anteil wächst mit

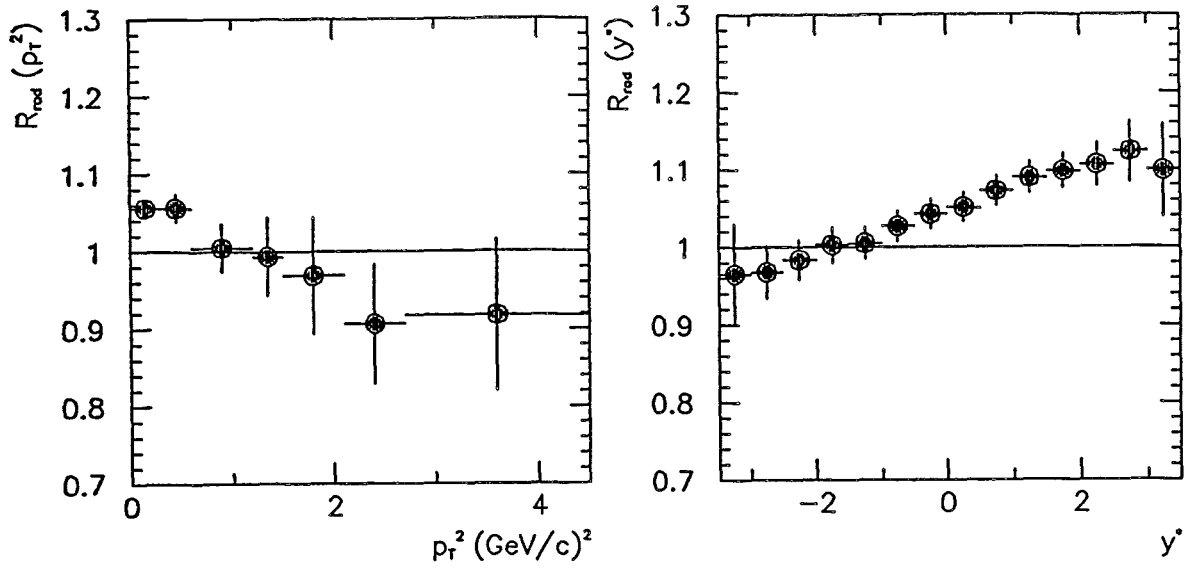


Abb. 5.4: a)  $R_{rad}$  als Funktion von  $p_T^2$  und b)  $R_{rad}$  als Funktion von  $y^*$  (s. Gl. 5.2) für das Xenontarget. Der kinematische Bereich ist  $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $x > 0.002$ ,  $\theta > 3.5 \text{ mrad}$ ,  $8 < W < 30 \text{ GeV}$  und  $0.1 < y < 0.85$  (s. Kap. 6.1.1).

dem Energieübertrag  $y_{schein}$  stark an. In diesem kinematischen Bereich kommen 72 % aller Ereignisse aus inelastischer Streuung einschließlich der Strahlungskorrekturen (d.h.  $\sigma_{1\gamma} \cdot f_{korrr} + \sigma_{inelastisch}$ ) und 28 % aus kohärenter Streuung mit einem Bremsstrahlungsphoton ( $\sigma_{kohärent}$ ). Der quasi-elastische Anteil ist bedeutungslos ( $< 1\%$ ).

Die Veränderung der Ereigniskinematik aufgrund der Strahlungseffekte wirkt sich auch auf die hadronischen Variablen aus [63]. Die Korrekturfaktor  $R_{rad}$ , definiert als

$$R_{rad} = \frac{\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h}{dz}(wahr)}{\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h}{dz}(scheinbar)} \quad (5.2)$$

für eine beliebige Hadronvariable  $z = y^*, p_T, \dots$ , wird in Abbildung 5.4 für den inelastischen Teil der Korrekturen gezeigt. Die kinematischen Schnitte definierten den in der Analyse untersuchten Bereich (s. Kap. 6.1.1). Die Korrektur an den Verteilungen der Rapidität  $y^*$  und des Quadrates  $p_T^2$  des Transversalimpulses ist maximal 10 %. Bei Ereignissen mit abgestrahlten Photonen wird der Transversalimpuls im Mittel zu höheren Werten verschoben, da die aus den Myonimpulsen berechnete Achse des gemessenen virtuellen Photons gedreht wird. Da die gemessene (scheinbare) Energie  $\nu_{schein}$  des virtuellen Photons größer ist als die verfügbare (wahre) Energie  $\nu_{true}$  am Hadronvertex, ist die gemessene Rapiditätsverteilung im CMS zu kleineren Rapiditätswerten hin verschoben.

## 5.3 Detektorsimulation

In der Detektorsimulation werden alle apparativen Effekte und Verluste für die nach den beschriebenen Modellen erzeugten MC-Ereignisse simuliert. Dazu gehören zum Beispiel Verluste durch die begrenzte geometrische Akzeptanz von Detektorkomponenten und experimentelle Fehler durch das endliche Auflösungsvermögen der Nachweisgeräte.

Die Spurverfolgung durch die vorhandenen Medien und die damit verbundene Mehrfachstreuung der Teilchen geschieht durch das CERN-Programmpaket GEANT [64]. Die meisten sekundären Wechselwirkungen beim Durchgang der primären Teilchen durch die Detektormaterialien werden im GEANT-Programm berücksichtigt.

### 5.3.1 Vorwärtsspektrometer-Monte-Carlo (MC2)

Die zweite Stufe des Monte-Carlo-Programms für das Vorwärtsspektrometer (MC2) soll die apparativen Verluste und experimentellen Fehler simulieren. Dazu werden die vom MC-Programm erzeugten Spuren so digitalisiert, daß sie die Treffer in den Spurkammern nachahmen. Ineffizienzen einzelner Drähte und Kammerebenen werden durch Löschen von Treffern simuliert. Untergrund von nicht zu den Spuren gehörenden Treffern wird hinzuaddiert. Das Ziel ist eine möglichst realistische Darstellung des Spektrometers. Die so generierte Datenstruktur wird dann in das Rekonstruktionsprogramm PTMV (s. Kap. 4) eingegeben.

### 5.3.2 Streamerkammer-Monte-Carlo (SCMC)

Die Messungen der Streamerkammerdaten werden mit dem Streamerkammer-Monte-Carlo-Programm (SCMC) simuliert. In der ersten Monte-Carlo-Phase (MC1) werden für alle generierten Spuren im Volumen der Streamerkammer Raumpunkte entlang der Teilchentrajektorie erzeugt (MSCP-Bank). Diese Raumpunkte sind dann die Eingabe für das Streamerkammer-Monte-Carlo (SCMC), das folgende Schritte durchläuft:

- Löschen aller Spursegmente und Vertizes außerhalb der Streamerkammer oder im Target.
- Spuren, die zwischen Targetende und Streamerkammerende ( $x = -10.5$  m bis  $-9.5$  m) in der (x-y)-Projektion mit einer Toleranz von  $\Delta y = \pm 4$  mm parallel zur x-Achse verlaufen, werden gelöscht, um den Schnitt auf parallel verlaufende Strahlspuren (s. Kap. 4.3.2) zu reproduzieren.

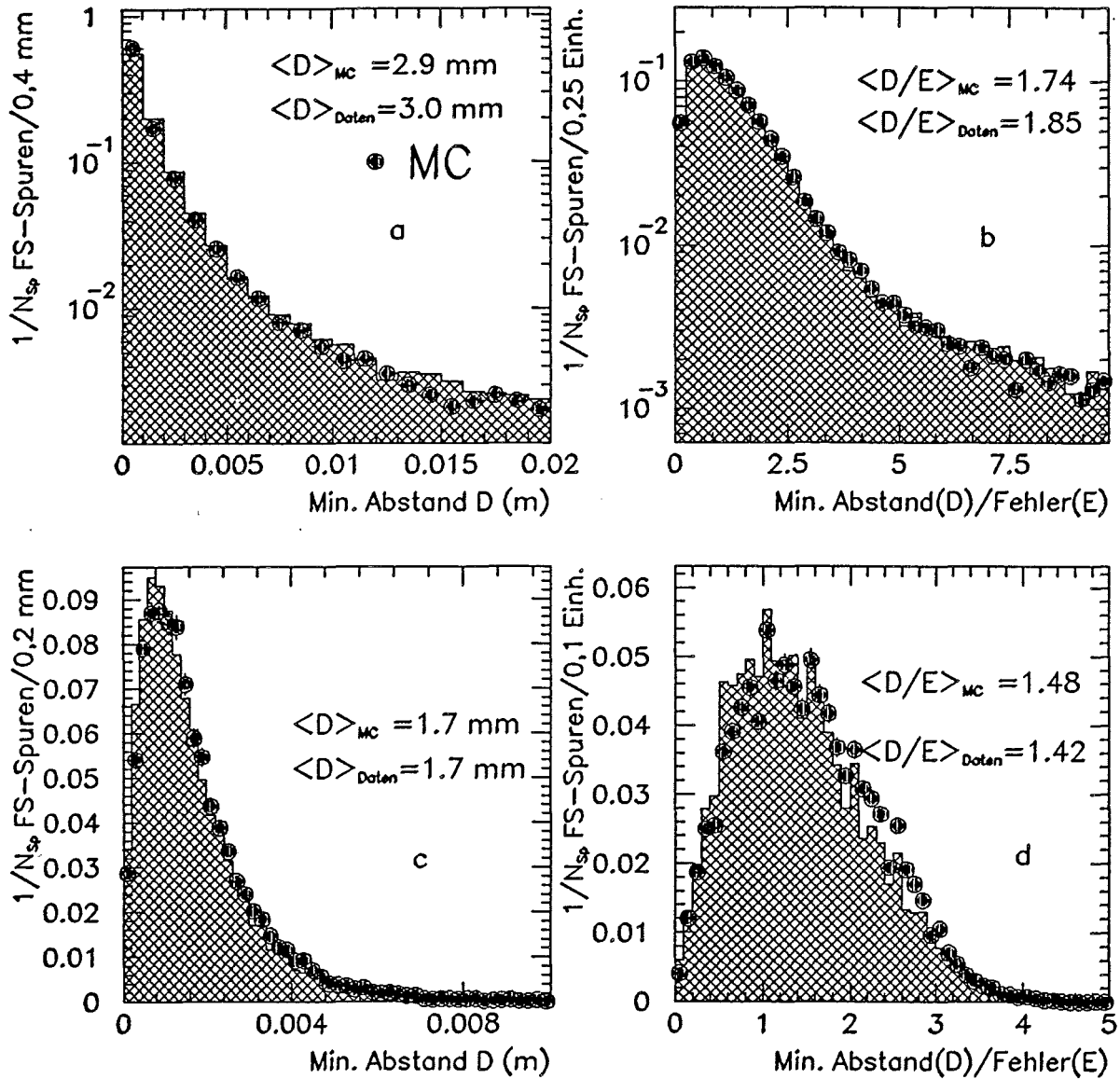


Abb. 5.5: Vorwärtsspektrometer-Spuren ( $D_2$ -Daten):

- a: Minimaler Abstand D zum Primärvertex (alle Spuren).
- b: Minimaler Abstand/Fehler (D/E) am Primärvertex (alle Spuren).
- c: Minimaler Abstand D zum Primärvertex (primäre Spuren).
- d: Minimaler Abstand/Fehler (D/E) am Primärvertex (primäre Spuren).

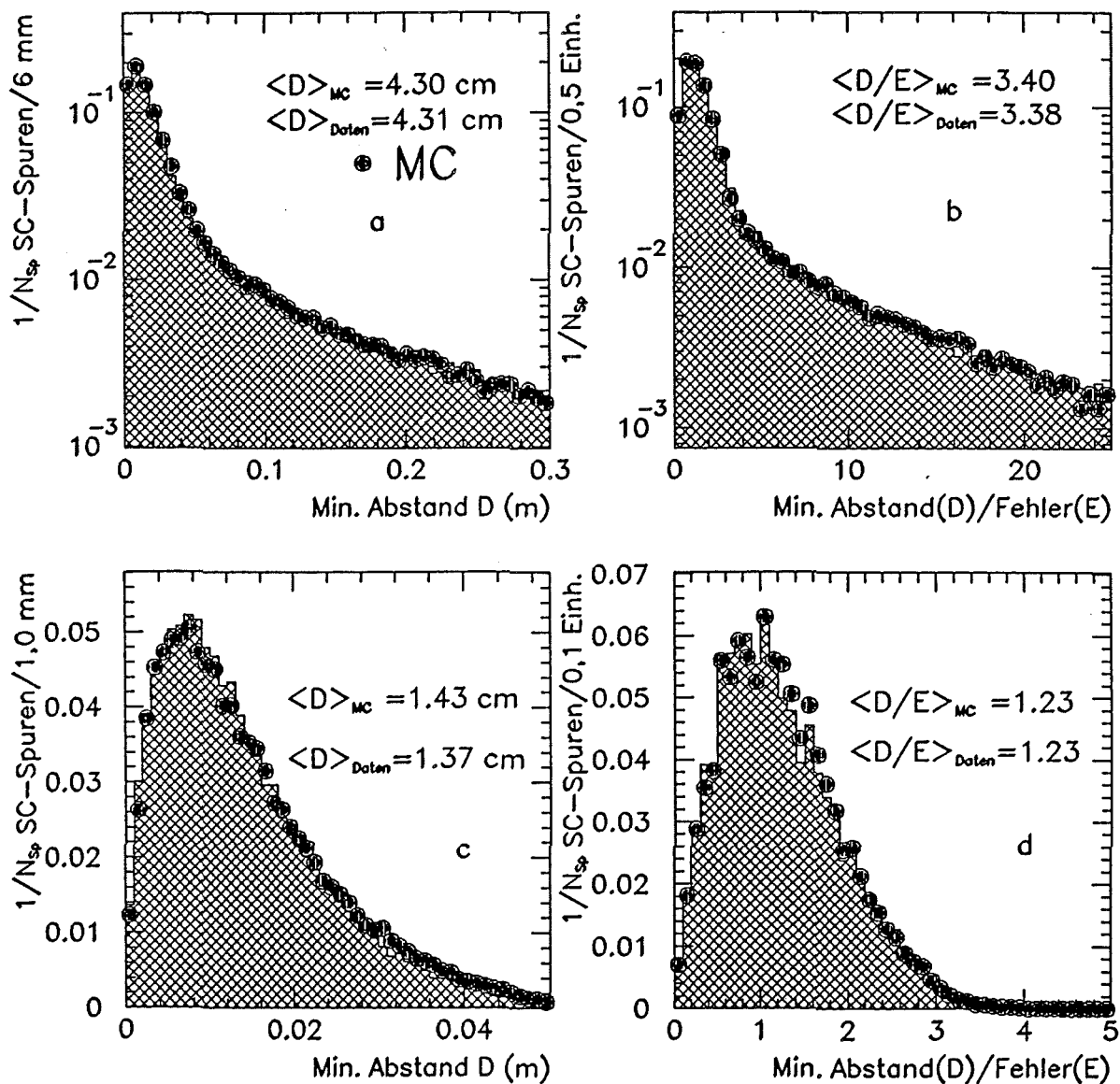


Abb. 5.6: Streamerkammer-Spuren ( $D_2$ -Daten):

- a: Minimaler Abstand  $D$  zum Primärvertex (alle Spuren).
- b: Minimaler Abstand/Fehler ( $D/E$ ) am Primärvertex (alle Spuren).
- c: Minimaler Abstand  $D$  zum Primärvertex (primäre Spuren).
- d: Minimaler Abstand/Fehler ( $D/E$ ) am Primärvertex (primäre Spuren).

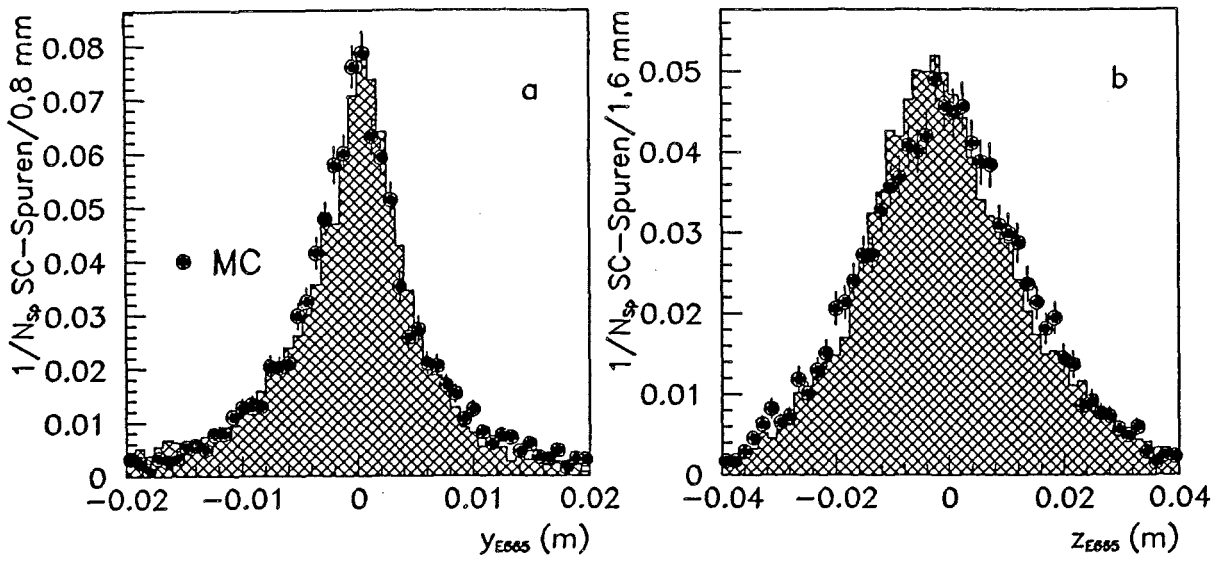


Abb. 5.7: Streamerkammer-Spuren ( $D_2$ -Daten):

a: y-Koordinate des minimalen Abstands zum Primärvertex (primäre Spuren).

b: z-Koordinate des minimalen Abstands zum Primärvertex (primäre Spuren).

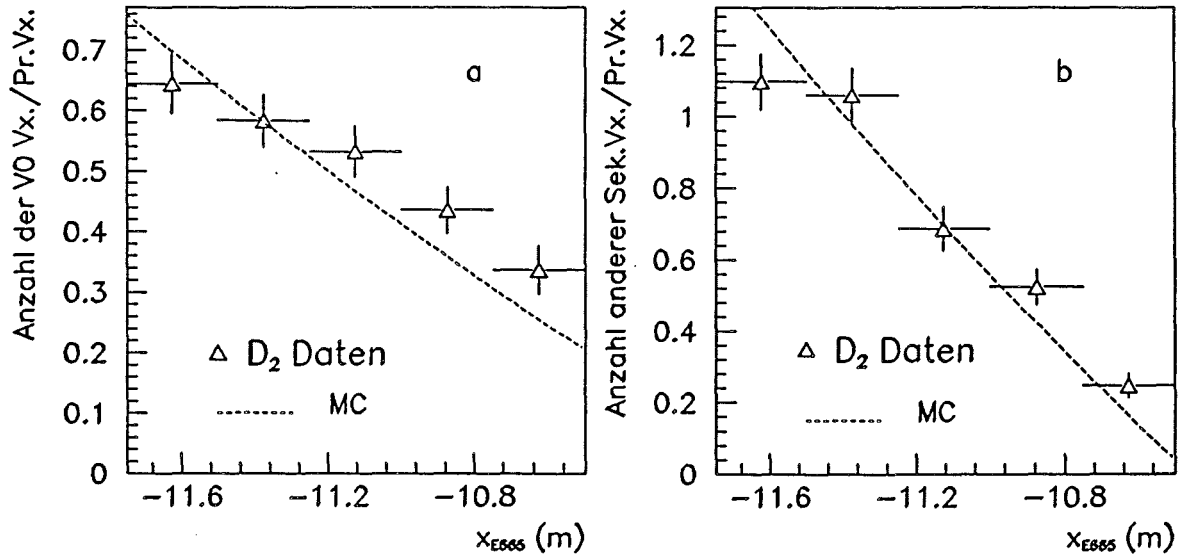


Abb. 5.8: Anzahl der Sekundärvertizes in Abhängigkeit von der x-Koordinate des Primärvertex ( $D_2$ -Daten):

a: Anzahl der V0-Vertizes pro Primärvertex.

b: Anzahl aller anderen Sekundärvertizes pro Primärvertex.

- Alle Spuren und Vertizes werden in die drei Filmebenen transformiert und es wird geprüft, ob sie in der jeweiligen Filmebene sichtbar sind. Eine sichtbare Spur muß mindestens 10 cm lang sein.
- Die Messungen der Fiducial-Markierungen (s. Kap. 3.1.3), der Spurpunkte und der Vertizes wird simuliert, indem jede Koordinate der wahren Punkte  $(x_F, y_F)$  in der Filmebene mit einer Gaußfunktion  $g$  der Breite  $\sigma$  verschmiert wird. Dafür wird ein Pseudo-Zufallsgenerator verwendet. Die Breite  $\sigma$  ist so groß wie die mittlere Streuung der Meßpunkte um die gefittete Spur bei echten Streamerkammerspuren, d.h.  $\sigma = 10 - 17 \mu\text{m}$  auf dem Film je nach Meßlabor. Die Zahl  $N_P$  der Meßpunkte pro Spurprojektion ist ebenfalls an die realen Daten angeglichen ( $\langle N_P \rangle \approx 14$ ).
- Die simulierten Meßdaten werden dann durch die gesamte weitere Rekonstruktionskette (SC-Geometrie, PTMV) prozessiert (s. Abb. 4.1).

Für die realistische Simulation der Rekonstruktion ist es wesentlich, daß die Fehler der Spuren der Daten und der MC-Ereignisse sich entsprechen. Die von dem SC-Geometrie-Programm berechneten Krümmungsfehler  $\delta\kappa$  sind annähernd durch folgende Formel gegeben, in die die Anzahl  $N_P$  der gemessenen Punkte und die in die Krümmungsebene projizierten Spurlängen  $L$  eingehen [65]:

$$\delta\kappa = \frac{\epsilon}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N_P + 5}}. \quad (5.3)$$

$\epsilon$  gibt den Meßfehler in der Filmebene an. Wie bereits in den Kapiteln 4.4.1 und 4.4.2 beschrieben, müssen die internen Streamerkammerfehler um einen Faktor  $\sqrt{7}$  erhöht werden, um in den Daten befriedigende  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten für die Bestimmung gemeinsamer Vertizes von Streamerkammer- und Vorwärtsspektrometer-spuren zu erhalten. Im Monte-Carlo-Programm besteht daher das Problem, an den Spuren einen seiner Ursache nach nicht bekannten systematischen Fehler anzubringen, der das Verhalten der Daten realistisch reproduziert. Dieser zusätzliche - ad hoc eingeführte - systematische Fehler sollte

- von den Spurparametern möglichst unabhängig sein, da er wahrscheinlich durch lokale Verschiebungen und Verzerrungen verursacht wird, und
- den Mittelwert der Spurparameter nicht verschieben, da globale Verschiebungen (Offsets) bereits korrigiert wurden (s. Abb. 4.3).

Zur Lösung dieses Problems wurde zuerst jede Koordinate eines Spurpunkts  $(x_F, y_F)$  in der Filmebene - wie oben beschrieben - mit Hilfe einer Gaußfunktion  $g$  der Breite  $\sigma$  durch einen Pseudo-Zufallsgenerator verschmiert, entsprechend dem Meßfehler

in der Filmebene. Dann wurde zu jeder Koordinate nochmals eine Konstante der Größe  $\sqrt{7}\sigma$  mit zufällig gewähltem Vorzeichen addiert. Die Verteilung  $f(\delta x_F)$  bzw.  $f(\delta y_F)$  der Verschiebungen  $(\delta x_F, \delta y_F)$  der neuen Koordinaten  $(x'_F, y'_F)$  relativ zu den ursprünglichen Koordinaten des wahren Punktes  $(x_F, y_F)$  ist somit die Summe zweier Gaußfunktionen der Breite  $\sigma$  mit den Mittelwerten  $+\sqrt{7}\sigma$  und  $-\sqrt{7}\sigma$ :

$$f(\delta x_F) = f(x_F - x'_F) \propto g(\delta x_F; \overline{\delta x_F} = +\sqrt{7}\sigma) + g(\delta x_F; \overline{\delta x_F} = -\sqrt{7}\sigma) \quad (5.4)$$

Der Mittelwert der Verteilungen  $f(\delta x_F)$  bzw.  $f(\delta y_F)$  ist daher gleich null, dennoch erhält jeder Punkt einen zusätzlichen konstanten Fehler der gewünschten Größe.

## 5.4 Qualität der Monte-Carlo-Simulation

Entscheidend für die Qualität der Analyse ist es, zu überprüfen, ob die Monte-Carlo-Daten die gemessenen Daten auch wirklich in den wesentlichen Verteilungen reproduzieren und ob das beschriebene Modell zur Fehlersimulation in der Streamerkammer realistisch ist.

Die wesentliche Größe, die in die Bestimmung des Primärvertex und das Zuordnen der einzelnen Spuren zum Vertex eingeht, ist das Verhältnis des minimalen Abstands  $D$  einer Spur vom Vertex zum Fehler  $E$  dieser Größe. Die Verteilungen des Verhältnisses  $D/E$  und des minimalen Abstands  $D$  zum Primärvertex sollten daher in Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten übereinstimmen. Die Verteilungen von  $D$  und  $D/E$  werden in den Abbildungen 5.5 und 5.6 für MC-Spuren und gemessene  $D_2$ -Daten verglichen. Sowohl für alle Spuren als auch für die an den Primärvertex gefitteten Spuren liegen Mittelwert und Form der Verteilungen nahe beieinander. Die Verteilungen sind für SC- und FS-Spuren getrennt dargestellt, da die Fehlerbehandlung für beide Arten von Spuren völlig unterschiedlich ist.

Die Simulation des zusätzlichen systematischen Fehlers in der Streamerkammer findet in der Filmebene statt und beeinflusst daher in erster Linie die y-Koordinate, die z-Koordinate dagegen nur indirekt. Sowohl die y- als auch die z-Komponenten des minimalen Abstands der Streamerkammerspuren zum Primärvertex (Abb. 5.7) stimmen für MC-Ereignisse und Daten jedoch ebenfalls gut überein. Wegen der globalen Korrekturen der Verschiebungen liegt der Mittelwert der Verteilungen in den experimentellen Daten bei null (s. Kap. 4.4.1).

Als letzte wichtige Größe betrachten wir die Anzahl der Sekundärvertices pro Primärvertex in Abhängigkeit von der x-Koordinate des Vertex. Die Zahl der Sekundärvertices ist für Ereignisse mit dem Primärvertex am Anfang des Targets am größten, da am meisten Material durchlaufen werden muß. Diese Abhängigkeit wird von den MC-Ereignissen qualitativ richtig reproduziert (s. Abb. 5.8). Dennoch sind die sekundären Wechselwirkungen im Deuterium eine wesentliche Ursache für



den systematischen Fehler der Rekonstruktion, wie in Kapitel 7.3 gezeigt werden wird.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß das Streamerkammer-Monte-Carlo-Programm (SCMC) die Daten in zufriedenstellender Weise beschreibt. Es muß aber an dieser Stelle auch darauf hingewiesen werden, daß die Monte-Carlo-Simulation, die für die Analyse zur Verfügung stand, einige bekannte Probleme enthält, die zum systematischen Fehler der Korrektur beitragen.

- Die Gesamtzahl der rekonstruierten MC-Ereignisse liegt in derselben Größenordnung wie die Gesamtzahl der analysierten Datenereignisse, so daß der statistische Fehler aufgrund der Korrektur in etwa genauso groß ist wie der statistische Fehler der Daten selbst. Verschiedene MC-Datensätze mit und ohne Strahlungskorrekturen (GAMRAD) wurden daher immer dann gemeinsam zur Korrektur benutzt, wenn der Einfluß der Strahlungskorrekturen gering ist (z. B.: Bestimmung der Matrix für die Korrektur der Multiplizitätsverteilung (s. Kap. 7)). In allen anderen Fällen (z. B. die  $p_T^2$ -Verteilung) wurden nur die MC-Datensätze, die die GAMRAD-Korrekturen enthalten, benutzt.
- Das Monte-Carlo-Programm enthielt noch keine Simulation der Kalorimeters. Daher konnten die Schnitte, die auf Informationen des Kalorimeters beruhen, nur bedingt in den MC-Ereignissen reproduziert werden (s. Kap. 6.1.3).
- Im GEANT-Programm wurden Spuren von Teilchen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}$  kleiner 100 MeV nicht weiter verfolgt. Dies entspricht einem Impulsschnitt, der je nach Teilchenmasse verschieden ist: 195 MeV/c für Pionen, 330 MeV/c für Kaonen und 445 MeV/c für Protonen. Dieser massenabhängige Schnitt liegt genau in dem Bereich, der für das Studium der intranuklearen Kaskade interessant ist. Um den zusätzlichen Fehler zu minimieren, wurde ein allgemeiner Impulsschnitt  $p > 200$  MeV/c eingeführt. Kaonen und Protonen, deren Identität im MC-Ereignis bekannt ist, wurden mit einer Wahrscheinlichkeit, die aus anderen Impulsbereichen extrapoliert wurde, als „rekonstruiert“ betrachtet, um die Akzeptanzverluste in diesem Impulsbereich nicht zu überschätzen.
- Nicht zuletzt spielt bei der Simulation der Xenonereignisse eine Rolle, daß das LUND-Programm die zu erwartende Zunahme der Multiplizität in der Rückwärtshemisphäre nicht beschreibt. Vor allem im Bereich der intranuklearen Kaskade führt dies zu einer zusätzlichen systematischen Unsicherheit.

Der Einfluß der erwähnten Probleme wurde im Rahmen der Analyse untersucht und soweit nötig wird darauf näher eingegangen.

## 6 Datenanalyse

Nach den Darstellungen der Programme zur Rekonstruktion der Ereignisse (Kapitel 4) und zur Monte-Carlo-Simulation (Kapitel 5) werden in diesem Kapitel einige Besonderheiten der Datenanalyse behandelt.

### 6.1 Selektion der Ereignisse

Mit Hilfe der Selektionskriterien der Scan-Liste (s. Kap. 4.3.1) wurde für die weitere Analyse schon eine Vorauswahl der Ereignisse getroffen. Von diesen Ereignissen ausgehend, waren die Zielsetzungen bei der Verfeinerung der Selektionsschnitte:

- Die Ereignisse sollten im wesentlichen von tiefinelastischen Prozessen stammen und die Strahlungskorrekturen sollten möglichst gering sein.
- Die Wechselwirkung sollte mit dem Targetmaterial (Deuterium oder Xenon) stattgefunden haben.
- Akzeptanzverluste durch die Triggerbedingungen und die Rekonstruktion sollten klein gehalten werden.

Aus diesen Gründen wurde der kinematische Bereich der Analyse eingeschränkt und zusätzlich ein Satz von Qualitätsschnitten definiert.

#### 6.1.1 Definition des kinematischen Bereichs

Vor der Selektion durch die Scan-Liste dominieren zwei Arten von Untergrundereignissen:

- Ereignisse mit QED-Bremsstrahlung in kinematischen Bereichen, in denen große Strahlungskorrekturen notwendig sind (s. Kap. 5.2), insbesondere kohärente Bremsstrahlungseignisse am Xenon.
- Elastische  $\mu e$ -Ereignisse, die bei  $x = m_e/m_p = 5 \cdot 10^{-4}$  auftreten.

Abbildung 6.1 zeigt die  $y$ - und  $x$ -Verteilungen der  $\mu Xe$ -Ereignisse ohne jede Vorselektion für alle LAT.PCN-Streamerkammer-Trigger. Bei großen  $y$  bzw. kleinen  $x$  dominieren kohärente Ereignisse und elastische  $\mu e$ -Ereignisse. Durch die kinematischen Schnitte kann dieser Untergrund zum größten Teil beseitigt werden:

1.  $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ .

2.  $0.1 < y < 0.85$ .
3.  $x > 0.002$ .
4.  $8 < W < 30$  GeV.
5.  $\theta > 3.5$  mrad.
6. Erfüllen der LAT.PCN-Triggerbedingung.

Aus  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> und  $y < 0.85$  folgt  $x > 0.0013$  bei der vorgegebenen mittleren Strahlenergie  $\langle E_\mu \rangle = 480$  GeV. Daher ist der Schnitt  $x > 0.002$  praktisch redundant und dient nur der vollständigen Definition des kinematischen Bereichs. Dasselbe gilt für den Schnitt  $8 < W < 30$  GeV. Weit über 90 % aller Ereignisse nach diesen

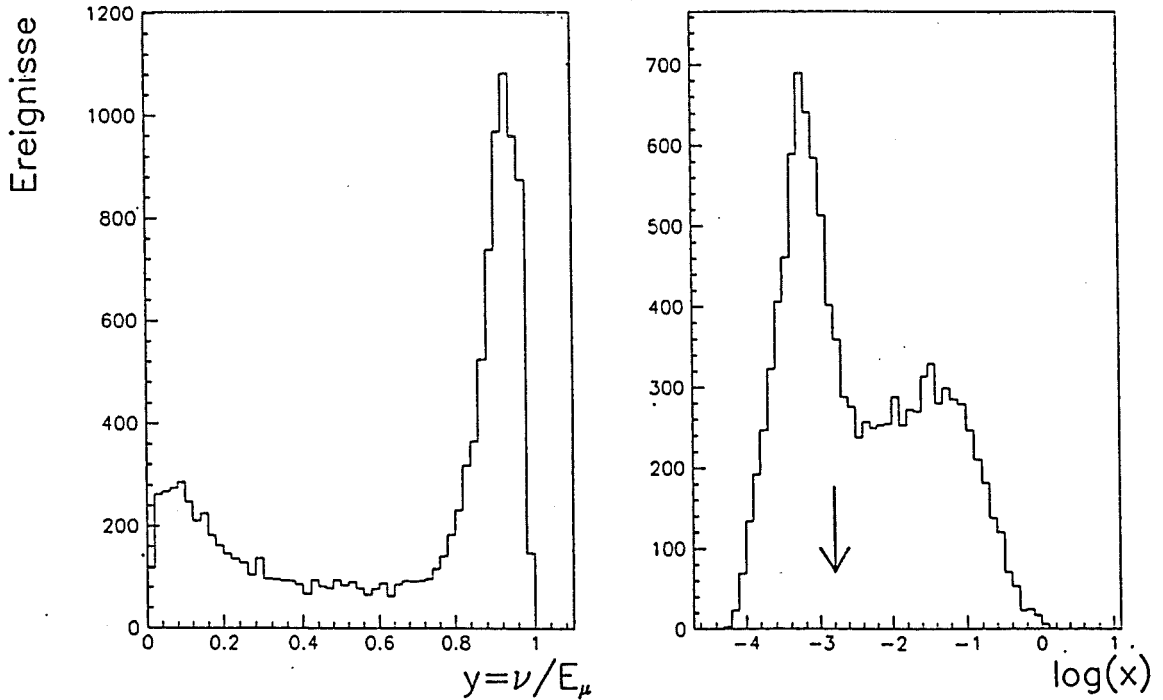


Abb. 6.1: Anzahl der  $\mu$ Xe-Ereignisse in Abhängigkeit von  $y$  und  $x$  vor den Schnitten (nur LAT.PCN-Trigger). Die Pfeile geben an, bei welchen Werten geschnitten wurde ( $y = 0.85$  und  $x = 0.002$ ).

Schnitten erfüllen die LAT.PCN-Triggerbedingung. Zur Vereinfachung der Analyse wurden andere Trigger (SAT, LAT, SAT.PCN) in der MC-Simulation und in den Daten nicht berücksichtigt. Da die LAT-Triggerbedingung einem Winkelschnitt von

ca. 3 mrad entspricht (s. Kap. 3.2), wurden nur Ereignisse mit einem Streuwinkel  $\theta$  größer 3.5 mrad akzeptiert.

Die kinematischen Schnitte sind fast identisch mit der Vorselektion der Scan-Liste ( $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $0.1 < y < 0.9$ , LAT.PCN-Trigger). Die Reduktion durch alle kinematischen Schnitte bezogen auf die Anzahl der Ereignisse auf der Scan-Liste (s. Tab. 4.1) beträgt noch einmal ca. 15 % und ist für Deuterium und Xenon in etwa gleich.

### 6.1.2 Qualitätsschnitte

Aus den technischen Bedingungen der Rekonstruktion ergeben sich einige weitere Schnitte:

1. Das Streamerkammbild ist meßbar.
2. Mindestens eine Streamerkammerspur pro Ereignis wurde gemessen.
3. Der Primärvertex liegt im Bereich  $-11.70 < x_{\text{Vertex}} < -10.50 \text{ m}$ .
4. Der Radius  $R_{\text{Vertex}}$ , definiert als der kleinste Abstand des Primärvertex von der Targetachse (Gl. 6.1), ist kleiner als 33 mm für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse bzw. kleiner als 43 mm für  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse.
5. Ein Schnitt zur Beseitigung von Elektron-Positron-Paaren oder diffraktiv erzeugten Vektormesonen (s. unten).
6. Ein Schnitt zur Beseitigung von Bremsstrahlungsereignissen durch Verwendung der Kalorimeterinformation (s. Kap. 6.1.3).

Schnitte 1 und 2 sind trivial, sie reduzieren die Zahl der Ereignisse auf der Scan-Liste um ca. 10 %. Durch die beiden Schnitte 3 und 4 wird sichergestellt, daß die Wechselwirkung wirklich im Targetmaterial stattgefunden hat. Der Schnitt so nahe an den Enden der Targets ( $-11.65 < x_{\text{Target}} < -10.50 \text{ m}$ ) ist möglich, da die Auflösung der x-Koordinate durch den Vertexprozessor (Kap. 4.4.2) ca. 1.3 cm beträgt (Abb. 6.2b). Es werden daher alle Wechselwirkungen im Target erfaßt.

Die Zylinder des Deuteriumtargets und Xenontargets hatten einen unterschiedlichen Innenradius (44.4 bzw. 35.3 mm). Da die Mylar-Targetwand des kleineren Xenontargets daher noch innerhalb der räumlichen Ausdehnung des Myonstrahls lag, fanden viele Wechselwirkungen im Mylar (hauptsächlich Kohlenstoff) statt. Abbildung 6.2a zeigt die Verteilung der Radien  $R_{\text{Vertex}}$  der Primärvertizes

$$R_{\text{Vertex}} = \sqrt{(y_{\text{Vertex}} - y_{\text{Target}})^2 + (z_{\text{Vertex}} - z_{\text{Target}})^2}, \quad (6.1)$$

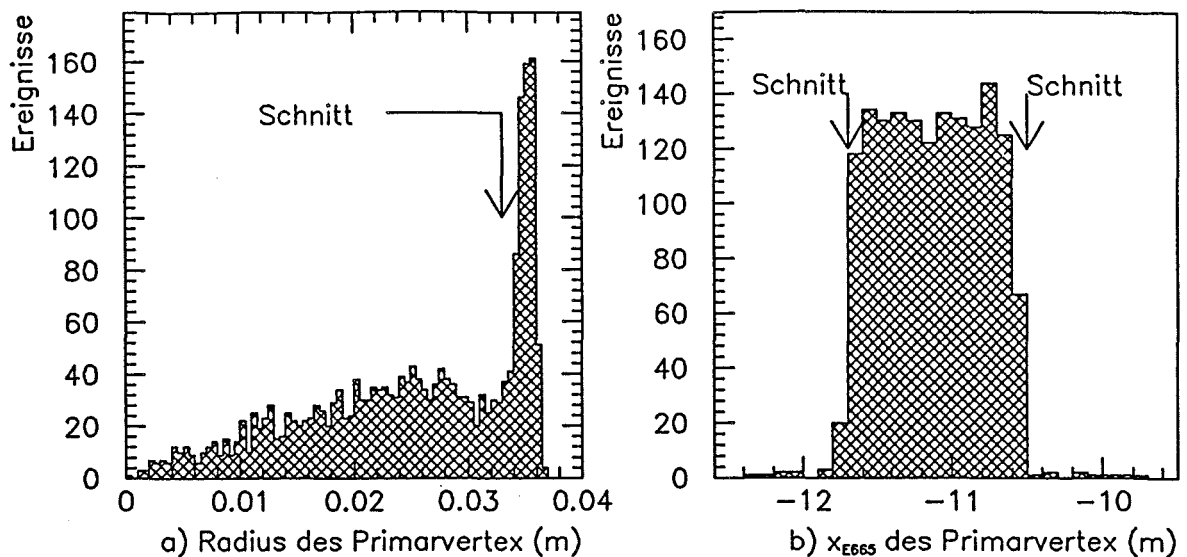


Abb. 6.2: a: Radius  $R_{\text{Vertex}}$  der Primärvertizes im Xenontarget. b:  $x$ -Koordinate der Primärvertizes ( $x_{\text{Vertex}}$ ).

bezogen auf die Achse des Targetzylinders. Die Targetwand ist ca. 1 mm dick, der Außenradius des Zylinders ist 36.3 mm. Ein Schnitt auf die Ereignisse in der Targetwand ( $> 33$  mm) reduziert die Xenondaten um etwa 30 %. Die Breite der Verteilung der Radien in der Wand ( $\delta R \approx \pm 1$  mm) ist unter Berücksichtigung der Targetwanddicke auch ein Maß für die Auflösung der  $y$ - und  $z$ -Koordinate durch den Vertexprozessor.

Mit einem Schnitt auf die invariante Masse gegensätzlich geladener ( $+-$ ) Teilchen soll der Untergrund von diffraktiv erzeugten Vektormesonen ( $\rho, \phi$ ) und  $e^+e^-$ -Paaren verringert werden. Verworfen wurden Ereignisse mit genau einem Paar gegensätzlich geladener Spuren im Endzustand (zusätzlich zum gestreuten Myon), deren invariante Masse zwischen  $0.00 < m_{e^+e^-} < 0.20$  GeV,  $0.57 < m_{\pi^+\pi^-} < 0.97$  GeV oder  $0.82 < m_{\pi^+\pi^-} < 1.22$  GeV lag. Dieser Schnitt wurde gewählt, um mit einer anderen E665-Analyse von hadronischen Endzuständen, in der nur die Daten des Vorwärtsspektrometers untersucht wurden, kompatibel zu sein [66]. Für die hier untersuchten Ereignisse ist dieser Schnitt quantitativ und qualitativ unbedeutend.

### 6.1.3 Kalorimeterschnitt

Für den letzten Schnitt, den es etwas ausführlicher zu erläutern gilt, werden die Kalorimeterdaten benutzt. In Abbildung 6.3 wird die  $y$ -Verteilung der durch die in den letzten beiden Paragraphen beschriebenen Schnitte selektierten  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse mit Monte-Carlo-Verteilungen verglichen. Das Histogramm stellt die  $y$ -Verteilung aller Monte-Carlo-Ereignisse dar, die die Bedingungen der oben genannten kinematischen

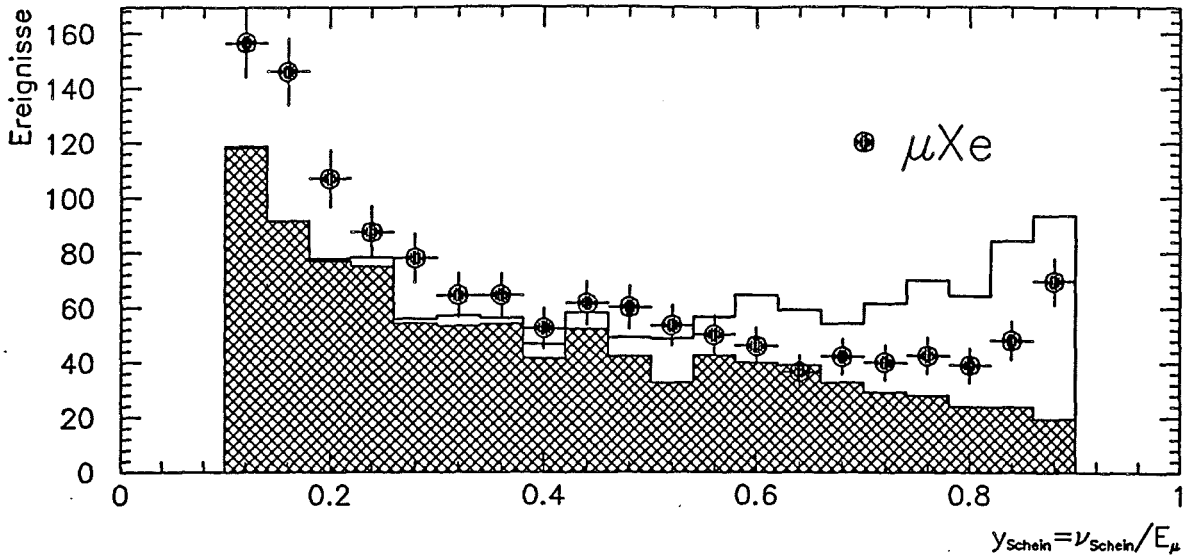


Abb. 6.3:  $y$ -Verteilung von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen ohne Kalorimeterschnitt im kinematischen Bereich  $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $x > 0.002$ ,  $\theta > 3.5 \text{ mrad}$  und  $8 < W < 30 \text{ GeV}$ . Die gemessenen Daten sind als dunkle Kreise, die Monte-Carlo-Ereignisse sind als Histogramm dargestellt. Die dunkle Fläche ist der inelastische Anteil mit und ohne Bremsstrahlung, die helle Fläche der kohärente Anteil mit Bremsstrahlung.

Schnitte und des LAT.PCN-Triggers erfüllen. Die dunkle Fläche repräsentiert die inelastischen Ereignisse mit und ohne Bremsstrahlung, die helle Fläche den Anteil kohärenter Ereignisse mit Bremsstrahlung. Die Summe der Monte-Carlo-Ereignisse ist auf die Summe der  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse normiert. Es ist offensichtlich, daß die  $y$ -Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse und der Daten nicht übereinstimmen. In den Deuteriumdaten werden die zusätzlichen Ereignisse bei hohen  $y$ -Werten nicht beobachtet. Es ist daher anzunehmen, daß es sich um kohärente Ereignisse mit Bremsstrahlung handelt, wobei der Anteil in den Daten geringer ist als in den MC-Ereignissen.

Daher muß mit einem geeigneten Schnitt versucht werden, den Rest dieser kohärenten Ereignisse mit Bremsstrahlung zu beseitigen. Ein Schnitt bei noch kleineren  $y$ -Werten wäre ungünstig, da er die Anzahl der Ereignisse - insbesondere im interessanten Bereich hoher Schwerpunktsenergien  $W$  - zu sehr reduzieren würde.

Das elektromagnetische Kalorimeter bietet aber die Möglichkeit, Ereignisse mit Bremsstrahlung direkt zu identifizieren. Zahlreiche E665-Analysen haben sich damit beschäftigt [67]. Daraus wurden folgende Bedingungen für identifizierte Ereignisse mit Bremsstrahlung abgeleitet:

- Die Anzahl  $N_{cls}$  der Cluster im Kalorimeter ist kleiner gleich zwei ( $N_{cls} \leq 2$ ) oder der größte Cluster vereinigt mindestens 80 % der im Kalorimeter de-

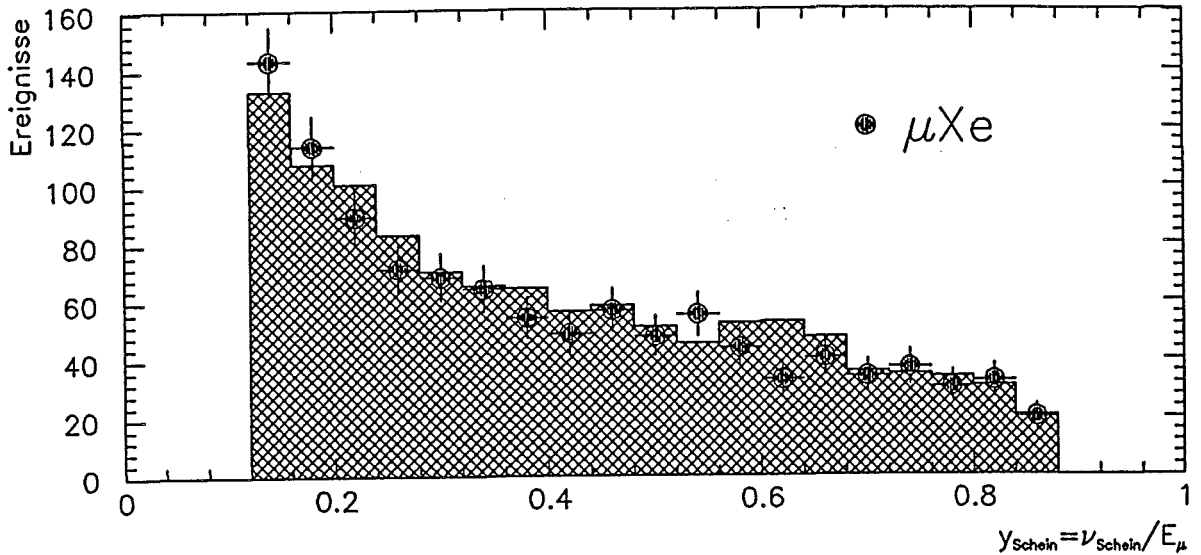


Abb. 6.4:  $y$ -Verteilung von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen nach dem Kalorimeterschnitt im kinematischen Bereich  $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $x > 0.002$ ,  $\theta > 3.5 \text{ mrad}$  und  $8 < W < 30 \text{ GeV}$ . Die gemessenen Daten sind als dunkle Kreise, die Monte-Carlo-Ereignisse ohne kohärenten und quasi-elastischen Anteil und ohne Ereignisse mit  $E_\gamma/\nu > 90\%$  sind als Histogramm dargestellt.

ponierten Energie auf sich ( $E_{\text{cluster}}/\nu > 80\%$ ). Ein Cluster entspricht der Energiedeposition in benachbarten Zellen.

- Das Verhältnis der gesamten im Kalorimeter deponierten Energie  $E_{\text{cal}}$  zur verfügbaren Energie  $\nu$  ist größer als 50 % ( $E_{\text{cal}}/\nu > 0.5$ ).

Alle Ereignisse, die beide Bedingungen erfüllten, wurden verworfen. Dasselbe gilt für Ereignisse, bei denen die Dekodierung der Kalorimeterinformation einen Fehler gemeldet hat. Insgesamt betrifft dieser Schnitt wiederum ca. 10 % der Ereignisse auf der Scan-Liste.

Der apparative Teil des Kalorimeters wurde im Monte-Carlo-Programm nicht simuliert, daher stellt sich die Frage, wie der Kalorimeterschnitt in den Monte-Carlo-Ereignissen richtig zu berücksichtigen sei. Zwischen den verschiedenen Formen von Bremsstrahlungseignissen (inelastisch, quasi-elastisch, kohärent) kann das Kalorimeter nicht unterscheiden. Aus diesen Gründen wird angenommen, daß folgende MC-Ereignisse vom Kalorimeterschnitt verworfen werden:

- Alle kohärenten oder quasi-elastischen Bremsstrahlungseignisse.
- Inelastische Ereignisse, bei denen die Energie  $E_\gamma$  eines Photons mehr als 90 % der Energie  $\nu$  beträgt ( $E_\gamma/\nu > 0.9$ ).

Für hochenergetische Photonen ist die Energiemessung des Kalorimeters nicht linear, d.h. die deponierte Energie  $E_{cal}$  ist kleiner als die Energie  $E_\gamma$  des Photons [67]. Dem trägt der Schnitt  $E_\gamma/\nu > 90\%$  in etwa Rechnung. Nach dieser Prozedur stimmen in Abb. 6.4 die  $y$ -Verteilungen der akzeptierten  $\mu$ Xe-Ereignisse und der akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse gut überein.

Die Gesamtreduktion durch alle bisher in diesem Kapitel aufgeführten Schnitte, bezogen auf die Zahl der Ereignisse der Scan-Liste, folgt aus Tabelle 6.1. Die dort aufgeführten Ereignisse gehen in die physikalische Analyse ein.

Target	Deuterium	Xenon
Scan-Liste (MPI,FNAL)	9 528	4 523
Analyseschnitte	6 309	2 064
Reduktion	34 %	54 %

Tab. 6.1: Anzahl der Ereignisse auf der Scan-Liste und nach den Analyseschnitten. Der Unterschied in der Reduktion zwischen Xenon und Deuterium ist vor allem auf den Radiusschnitt zurückzuführen.

## 6.2 Verteilungen der Ereignisvariablen

Der globale Korrekturfaktor für den Verlust von Ereignissen durch die Ineffizienzen des Triggers oder der Rekonstruktion ist gegeben durch das Verhältnis der Anzahl der im Monte-Carlo-Programm generierten MC-Ereignisse zu der Anzahl der rekonstruierten MC-Ereignisse. Bei den generierten Ereignissen müssen die generierten kinematischen Variablen und bei den rekonstruierten Ereignissen die rekonstruierten kinematischen Variablen in dem in Kapitel 6.1.1 definierten kinematischen Bereich liegen. Damit ergibt sich für den globalen Korrekturfaktor nach Anwendung aller Schnitte, auch der Qualitätsschnitte aus Kapitel 6.1.2,

$$\frac{\text{Anzahl der generierten MC-Ereignisse}}{\text{Anzahl der rekonstruierten MC-Ereignisse}} = 1.50 \pm 0.02 \quad (6.2)$$

im kinematischen Bereich  $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $x > 0.002$ ,  $\theta > 3.5 \text{ mrad}$ ,  $8 < W < 30 \text{ GeV}$  und  $0.1 < y < 0.85$ . Die Akzeptanzen hängen im Rahmen der angegebenen Genauigkeit nicht vom Targetmaterial ab. Die nicht auf Akzeptanzverluste korrigierte Anzahl der Ereignisse ist in Abhängigkeit von  $W$ ,  $Q^2$ ,  $\nu$  und  $x$  in Abb. 6.5 dargestellt. Bis auf eine Diskrepanz bei kleinen  $W$ - bzw.  $\nu$ -Werten sind die  $\mu$ Xe-



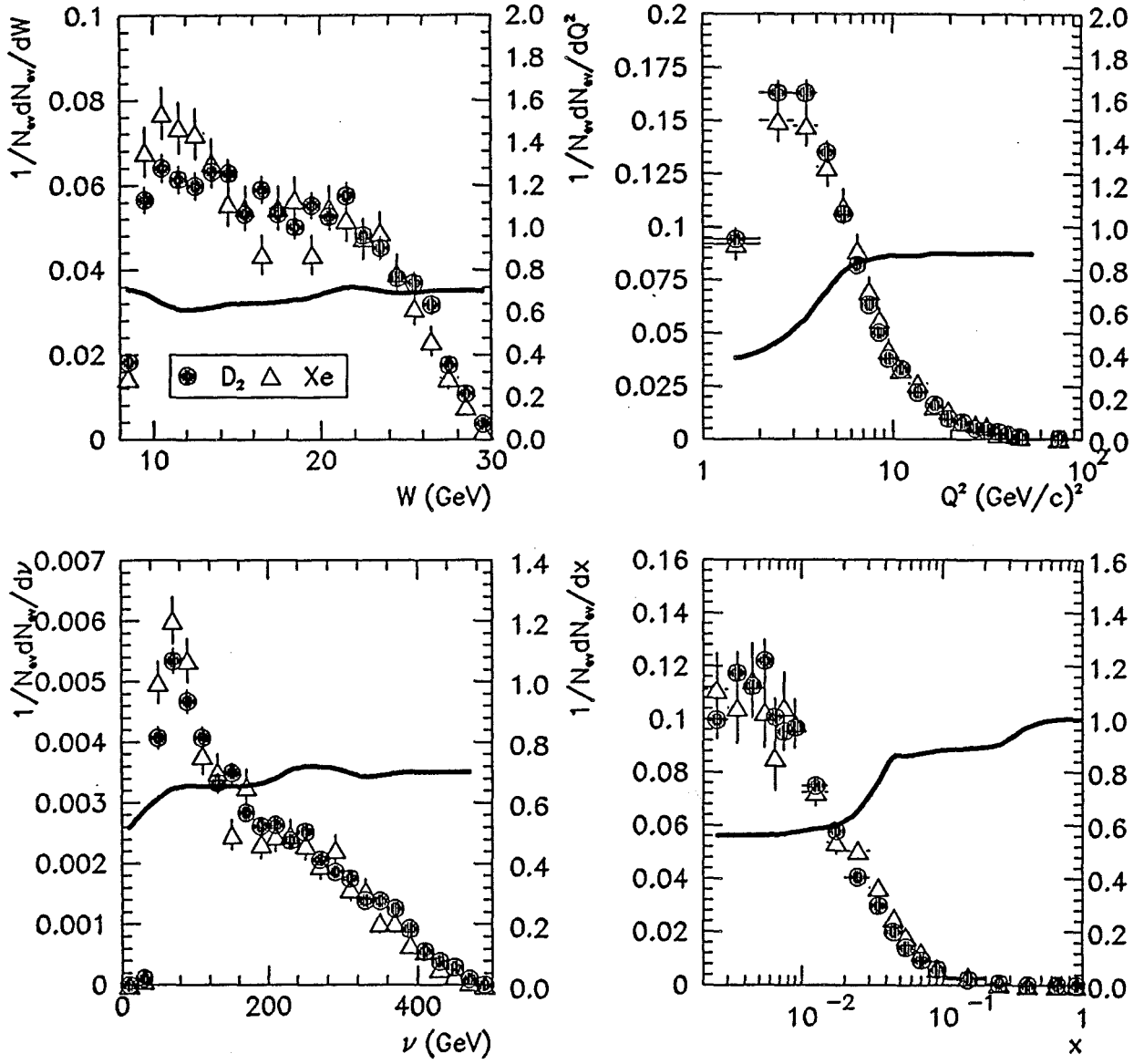


Abb. 6.5: Unkorrigierte Verteilungen der  $\mu Xe$ - und  $\mu D_2$ -Ereignisse als Funktion von  $W$ ,  $Q^2$ ,  $\nu$  und  $x$  (linke Skala). Die Akzeptanzen  $R_{acc}$  (Gl. 6.3) sind als Kurven dargestellt (rechte Skala).

und  $\mu\text{D}_2$ -Verteilungen weitgehend identisch. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für den Vergleich der Hadronproduktion an den beiden Targets.

Die Akzeptanzen  $R_{acc}$  als Funktion der kinematischen Variablen  $W$ ,  $Q^2$ ,  $\nu$  und  $x$  werden in derselben Abbildung gezeigt (rechte Skala):

$$R_{acc}(x) = \frac{\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_{ev}}{dx}(\text{rekonstruiert})}{\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_{ev}}{dx}(\text{generiert})}, \quad (6.3)$$

wobei  $x$  eine der Ereignisvariablen  $W$ ,  $Q^2$ ,  $\nu$  und  $x$  repräsentiert. Die Akzeptanzen hängen kaum von den Energievariablen  $W$  und  $\nu$  ab. Bei kleinen  $Q^2$ - und  $x$ -Werten sind die Akzeptanzverluste jedoch sehr hoch. Dieses Verhalten ist auf die Akzeptanz des LAT-Triggers zurückführbar, die erst bei größeren Streuwinkeln  $\theta \gg 3$  mrad gegen 100 % geht (s. Abb. 3.7). Bei festgehaltenem  $\nu$  und bei festgehaltener Strahlenergie  $E_\mu$  gilt  $Q^2 \propto x \propto \sin^2 \theta/2$ . Da keine  $\nu$ -Abhängigkeit der Akzeptanz vorliegt, wirkt sich die Triggerakzeptanz direkt auf  $Q^2$  und  $x$  aus.

Die Mittelwerte der kinematischen Variablen können Tabelle 6.2 entnommen werden. Die angegebenen Werte beziehen sich auf die auf alle Verluste korrigierten Daten.

Target	$\langle W \rangle$ (GeV)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\nu$ (GeV)	$x$
D <sub>2</sub>	$17.3 \pm 0.1$	$8.1 \pm 0.2$	$177 \pm 2$	$0.037 \pm 0.001$
Xe	$16.8 \pm 0.2$	$7.9 \pm 0.2$	$170 \pm 2$	$0.035 \pm 0.001$

Tab. 6.2: Mittelwerte der Ereignisvariablen  $W$ ,  $Q^2$ ,  $\nu$  und  $x$  nach der Korrektur auf alle Verluste.

### 6.3 Selektion der Teilchen

Die Definition der Spuren wurde im wesentlichen in Kapitel 4.4.1 behandelt. Bei den analysierten Ereignissen kamen nur wenige Selektionskriterien hinzu:

1. Die Spur wurde vom Vertexprozessor erfolgreich an den Primärvertex gefittet.
2. Der Laborimpuls  $p$  des Teilchens ist größer als 200 MeV/c.

Der Impulsschnitt  $p > 200$  MeV/c ist aus zwei Gründen notwendig:

- Teilchen mit Impulsen  $p < 100\text{-}150 \text{ MeV}/c$  werden im Target häufig absorbiert.
- Das Monte-Carlo-Programm bricht die Spurverfolgung bei einer kinetischen Energie des Hadrons von  $E_{\text{kin}}=100 \text{ MeV}$  ab (s. Kap. 5.4).

Der Impulsschnitt beeinflußt die Messung der Multiplizitätszunahme durch die intranukleare Kaskade im Kern und muß daher bei Modellvergleichen immer berücksichtigt werden.

## 6.4 Statistische Protonidentifizierung

Die Informationen der Detektoren zur Teilchenidentifikation (TOF, C0, C1, RICH) waren zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht verfügbar. Im allgemeinen wird daher bei der Berechnung der kinematischen Variablen der Hadronen die Pionmasse ( $m_\pi=139 \text{ MeV}$ ) benutzt.

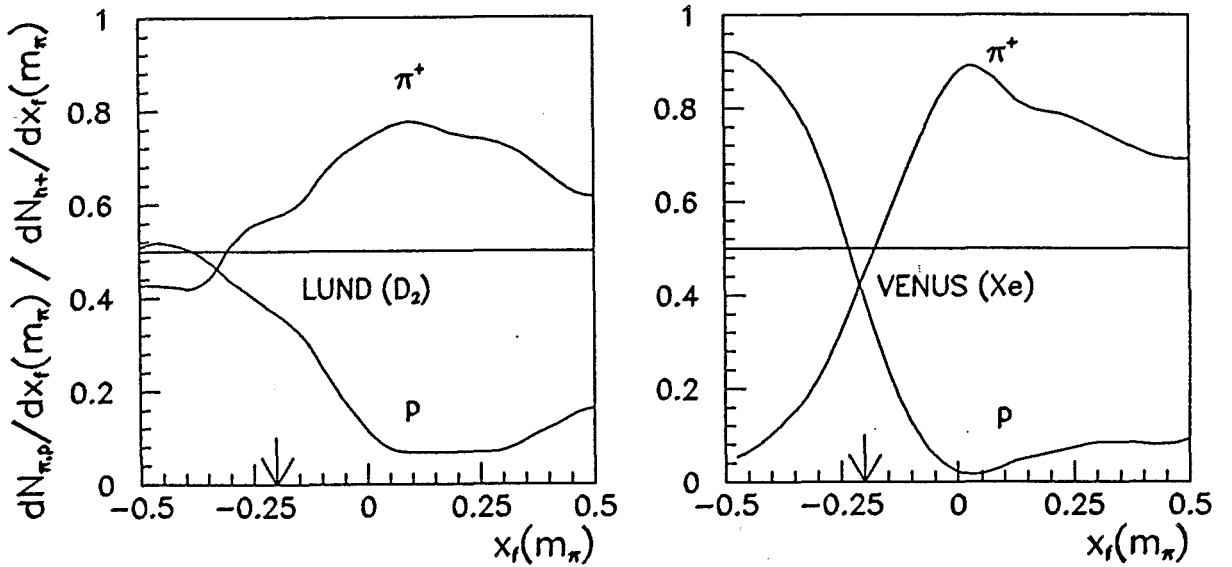


Abb. 6.6: Anteil der Protonen bzw. positiv geladenen Pionen an allen positiv geladenen Hadronen in Abhängigkeit von  $x_f(m_\pi)$ . Die Pfeile zeigen an, ab welchem Wert von  $x_f(m_\pi)$  die Hadronen als Protonen identifiziert wurden. Der kinematische Bereich ist in Kap. 6.1.1 definiert. a: LUND- $\mu D_2$ -Ereignisse; b: VENUS- $\mu Xe$ -Ereignisse.

Vor allem in der Rückwärtshemisphäre ( $x_f < 0$ ) handelt es sich bei den Hadronen häufig um Protonen und nicht um Pionen. Daher kann der Anteil korrekt identifizierter Protonen durch „statistische Identifizierung“ erhöht werden. Dazu wird

angenommen, daß in einem bestimmten  $x_f$ -Bereich die Wahrscheinlichkeit höher ist, ein Proton und nicht ein Pion zu beobachten. Diese Methode wurde bereits von der NA9-Kollaboration angewandt [68].

Für alle im Monte-Carlo-Programm erzeugten Teilchen (p,  $\pi$ , K..) wurde  $x_f$  mit der Pionmasse  $m_\pi$  berechnet und dann das Verhältnis der  $x_f(m_\pi)$ -Verteilungen von generierten Protonen bzw. generierten positiv geladenen Pionen zu der  $x_f(m_\pi)$ -Verteilung aller positiv geladenen Hadronen ( $h^+$ ) gebildet (Abb. 6.6).

Wie erwartet bestehen Unterschiede zwischen den  $\mu D_2$ -Ereignissen des LUND-Programms und den  $\mu Xe$ -Ereignissen des VENUS-Programms: Während die Zahl der Protonen bei kleinen  $x_f(m_\pi)$  für die LUND-Ereignisse nur etwa 50 % beträgt und daher nur die Hälfte der durch die statistische Methode identifizierten Protonen auch tatsächlich Protonen sind, überwiegen wegen der intranuklearen Kaskade im VENUS-Programm die Protonen im Bereich  $x_f(m_\pi) < -0.2$ .

Um den Bereich der intranuklearen Kaskade in den  $\mu Xe$ -Ereignissen besser zu beschreiben, wurde für beide Datensätze folgendes Verfahren gewählt: Positiv geladene Teilchen mit  $x_f(m_\pi) > -0.2$  und alle negativ geladenen Teilchen werden als Pionen, positiv geladene Teilchen mit  $x_f(m_\pi) < -0.2$  als Protonen behandelt.

## 6.5 Kontamination durch Elektronen

Der Untergrund von Elektronen oder Positronen, die an den Primärvertex gestreut wurden, kann mit einfachen Annahmen abgeschätzt werden. Elektronen und Positronen entstehen durch die Konversion von Photonen, die hauptsächlich aus zwei Prozessen hervorgehen:

- dem  $\pi^0$ -Zerfall  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ;
- der QED-Bremsstrahlung  $\mu \rightarrow \mu\gamma$ .

Die mittlere Anzahl  $\langle n \rangle_{\pi^0}$  der  $\pi^0$ -Teilchen pro Ereignis wurde mit dem Kalorimeter im kinematischen Bereich  $10 < W < 31$  GeV,  $50 < \nu < 500$  GeV,  $0.1 < y < 0.6$  und  $Q^2 > 2.0$  (GeV/c)<sup>2</sup> gemessen [47]:

$$\langle n \rangle_{\pi^0} = 5.7 \pm 0.6. \quad (6.4)$$

Wegen ihrer kurzen Lebensdauer ( $\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$  s [65]) zerfallen die  $\pi^0$ -Teilchen sofort am Primärvertex. Wir erhalten daher pro Ereignis im Mittel 11.4 Photonen aus den  $\pi^0$ -Zerfällen, wobei wir der Einfachheit halber die Unterschiede in der Definition der kinematischen Bereiche ignorieren.

Der Anteil der tiefinelastischen Ereignisse mit QED-Bremsstrahlung an allen inelastischen Ereignissen in dem vorher definierten kinematischen Bereich beträgt in Monte-Carlo-Daten ca. 25 % (s. Kap. 5.2). In den Monte-Carlo-Daten wird pro QED-Bremsstrahlungseignis nur ein Photon emittiert. Die mittlere Zahl der Photonen pro Ereignis erhöht sich daher um ca. 0.25 Photonen. Dieser Beitrag ist also wesentlich geringer als der Beitrag aus den  $\pi^0$ -Zerfällen.

Da wir nur eine Abschätzung vornehmen wollen, wird weiterhin angenommen, daß die Gammakonversion unabhängig von der Photonenergie ist und daß Elektronen und Positronen, die weiter als 10 cm vom Primärvertex entstehen, nicht mehr an den Primärvertex gefittet werden. Der Abstand  $X$  von 10 cm entspricht 0.013 Strahlungslängen ( $L_R$ ) im Deuteriumtarget und 0.1 Strahlungslängen im Xenontarget. Die Wahrscheinlichkeit  $P(X)$  für eine Gammakonversion in diesem Bereich ist

$$P_{\gamma \rightarrow e^+e^-}(X) = 1 - \exp\left(-\frac{7X}{9L_R}\right). \quad (6.5)$$

Innerhalb 10 cm entstehen daher aus Gammakonversionen ca. 0.2 Elektronen und Positronen im Deuteriumtarget und ca. 1.7 Elektronen und Positronen im Xenontarget.

Bei Monte-Carlo-Ereignissen (LUND) werden vom Vertexprozessor im Deuteriumtarget 0.3 und im Xenontarget 1.1 Elektronen und Positronen an den Primärvertex gefittet. Das sind etwa 5 % der an den Primärvertex gefitteten Spuren beim Deuterium und etwa 16 % beim Xenon. Diese Zahlen sind mit der groben Abschätzung verträglich.

Mit dem Kalorimeter ließe sich wegen dessen begrenzter geometrischer Akzeptanz nur ein kleiner Teil der Elektronen identifizieren. In der durch das Monte-Carlo-Programm bestimmten Korrektur werden die Elektronen und Positronen der beiden genannten Prozesse jedoch mitberücksichtigt.

Ein zusätzlicher systematischer Fehler entsteht allerdings dann, wenn die Simulation nicht den tatsächlichen Gegebenheiten entspricht. Aus der intranuklearen Kaskade im Xenon ist eine Zunahme der  $\pi^0$ -Multiplizität und damit der nicht im LUND-Monte-Carlo-Programm enthalten zusätzlichen Photonen zu erwarten. Wie später gezeigt werden wird, ist die Zunahme der  $\pi^-$ -Multiplizität aus der intranuklearen Kaskade im Xenon eher gering. Die Mehrzahl der zusätzlichen Hadronen sind Protonen. Es sollte daher die Zunahme der  $\pi^0$ -Multiplizität und der daraus resultierende systematische Fehler ebenfalls klein sein.

## 6.6 Genauigkeit der Messung von Hadronvariablen

Im Monte-Carlo-Programm läßt sich die ursprüngliche Identität eines rekonstruierten Teilchens feststellen. Um eine Vorstellung von den Fehlern bei der Rekonstruk-

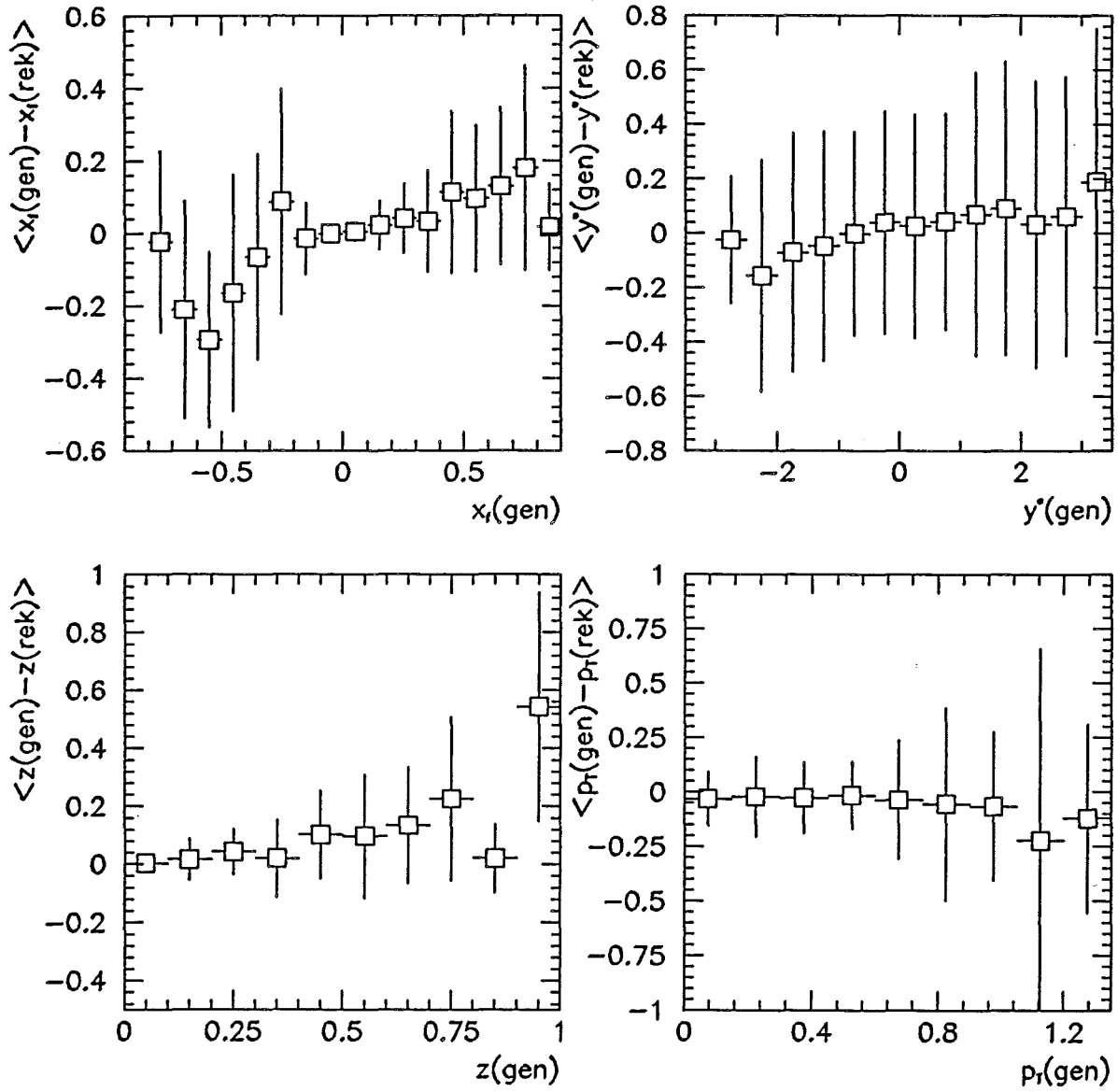


Abb. 6.7: Mittelwerte der Differenzen der generierten und rekonstruierten Hadronvariablen  $x_f$ ,  $y^*$ ,  $z$  und  $p_T$  in Abhängigkeit von den generierten Hadronvariablen ( $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse). Die Balken repräsentieren nicht die Fehler der Mittelwerte, sondern die Streuungen  $\sigma$  der Verteilungen der Differenzen.

tion der verschiedenen Hadronvariablen ( $x_f$ ,  $y^*$ ,  $z$  und  $p_T$ ) zu bekommen, wurden in Abbildung 6.7 die Mittelwerte der Differenzen zwischen den Werten der generierten Hadronvariablen und der rekonstruierten Hadronvariablen in Abhängigkeit von den Werten der generierten Hadronvariablen dargestellt. Die Balken repräsentieren nicht die Fehler der Mittelwerte, sondern die Streuungen der Verteilungen der Differenzen. Sie sind daher ein Maß für die Genauigkeit der Rekonstruktion.

In die Differenzen (z.B.  $x_f(\text{gen}) - x_f(\text{rek})$ ) gehen sowohl die Fehler bei der Impulsbestimmung der Hadronen als auch die Fehler bei der Bestimmung der kinematischen Variablen des Ereignisses (z.B.  $W$ ) ein. Außerdem bewirkt eine falsch gewählte Hadronmasse eine Verschiebung bei der Berechnung der energieabhängigen Größen ( $x_f$ ,  $z$ ,  $y^*$ ).

Die Mittelwerte der Abweichungen liegen im allgemeinen um null. Bei negativen  $x_f$ - bzw.  $y^*$ -Werten ist eine systematische Verschiebung zu negativen Werten hin zu beobachten, was auf falsche Massenhypothesen ( $m = m_\pi$ ) bei generierten Protonen zurückzuführen ist. Bei hohen Werten von  $x_f$ ,  $z$  und  $y^*$  ist die Abweichung dagegen systematisch positiv (s. Kap. 5.2).

Die Streuung  $\sigma(y^*)$  der Rapidität  $y^*$  ist im gesamten Wertebereich ungefähr gleich, im Mittel ist  $\sigma(y^*) = 0.3$ . Für  $x_f$  ist die Streuung bei kleinen Werten ( $x_f < -0.2$ ) und großen Werten ( $x_f > 0.2$ ) vergleichsweise groß ( $\sigma(x_f) \approx 0.2$ ). Bei den  $z$ - und  $p_T$ -Verteilungen nimmt die Streuung zu hohen  $z$ - bzw.  $p_T$ -Werten hin zu.

## 7 Multiplizitätsverteilungen

Die physikalische Fragestellung dieses Kapitels ist der Vergleich von Multiplizitätsverteilungen in der Myon-Deuterium-Streuung und der Myon-Xenon-Streuung. Multiplizitätsverteilungen geladener Hadronen sind für fast alle Reaktionsarten (z. B.  $\mu p$ ,  $e^+e^-$ ,  $pp$ ) untersucht worden, da sie über die allgemeinen Eigenschaften der Fragmentation Aufschluß geben und daher Vergleiche zwischen den Reaktionsarten ermöglichen.

Als erstes werden die Parameter der negativen Binomialverteilung mit Hilfe der gemessenen Multiplizitätsverteilungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $W$  bestimmt. Die  $\mu D_2$ -Verteilungen werden mit veröffentlichten Daten aus der Lepton-Nukleon-Streuung verglichen, um dann die Unterschiede in den Multiplizitätsverteilungen von  $\mu Xe$ - und  $\mu D_2$ -Ereignissen für die Vorwärts- und Rückwärts-hemisphäre der Ereignisse, für positiv und negativ geladene Teilchen und in Rapi-ditätsintervallen zu untersuchen.

Die Anpassung der Levy-Funktion und der lognormalen Verteilung an die Multiplizitätsverteilungen ermöglicht den Vergleich von KNO-Skalenverhalten in den Multiplizitätsverteilungen der Myon-Nukleon-Streuung mit Daten der  $pp$ -Streuung und der  $e^+e^-$ -Streuung.

Zu Beginn werden die Methode zur Korrektur der experimentellen Verluste und die systematischen Fehler kurz diskutiert.

### 7.1 Diskussion der Korrekturmethoden

Die gemessene Multiplizitätsverteilung ist gegeben durch

$$S_{meas}(n) = N_{ev}(n), \quad (7.1)$$

$N_{ev}(n)$  ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse mit  $n$  geladenen Hadronen. Die Monte-Carlo (MC)-Korrektur der gemessenen Multiplizitätsverteilung  $S_{meas}(n)$  auf apparative Effekte und Rekonstruktionsverluste kann mit verschiedenen Methoden durchgeführt werden. Am einfachsten ist es, global mit dem Verhältnis der generierten Multiplizitätsverteilung  $S_{gen}(n)$  im untersuchten kinematischen Intervall und der rekonstruierten Multiplizitätsverteilung  $S_{rec}(n)$  im rekonstruierten kinematischen Intervall zu multiplizieren. Die korrigierte Multiplizitätsverteilung  $S_{cor}(n)$  erhält man aus der gemessenen Verteilung  $S_{meas}(n)$  durch

$$S_{cor}(n) = \frac{S_{gen}(n)}{S_{rec}(n)} S_{meas}(n). \quad (7.2)$$



Präziser ist es, die Verschiebungen in der Multiplizität durch eine Migrationsmatrix  $C$  zu berücksichtigen. Die Matrix  $C$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Ereignis mit rekonstruierter Multiplizität  $m$  in Wahrheit die Multiplizität  $n$  hat,

$$C_{nm} = \frac{N(n, m)}{S_{rec}(m)} = \frac{N(n, m)}{\sum_{n'} N(n', m)}. \quad (7.3)$$

$N(n, m)$  ist die Anzahl der MC-Ereignisse mit wahrer Multiplizität  $n$  und rekonstruierter Multiplizität  $m$ . Die korrigierte Multiplizitätsverteilung  $S_{cor}(n)$  ergibt sich aus der Multiplikation der gemessenen Verteilung  $S_{meas}(m)$  mit der Matrix  $C$ ,

$$S_{cor}(n) = \epsilon_n \sum_m C_{nm} S_{meas}(m). \quad (7.4)$$

In die Matrix  $C$  geht die Verteilung  $S_{true}(n)$  der wahren Multiplizität aller rekonstruierten Ereignisse im rekonstruierten kinematischen Intervall (z. B. von  $W$ ) ein, während die generierte Multiplizitätsverteilung  $S_{gen}(n)$  alle generierten, d. h. auch die nicht rekonstruierten Ereignisse, aus dem generierten kinematischen Intervall umfaßt. Es ist daher notwendig, zusätzlich einen Korrekturfaktor  $\epsilon_n$  einzuführen:

$$\epsilon_n = \frac{S_{gen}(n)}{S_{true}(n)}. \quad (7.5)$$

Der Faktor  $\epsilon_n$  beschreibt die Akzeptanzverluste durch Ereignisse, die nicht rekonstruiert wurden, sowie die Korrektur durch falsch rekonstruierte Ereignisvariablen im untersuchten kinematischen Intervall. Er beinhaltet daher auch die Strahlungskorrekturen.

Die Korrekturmethode nach Gl. 7.4 wurde bei früheren Analysen der  $\mu D_2$ -Daten dieses Experimentes [69] und der  $\mu p$ -Daten der NA9-Kollaboration [70] angewandt. Sie hat jedoch den Nachteil, daß die vom Monte-Carlo-Programm vorgegebene wahre Multiplizitätsverteilung  $S_{true}(n)$  direkt in die Matrix eingeht und das Ergebnis der Korrektur dazu tendiert, die Monte-Carlo-Verteilung zu reproduzieren. Sie führt daher unter Umständen zu falschen Ergebnissen.

Eine alternative Methode besteht darin, die Matrix

$$\tilde{C}_{mn} = \frac{N(n, m)}{S_{true}(n)} = \frac{N(n, m)}{\sum_{m'} N(n, m')}. \quad (7.6)$$

zu bestimmen, welche - nach Konstruktion - die wahre Multiplizitätsverteilung  $S_{true}(n)$  in die rekonstruierte Multiplizitätsverteilung  $S_{rec}(m)$  überführt. Die Matrix  $\tilde{C}$  hat den Vorteil, von der wahren Multiplizitätsverteilung  $S_{true}(n)$  unabhängig zu sein. Mit den experimentellen Daten erhält man die korrigierte Multiplizitätsverteilung  $S_{cor}(n)$  durch Anwendung der inversen Matrix  $\tilde{C}^{-1}$  auf die gemessene Multiplizitätsverteilung  $S_{meas}(m)$ :

$$S_{cor}(n) = \epsilon_n \sum_m (\tilde{C})_{nm}^{-1} S_{meas}(m). \quad (7.7)$$

Es kann jedoch gezeigt werden [71], daß kleine statistische Schwankungen in  $S_{meas}(m)$  zu starken Fluktuationen in  $S_{cor}(n)$  führen, weshalb diese Methode nicht unmittelbar in der Form von Gleichung 7.7 anwendbar ist.

Es wurde daher eine kombinierte Korrektur- und Fitmethode [73] gewählt. Mit einem Fit wird diejenige theoretische Verteilung  $T(n; \beta)$  bestimmt (in unserem Fall z. B. eine negative Binomialverteilung), die nach Anwendung der Korrekturmatrix am besten die gemessene, unkorrigierte Verteilung beschreibt. Zur Bestimmung der Parameter  $\beta$  wird ein  $\chi^2$  der Art

$$\chi^2 = \sum_m \frac{(S_{meas}(m) - \sum_n \tilde{C}_{mn} \epsilon_n^{-1} T(n; \beta))^2}{\sigma_m^2} \quad (7.8)$$

minimiert.

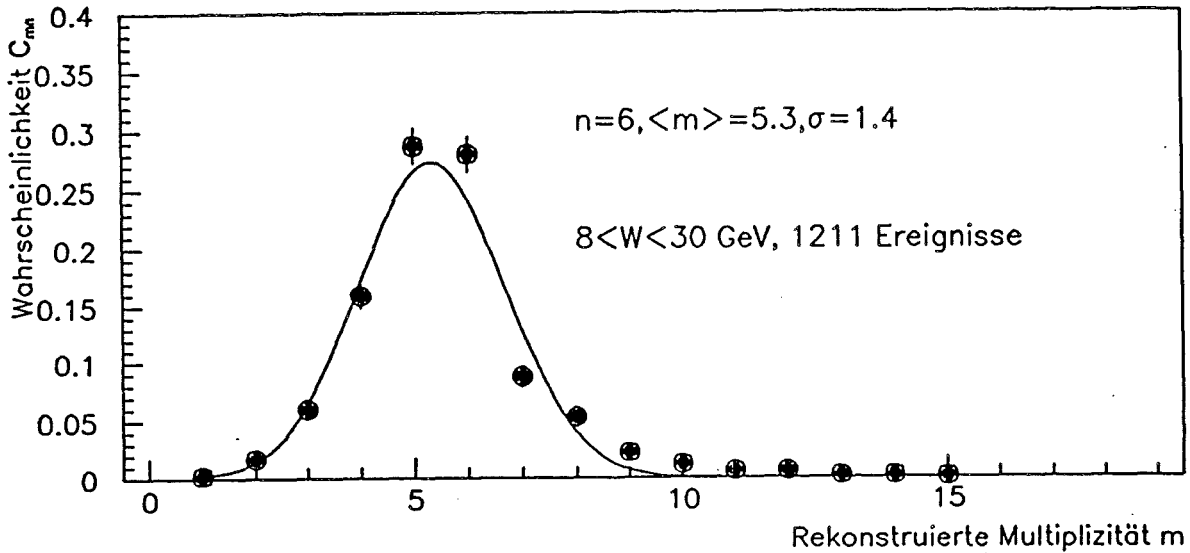


Abb. 7.1: Wahrscheinlichkeit  $\tilde{C}_{mn}$ , daß eine wahre Multiplizität  $n = 6$  als Multiplizität  $m$  rekonstruiert wird ( $\mu D_2$ -Ereignisse des LUND-MC-Programm). Die angepaßte Gaußfunktion hat den Mittelwert  $\langle m \rangle = 5.3$  und die Streuung  $\sigma = 1.4$ .

Die Fehlerbehandlung ist bei diesem Verfahren unproblematischer als bei der direkten Matrixkorrektur (Gl. 7.3), da der Faktor  $\sigma_m^2$  einfach die quadratische Summe der statistischen Fehler von  $S_{meas}(m)$  und der statistischen Fehler von  $\sum_n \tilde{C}_{mn} \epsilon_n^{-1} T(n; \beta)$  aufgrund der endlichen Zahl von MC-Ereignissen ist.

Da die korrigierte Multiplizitätsverteilung  $S_{cor}(n)$  bei dieser Methode nicht direkt bestimmt wird, sondern durch eine glatte Funktion  $T(n; \beta)$  dargestellt wird, werden die oben erwähnten starken Fluktuationen in der korrigierten Multiplizitätsverteilung unterdrückt.

Modellunabhängigkeit ist in unserem Fall besonders wichtig, da das zugrundeliegende Monte-Carlo-Programm LUND keine Kerneffekte enthält und daher die Xenondaten nicht richtig beschreiben kann (s. Kap. 2.6). Die rekonstruierten Multiplizitätsverteilungen von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen erstrecken sich zu vielen höheren rekonstruierten Multiplizitäten ( $\approx 25$ ) als im Monte-Carlo-Programm ( $\approx 15$ ). Da über diesen Bereich keine Information existiert, müssen wir uns mit einer Extrapolation der Migrationsmatrix für hohe Multiplizitäten behelfen.

Diese Extrapolation läßt sich nur für die Matrix  $\tilde{C}$  durchführen. In der Matrix  $\tilde{C}$  gibt jede Spalte  $n_0$  die rekonstruierte Multiplizitätsverteilung  $N(n_0, m)$  zur vorgegebenen Multiplizität  $n_0$  an.  $N(n_0, m)$  hängt im wesentlichen von den Unzulänglichkeiten der experimentellen Rekonstruktion ab, die im MC-Programm gut simuliert ist, und ist vollkommen unabhängig von der wahren Multiplizitätsverteilung  $S_{true}(n)$ , die vom MC-Programm vorgegeben ist. Deshalb ist eine Erweiterung der Matrix  $\tilde{C}$  zu höheren Werten von  $n_0$  durch Extrapolation des bekannten Teils der Matrix möglich.

Wie Abbildung 7.1 zeigt, kann die Wahrscheinlichkeit, bei gegebener wahrer Multiplizität  $n$  die Multiplizität  $m$  zu rekonstruieren, durch eine Gaußverteilung angenähert werden. Ist die Anzahl der Ereignisse mit wahrer Multiplizität  $n$  kleiner gleich 4, wird die entsprechende Spalte der Matrix mit einer auf eins normierten Gaußverteilung gefüllt, deren Mittelwert und Streuung mit Hilfe des bekannten Teils der Matrix extrapoliert werden.

Für alle Ergebnisse dieses Kapitels wurden nur Spuren mit Impulsen  $p > 200 \text{ MeV}/c$  berücksichtigt (s. Kap. 6.3). Die Verluste aufgrund dieses Impulsschnittes sind in der Korrektur nicht enthalten.

## 7.2 Die negative Binomialverteilung

Als eine der möglichen theoretischen Multiplizitätsverteilungen  $T(n; \beta)$  wird die negative Binomialverteilung (NBD) [72] eingesetzt, die zuerst von der UA5-Kollaboration auf pp-Daten angewandt wurde [73]. Die negative Binomialverteilung,

$$P(n; \bar{n}, k) = \binom{n+k-1}{n} \cdot \left( \frac{\bar{n}}{\bar{n}+k} \right)^n \cdot \left( \frac{k}{\bar{n}+k} \right)^k, \quad (7.9)$$

hat zwei freie Parameter  $\bar{n}$  und  $1/k$  ( $k > 0$ ). Aus technischen Gründen erweist es sich als günstig, auch die Normierung von  $P(n; \bar{n}, k)$  als weiteren freien Parameter einzuführen. Die mittlere Multiplizität  $\langle n \rangle$  und die Dispersion  $D$  der NBD können aus  $\bar{n}$  und  $1/k$  abgeleitet werden:

$$\langle n \rangle = \bar{n} \quad (7.10)$$

$$D^2 = \bar{n} + \frac{\bar{n}^2}{k}. \quad (7.11)$$

Die Breite  $D_z$  der Verteilung der reduzierten Multiplizität  $z = n/\bar{n}$  ergibt sich daraus zu

$$D_z^2 = \left(\frac{D}{\bar{n}}\right)^2 = \frac{1}{\bar{n}} + \frac{1}{k}, \quad (7.12)$$

für den Mittelwert  $\langle z \rangle$  der Verteilung der reduzierten Multiplizität gilt trivialerweise  $\langle z \rangle = 1$ . KNO-Skalenverhalten [74] bedeutet, daß die Verteilung der Variablen  $z$ , die KNO-Verteilung  $\Psi(z)$ , nicht von der Schwerpunktsenergie  $W$  abhängt. Aus KNO-Skalenverhalten folgt daher, daß die reduzierte Breite  $D_z$  ebenfalls konstant bleibt (s. Kap. 7.8).

Für  $1/k \rightarrow 0$  geht die NBD in eine Poissonverteilung über, ist  $k < 0$  und  $k$  ganzzahlig handelt es sich um eine einfache Binomialverteilung.

Eine physikalische Interpretation der NBD wird von L. van Hove und A. Giovannini [72] im Rahmen des Clan Modells gegeben. Am Anfang der Reaktion entstehen unabhängige „Clans“, die einer Poissonverteilung folgen. Die Clans produzieren in einer Kaskade (nicht zu verwechseln mit der intranuklearen Kaskade, von der sonst die Rede ist) Teilchen mit einer logarithmischen Verteilung. Eine Faltung der beiden Verteilungen (Poisson und logarithmisch) ergibt dann die NBD. Die mittlere Anzahl  $\bar{N}$  der Clans und die mittlere Anzahl  $\bar{n}_c$  der Teilchen pro Clan berechnet sich aus den NBD-Parametern  $\bar{n}$  und  $1/k$ :

$$\bar{n}_c = \frac{\bar{n}}{k} / \ln \left(1 + \frac{\bar{n}}{k}\right) \quad (7.13)$$

$$\bar{N} = \frac{\bar{n}}{\bar{n}_c}. \quad (7.14)$$

Dieses Modell ist aber nur anwendbar für  $k > 0$ , also die eigentliche negative Binomialverteilung (NBD). Die physikalische Interpretation im Fall  $k < 0$  ist unklar. Dasselbe gilt für andere Modelle, die zu einer NBD führen. Eine Zusammenstellung solcher Modelle findet sich in [75].

Wie später gezeigt werden wird, tritt der Fall  $k < 0$  in den Daten häufig auf. Für  $k < 0$  sei daher noch auf ein besonderes Verhalten der Binomialverteilung hingewiesen, das bei einigen der Fits eine Rolle spielt, indem es den erlaubten Parameterbereich einschränkt. Die Binomialverteilung wird üblicherweise aus einer Rekursionsformel berechnet,

$$P(n+1) = P(n) \frac{\bar{n}(k+n)}{(n+1)(\bar{n}+k)} = P(n)A(n). \quad (7.15)$$

Damit  $P(n)$  in den Gleichungen 7.9 und 7.15 definiert ist, muß für  $k < 0$  auch  $\bar{n}+k < 0$  gelten. Handelt es sich bei  $k$  nicht um eine ganze Zahl, so wird der Faktor  $A(n)$  niemals identisch null und  $A(n)$  wird negativ, falls  $n > -k$  ist:

$$\left. \begin{array}{l} A(n) < 0 \\ \bar{n} + k < 0 \end{array} \right\} \Rightarrow k + n > 0 \Rightarrow n > -k \quad (7.16)$$

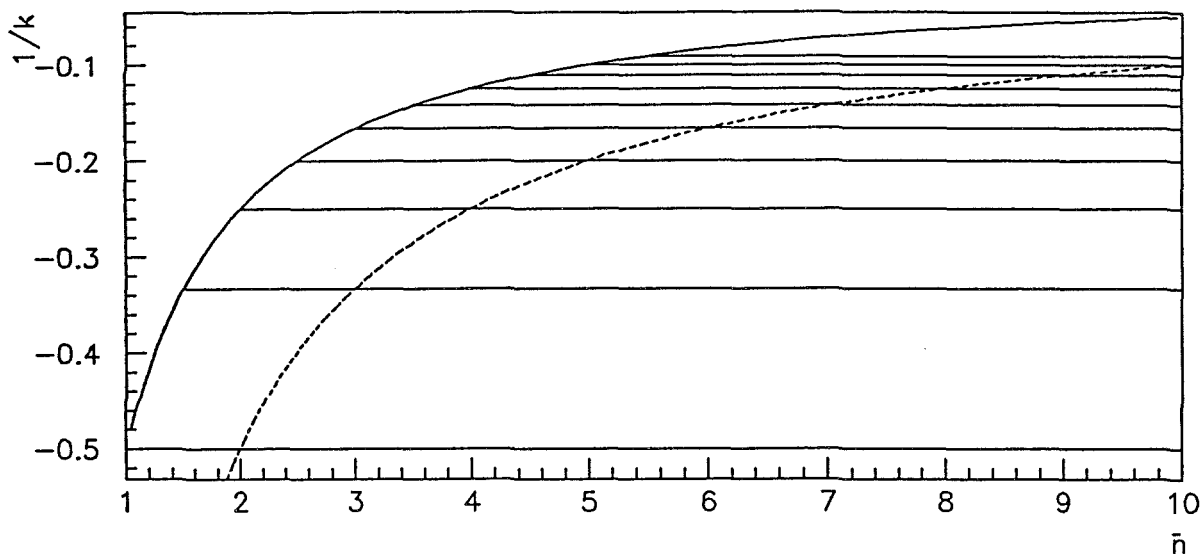


Abb. 7.2:  $1/k$  gegen  $\bar{n}$ . Die Kurven  $k = -2\bar{n}$  (durchgezogen) und  $k = -\bar{n}$  (gestrichelt) sowie die ganzzahligen Werte von  $k$  sind eingezeichnet.

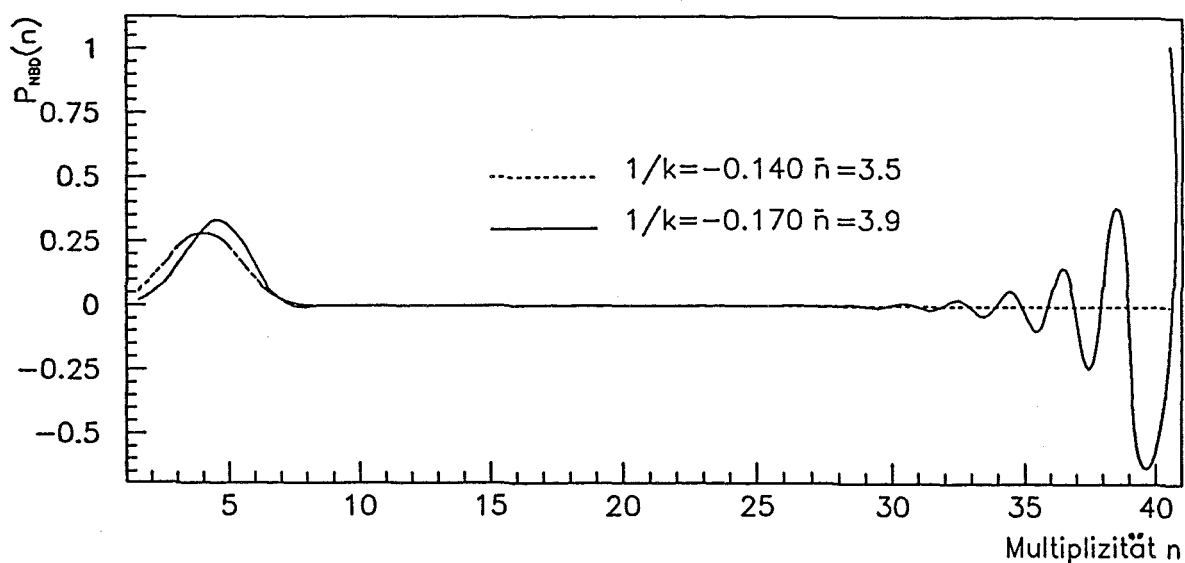


Abb. 7.3: Binomialverteilung für zwei verschiedene Werte von  $1/k$  und  $\bar{n}$ , die zu Oszillationen führen. Im einen Fall ( $1/k = -0.140$  und  $\bar{n} = 3.5$ , d.h.  $k < -2\bar{n}$ ) geht die Verteilung gegen null, im anderen Fall ( $1/k = -0.170$  und  $\bar{n} = 3.9$ , d.h.  $k > -2\bar{n}$ ) nehmen die Oszillationen zu.

In diesem Fall oszilliert die Verteilung zwischen positiven und negativen Werten für alle  $n > -k$ . Bei  $A(n) < -1$  wird die Oszillation sogar verstärkt. Der Punkt, an dem dies geschieht, sei „kritische Multiplizität  $n_k$ “ genannt:

$$A(n_k) = -1 \Leftrightarrow n_k = \frac{-(k\bar{n} + \bar{n} + k)}{2\bar{n} + k} \quad (7.17)$$

Der Pol bei  $k = -2\bar{n}$  markiert die Grenze zwischen positiven und negativen  $n_k$  im Wertebereich der Abbildung 7.2. Abbildung 7.3 zeigt das Verhalten einer Funktion mit  $k < -2\bar{n}$  im Vergleich zu einer Funktion mit  $k > -2\bar{n}$ . Beide Funktionen oszillieren, aber für  $k < -2\bar{n}$  geht die Verteilung gegen null.

### 7.3 Systematische Fehler

Mehrere mögliche Ursachen für systematische Fehler sollen hier untersucht werden: Der Einfluß sekundärer Wechselwirkungen im Target und die Unterschiede zwischen den am MPI und am FNAL gemessenen Daten sowie der Einfluß der MC-Korrektur.

- Sekundäre Wechselwirkungen

Wenn sekundäre Wechselwirkungen der in der Primärwechselwirkung erzeugten Hadronen an weiteren Targetkernen mit Hilfe des Vertexprozessors vollständig abgetrennt würden oder aber wenigstens der Einfluß sekundärer Wechselwirkung im Monte-Carlo-Programm korrekt simuliert wäre, dürfte die korrigierte mittlere Multiplizität  $\langle n \rangle$  der Ereignisse keine Funktion der Vertexposition in  $x$ -Richtung sein.

Target $x$ (m)	$\bar{n}(D_2)$	$\bar{n}(Xe)$
$-11.7 < x < -11.4$	$8.57 \pm 0.34$	$10.23 \pm 0.23$
$-11.4 < x < -11.1$	$8.12 \pm 0.20$	
$-11.1 < x < -10.8$	$7.72 \pm 0.18$	$10.24 \pm 0.25$
$-10.8 < x < -10.5$	$7.60 \pm 0.20$	

Tab. 7.1: Abhängigkeit des NBD-Parameters  $\bar{n}$  (mittlere Multiplizität) von der  $x$ -Position des Primärvertex für die  $D_2$ -Daten (4 Targetintervalle) und die Xe-Daten (2 Targetintervalle).

Abbildung 7.4a und Tabelle 7.1 zeigen die gefitteten Werte des NBD-Parameters  $\bar{n}$  für die  $D_2$ -Daten in vier Targetintervallen. Die Korrektur wurde mit der im vorhergehenden Paragraphen beschriebenen Methode durchgeführt

(Gl. 7.8). Aus der Abhängigkeit von der  $x$ -Position ergibt sich ein systematischer Fehler von  $\delta\bar{n} = \pm 0.35$  oder

$$\left. \frac{\delta\bar{n}}{\bar{n}} \right|_{\text{Sek}} \approx \pm 4.5\% (D_2) \quad (7.18)$$

für die  $\mu D_2$ -Daten. Da das  $D_2$ -Target die doppelte Dichte der Xenon- und Wasserstofftargets (s. Tab. 3.1) hat, ist der systematische Fehler durch sekundäre Wechselwirkungen hier am bedeutendsten. Für die Xenondaten ist er im Vergleich zu anderen Fehlern klein.

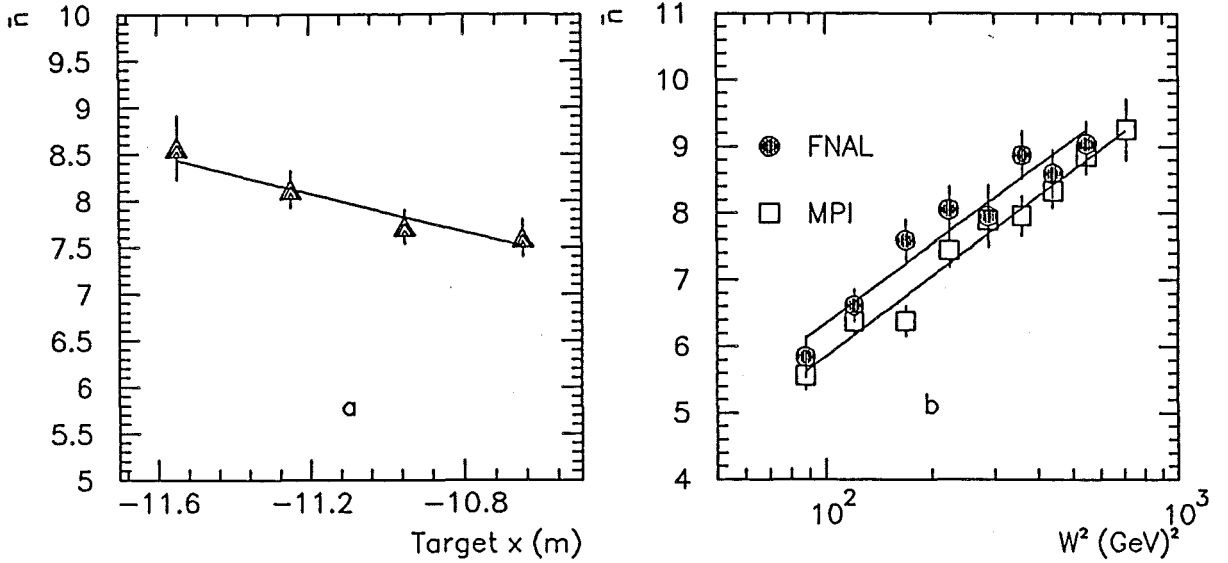


Abb. 7.4: a: Abhängigkeit des NBD-Parameters  $\bar{n}$  (mittlere Multiplizität) von der  $x$ -Position des Primärvertex für  $D_2$ -Daten (s. Tab. 7.1). b:  $W^2$ -Abhängigkeit von  $\bar{n}$  für die am FNAL und die am MPI gemessenen  $D_2$ -Daten.

Um die statistischen Fluktuationen zu begrenzen, werden in Tabelle 7.1 für  $\mu\text{Xe}$ -Daten nur zwei Targetintervalle unterschieden. Eine Abhängigkeit des Parameters  $\bar{n}$  von der  $x$ -Position des Primärvertex ist nicht feststellbar.

- Unterschiede zwischen den Laboratorien

Messungen an den verschiedenen Laboratorien (MPI und FNAL) sind nicht äquivalent. Das liegt zum einen an der unterschiedlichen Genauigkeit der Meßapparaturen, aber auch an der unterschiedlichen Interpretation der Meßregeln. Im Rekonstruktionsprozeß wurde versucht, die auffälligsten Unterschiede zu beseitigen, vor allem im Bereich der Streamerkammerspuren in Vorwärtsrichtung (s. Kap. 4.4.1).

Trotzdem ist der Unterschied zwischen den Laboratorien eine wesentliche Ursache für systematische Fehler. Abbildung 7.4b zeigt  $\bar{n}$  in Abhängigkeit von  $W^2$

für die D<sub>2</sub>-Datensätze der beiden Laboratorien. Gemittelt über alle  $W$  beträgt die mittlere Multiplizität  $\bar{n}(D_2)$  der am MPI gemessenen Daten  $7.60 \pm 0.08$  und der am FNAL gemessenen Daten  $7.99 \pm 0.11$ . Der daraus sich ergebende systematische Fehler beläuft sich auf  $\delta\bar{n} = \pm 0.20$  für die D<sub>2</sub>-Daten und ca.  $\delta\bar{n} = \pm 0.25$  für die Xe-Daten. Der relative systematische Fehler ist in etwa

$$\left. \frac{\delta\bar{n}}{\bar{n}} \right|_{Lab} \approx \pm 2.5\%. \quad (7.19)$$

- Monte-Carlo-Korrektur

Der Fehler der Monte-Carlo-Korrektur ist schwer abzuschätzen, da zur Korrektur nur MC-Daten auf der Basis einer LUND-Version (LEPTO 4.3 - JET-SET 4.3) existieren. Die Korrektur der Daten mit einem alternativen Model (VENUS), das Kerneffekte im Xenon berücksichtigt, ist prinzipiell möglich, die entsprechenden MC-Ereignisse waren zum Zeitpunkt dieser Arbeit jedoch noch nicht verfügbar. Daraus ergeben sich zusätzliche systematische Unsicherheiten für die Korrektur der Xenondaten im Bereich der intranuklearen Kaskade ( $y^* < 0$ ) und die dazu notwendige oben beschriebene Extrapolation der Korrekturmatrix.

Der systematische Fehler von  $\bar{n}$  aufgrund der Matrixextrapolation wurde mit Hilfe verschiedener Annahmen für die Extrapolation auf etwa  $\delta\bar{n} = \pm 0.3$  für die Xenondaten abgeschätzt, entsprechend einem relativen Fehler von ca.

$$\left. \frac{\delta\bar{n}}{\bar{n}} \right|_{MC} \approx \pm 3.0\% \text{ (Xe)} \quad (7.20)$$

Fehlerquelle	$\delta\bar{n}(D_2)$	$\delta\bar{n}(\text{Xe})$
Abhängigkeit von $x_{\text{Vertex}}$	0.35 (4.5 %)	–
Laborabhängigkeit	0.20 (2.5 %)	0.25 (2.5 %)
MC-Korrektur	0.10 (1.0 %)	0.30 (3.0 %)
$\sqrt{\text{Quadratische Summe}}$	0.4 (5 %)	0.4 (4 %)

Tab. 7.2: Abschätzung des systematischen Fehlers von  $\bar{n}$  durch quadratische Addition der Einzelfehler.

Für die Bestimmung der Korrekturmatrix der Deuteriumdaten wurden zwei verschiedene Monte-Carlo-Datensätze zusammengefaßt, einer mit und einer ohne vom



Programm GAMRAD (s. Kap. 5.2) berechneten Strahlungskorrekturen. Auch beim Xenon wurden verschiedene Monte-Carlo-Datensätze addiert. Der zusätzliche systematische Fehler ist ca.  $\delta\bar{n} = \pm 0.1$  oder

$$\left. \frac{\delta\bar{n}}{\bar{n}} \right|_{MC} \approx \pm 1.0\%. \quad (7.21)$$

Der gesamte systematische Fehler  $\delta\bar{n}$  ist nach quadratischer Addition der Einzelfehler  $\approx \pm 0.4$  für beide Targetmaterialien (s. Tab. 7.2), wobei die Unsicherheiten beim Xenon wegen der Kerneffekte vor allem in der Rückwärtshemisphäre liegen. Die in dieser Arbeit gezeigten Fehler sind immer die statistischen Fehler oder die vom Fitprogramm MINUIT [76] berechneten Fehler, soweit nichts anderes angegeben wird.

#### 7.4 Energieabhängigkeit von $\bar{n}$ und $1/k$

$W$ -Intervall (GeV)	$\langle W \rangle$ (GeV)	$N_{ev}(D_2)$	$N_{ev}(Xe)$
8–10	9.4	472	170
10–12	11.0	792	311
12–14	13.0	777	284
14–16	15.0	732	228
16–18	17.0	709	202
18–20	19.0	666	207
20–22	21.0	695	220
22–25	23.4	829	280
25–30	26.6	637	162

Tab. 7.3: Anzahl  $N_{ev}$  der Ereignisse und Mittelwerte  $\langle W \rangle$  in den verschiedenen  $W$ -Intervallen.

Tabelle 7.3 enthält die Zahl der Ereignisse in den verschiedenen  $W$ -Intervallen, deren Größe für die Bestimmung der Energieabhängigkeit der Parameter  $1/k$  und  $\bar{n}$  so gewählt wurde, daß die Zahl der Ereignisse pro Intervall in etwa konstant ist. Da im Intervall  $25 < W < 30$  GeV nur 162 Xenon-Ereignisse vorhanden sind, sind die statistischen Schwankungen so groß, daß auf die Angabe dieser Ergebnisse im folgenden verzichtet wurde.

Beim Fit der NBD an die Gesamtverteilung (Gl. 7.8) wurde die Multiplizität  $n = 0$  bei der Berechnung des  $\chi^2$  nicht berücksichtigt. Die Anzahl der Ereignisse mit  $n = 0$  hat einen großen systematischen Fehler, da Ereignisse ohne Streamerkammerspuren nicht verwendet wurden (Kap. 6.1.2). Außerdem ist bei  $n = 0$  der Anteil kohärenter Bremsstrahlungseignisse besonders hoch.

Die Ergebnisse der Fits sind in der Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Die  $\chi^2$ /NDF-Werte (NDF ist die Zahl der Freiheitsgrade) sind zufriedenstellend. Der Wert von  $\bar{n}$  für alle  $\mu D_2$ -Ereignisse ist  $\bar{n} = 7.74 \pm 0.07$  und für alle  $\mu Xe$ -Ereignisse  $\bar{n} = 10.43 \pm 0.19$ .

Um die Größe der Korrekturen und der statistischen Fehler zu zeigen, sind in den Abbildungen 7.5 und 7.6 die auf die Anzahl  $N_{ev}$  der Ereignisse normierten gemessenen Multiplizitätsverteilungen  $S_{meas}(n)$  für Deuterium und Xenon in den einzelnen  $W$ -Intervallen dargestellt. Die angepaßten negativen Binomialverteilungen  $P(n; \bar{n}, k)$  sind als Funktionen eingezeichnet. Wegen der Anwendung der Korrekturmatrix  $\tilde{C}$  (Gl. 7.8) verlaufen die Funktionen nicht durch die gemessenen Punkte.

$W$ [GeV]	Target	$1/k$	$\bar{n}$	$D_z$	$\chi^2$ /NDF
8–10	D <sub>2</sub>	-0.011±0.026	5.69±0.19	0.41±0.03	5.8/13
	Xe	0.068±0.049	7.92±0.54	0.44±0.06	11.6/17
10–12	D <sub>2</sub>	-0.002±0.019	6.47±0.17	0.40±0.02	5.0/11
	Xe	0.112±0.035	9.00±0.50	0.47±0.04	8.4/20
12–14	D <sub>2</sub>	0.061±0.021	6.86±0.19	0.45±0.02	8.0/14
	Xe	0.146±0.042	9.54±0.45	0.50±0.04	8.5/20
14–16	D <sub>2</sub>	0.033±0.018	7.69±0.21	0.40±0.02	8.2/16
	Xe	0.142±0.050	10.42±0.68	0.49±0.05	17.6/21
16–18	D <sub>2</sub>	0.057±0.022	8.00±0.25	0.43±0.03	15.3/21
	Xe	0.053±0.036	10.49±0.49	0.38±0.05	9.9/22
18–20	D <sub>2</sub>	0.062±0.025	8.24±0.25	0.43±0.03	19.5/15
	Xe	0.142±0.045	11.34±0.61	0.48±0.05	13.7/22
20–22	D <sub>2</sub>	0.041±0.019	8.49±0.23	0.40±0.02	13.6/17
	Xe	0.147±0.047	11.02±0.62	0.49±0.05	14.5/19
22–25	D <sub>2</sub>	0.047±0.017	8.87±0.22	0.40±0.02	22.6/18
	Xe	0.214±0.066	12.29±0.80	0.54±0.06	21.8/26
25–30	D <sub>2</sub>	0.095±0.032	8.94±0.33	0.46±0.04	22.5/22

Tab. 7.4: Ergebnisse des Fits der negativen Binomialverteilung an die Multiplizitätsverteilungen von  $\mu D_2$ - und  $\mu Xe$ -Ereignissen.

Abbildung 7.7 zeigt  $\bar{n}$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für beide untersuchten Targets. Die

Ergebnisse eines Fits der linearen Funktion

$$\bar{n} = a + b \ln(W^2/\text{GeV}^2) \quad (7.22)$$

werden in Tabelle 7.5 mit den Ergebnissen der Experimente NA9 [70] und WA21 [77] verglichen. Die Abhängigkeit von  $\ln W^2$  wird durch eine lineare Funktion gut beschrieben. Der Anstieg der  $D_2$ -Multiplizität mit  $\ln W^2$  ist steiler als bei den Experimenten bei niedrigeren Energien. Ein Vergleich mit den Vorhersagen des LUND-Programms zeigt, daß die mittlere  $D_2$ -Multiplizität den Daten entspricht, aber die Steigung der MC-Daten größer ist (Abb. 7.7).

Exp.	Reaktion	$W$ (GeV)	$a$	$b$	$\chi^2/\text{NDF}$
E665	$\mu D_2$	8–30	$-1.50 \pm 0.59$	$1.64 \pm 0.10$	4.8/7
E665	$\mu \text{Xe}$	8–25	$-1.50 \pm 1.88$	$2.16 \pm 0.35$	1.7/6
NA9[70]	$\mu p$	4–20	$-0.19 \pm 0.09$	$1.30 \pm 0.01$	1.9/6
WA21[77]	$\nu p$	3–14	$0.40 \pm 0.13$	$1.25 \pm 0.04$	1.6/3
WA21[77]	$\bar{\nu} p$	3–14	$-0.44 \pm 0.20$	$1.30 \pm 0.06$	2.7/3
LUND	$\mu D_2$	8–30	$-4.55 \pm 0.19$	$2.18 \pm 0.04$	21.6/7

Tab. 7.5:  $W^2$ -Abhängigkeit von  $\bar{n}$  im Vergleich zu den LUND-MC-Daten und zu den Ergebnissen anderer Lepton-Nukleon-Experimente. Die angepaßte Funktion hat die Form  $\bar{n} = a + b \ln(W^2/\text{GeV}^2)$ .

Die Werte von  $\bar{n}(D_2)$  werden in Abbildung 7.8 mit den Ergebnissen der  $\mu p$ -Streuung [70] und der  $\nu N$ -Streuung [77,78] verglichen. Der schraffierte Bereich entspricht dem systematischen Fehler, der im vorhergehenden Paragraphen diskutiert wurde.

In den Neutrino-Daten wird als Trend beobachtet, daß bei festem  $W$  Reaktionen mit höherer hadronischer Gesamtladung im allgemeinen eine höhere mittlere geladene Multiplizitäten haben. Außerdem scheinen die mittleren Multiplizitäten  $\bar{n}$  der mit Deuteriumtargets durchgeführten Experimente (E665 und WA25) systematisch etwas höher zu liegen als für die Daten von Wasserstofftargets (NA9 und WA21). Dies könnte darauf hindeuten, daß auch im Deuteriumkern durch die intranukleare Kaskade zusätzliche Hadronen erzeugt werden. Im Rahmen des Experiments WA25 wurde eine Zunahme der mittleren Multiplizität geladener Hadronen als Folge von Kaskadenwechselwirkungen in  $\bar{\nu} D_2$ -Ereignissen gemessen. Die mittlere Zunahme  $\Delta\langle n \rangle$  beträgt ca. 0.14 [37].

Beim Vergleich der Ergebnisse mit den NA9-Daten muß auch berücksichtigt werden, daß die NA9-Kollaboration die direkte Matrixkorrektur (Gl. 7.4) angewandt hat,

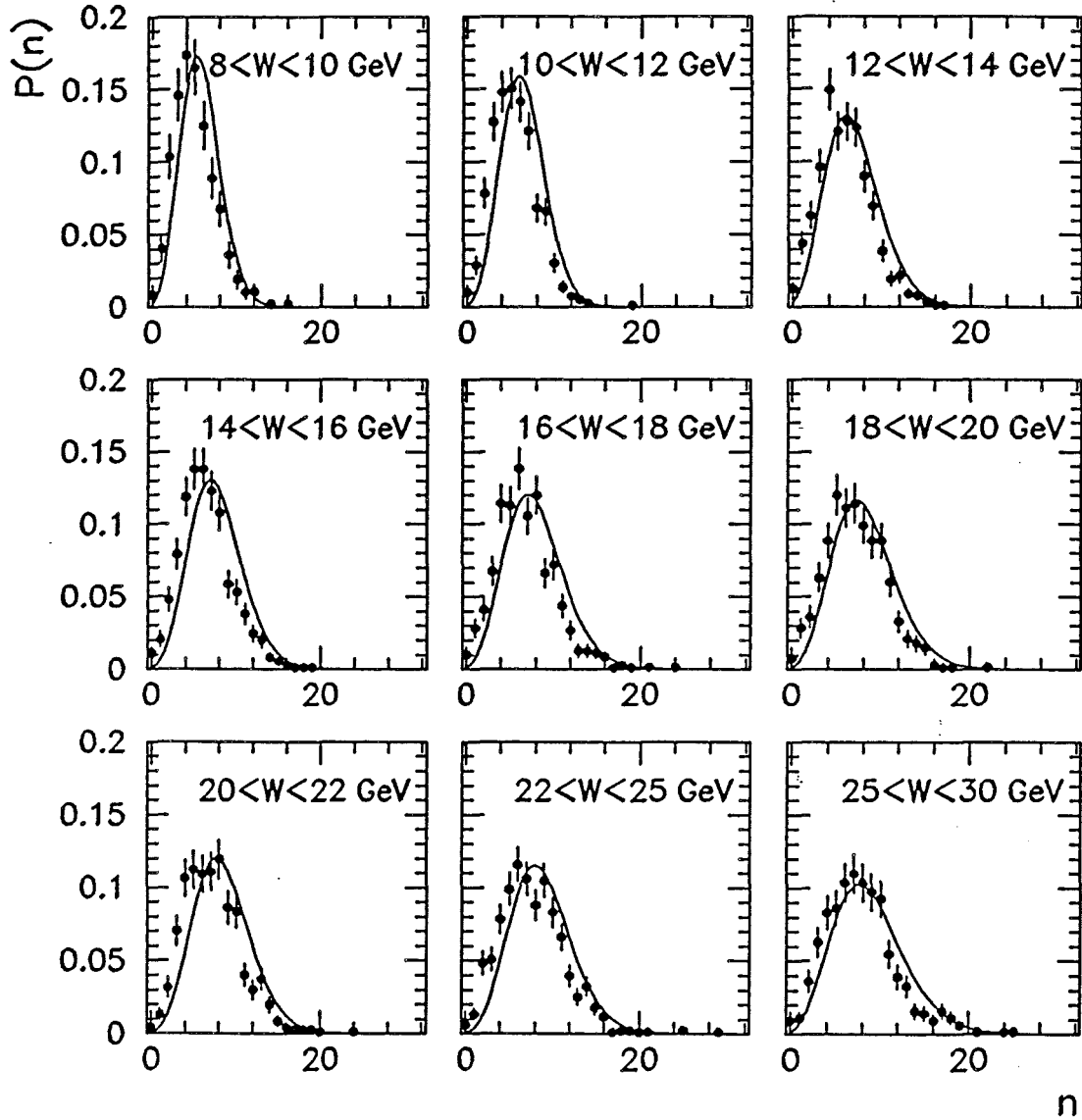


Abb. 7.5: Die gemessenen unkorrigierten Multiplizitätsverteilungen  $S_{meas}(n)$  von  $\mu D_2$ -Ereignissen im Vergleich zu den angepaßten korrigierten negativen Binomialverteilungen  $P(n; \bar{n}, k)$  (s. Tab. 7.4). Beide Verteilungen sind auf die Anzahl  $N_{ev}$  der Ereignisse aus Tab. 7.3 normiert.

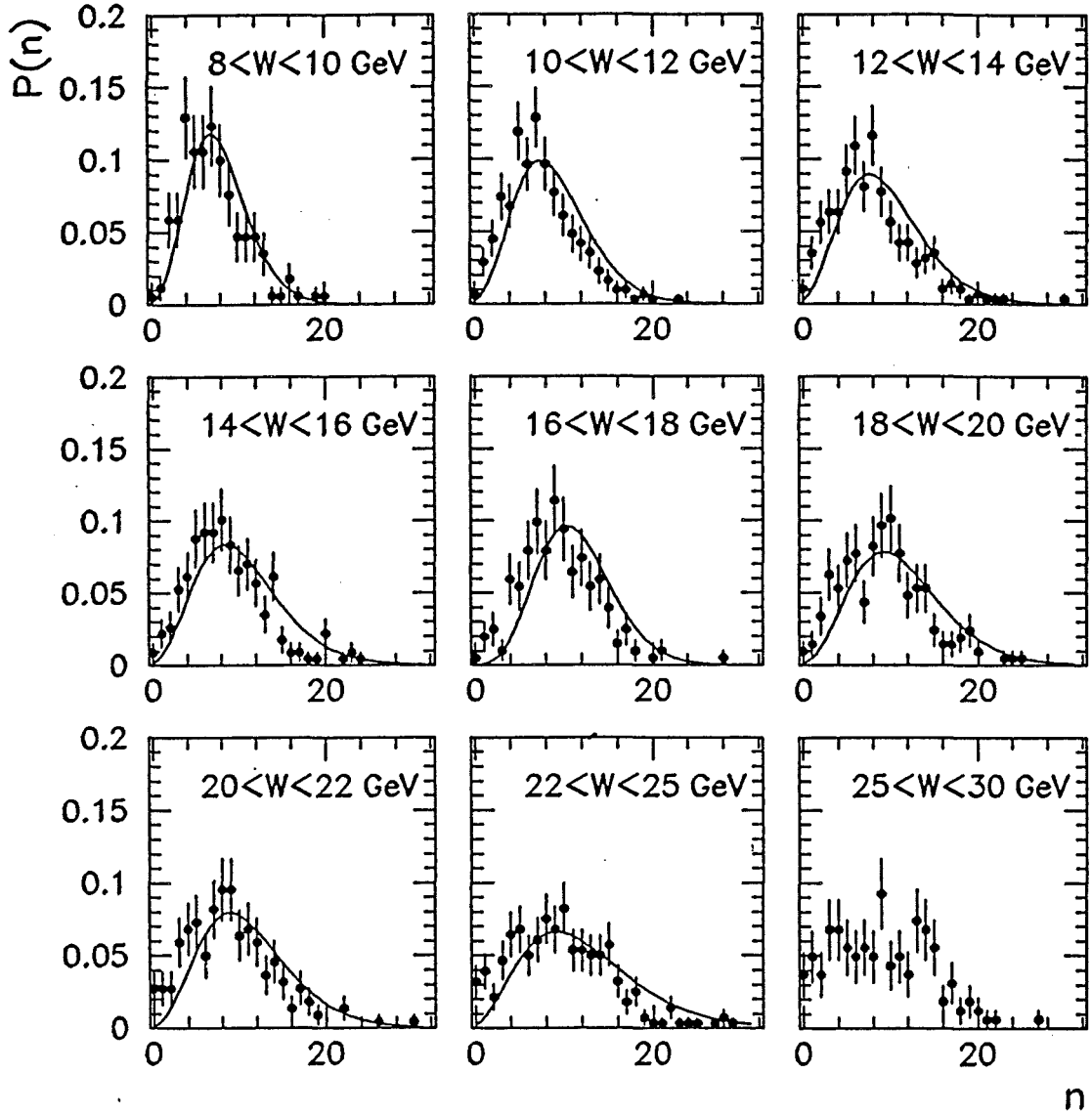


Abb. 7.6: Die gemessenen unkorrigierten Multiplizitätsverteilungen  $S_{meas}(n)$  von  $\mu$ Xe-Ereignissen im Vergleich zu den angepassten korrigierten negativen Binomialverteilungen  $P(n; \bar{n}, k)$  (s. Tab. 7.4). Beide Verteilungen sind auf die Anzahl  $N_{ev}$  der Ereignisse aus Tab. 7.3 normiert.

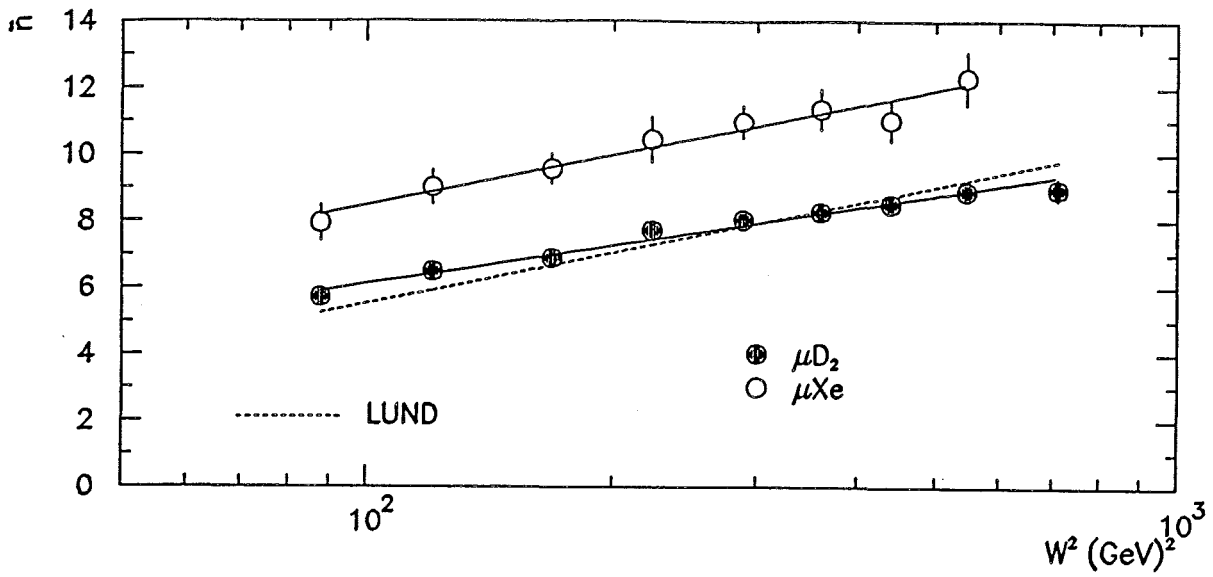


Abb. 7.7:  $\bar{n}$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für die  $\mu D_2$ - und die  $\mu Xe$ -Multiplizitätsverteilungen (s. Tab. 7.4). Die Geraden stellen Fits einer linearen Funktion  $\propto \ln W^2$  dar (s. Tab. 7.5). Die gestrichelte Gerade zeigt die Vorhersage des LUND-MC-Programms ( $D_2$ -Daten).

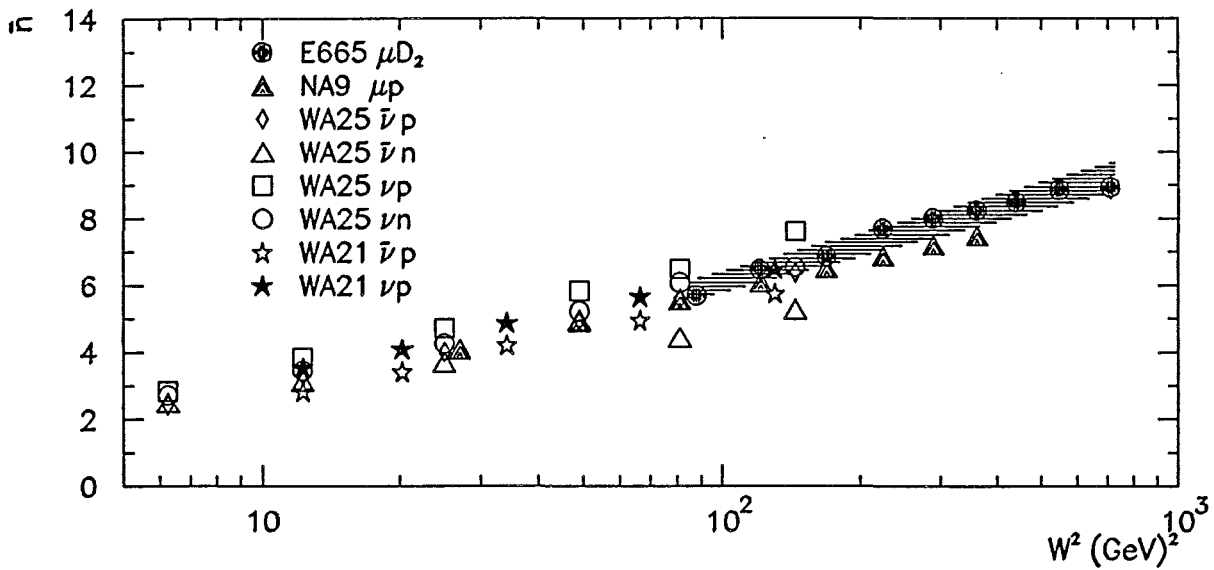


Abb. 7.8:  $\bar{n}$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für  $\mu D_2$ -Multiplizitätsverteilungen im Vergleich zu Ergebnissen der Experimente NA9 [70], WA21 [77] und WA25 [78]. Der schraffierte Bereich entspricht dem systematischen Fehler für die  $\mu D_2$ -Daten.

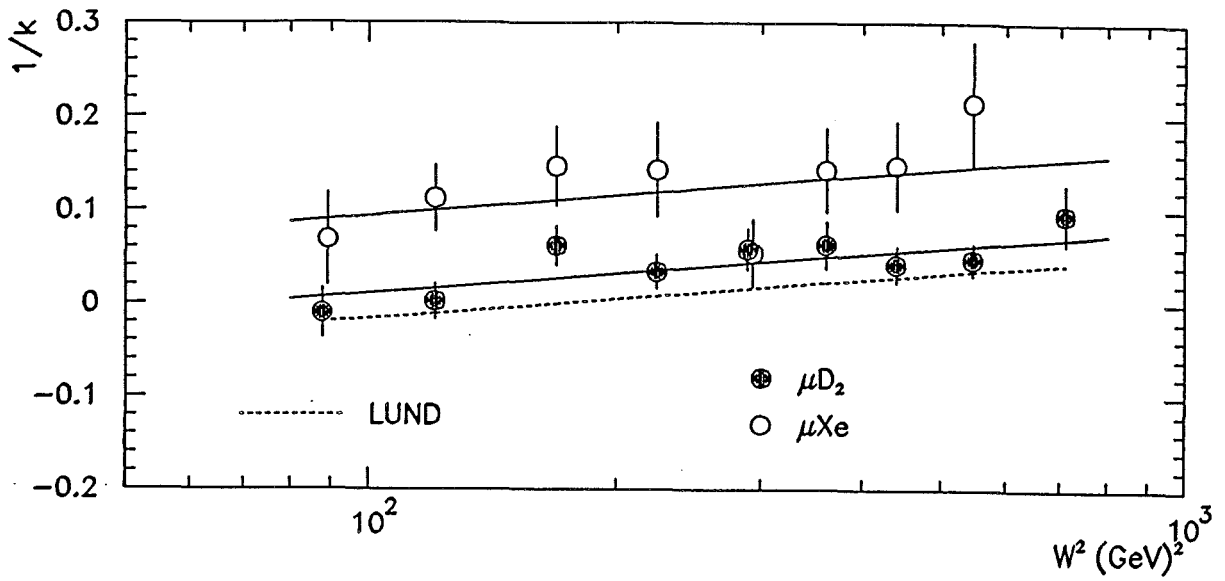


Abb. 7.9:  $1/k$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für die  $\mu D_2$ - und die  $\mu Xe$ -Multiplizitätsverteilungen (s. Tab. 7.4). Die Geraden stellen Fits einer linearen Funktion  $\propto \ln W^2$  dar (s. Tab. 7.6). Die gestrichelte Gerade zeigt die Vorhersage des LUND-MC-Programms ( $D_2$ -Daten).

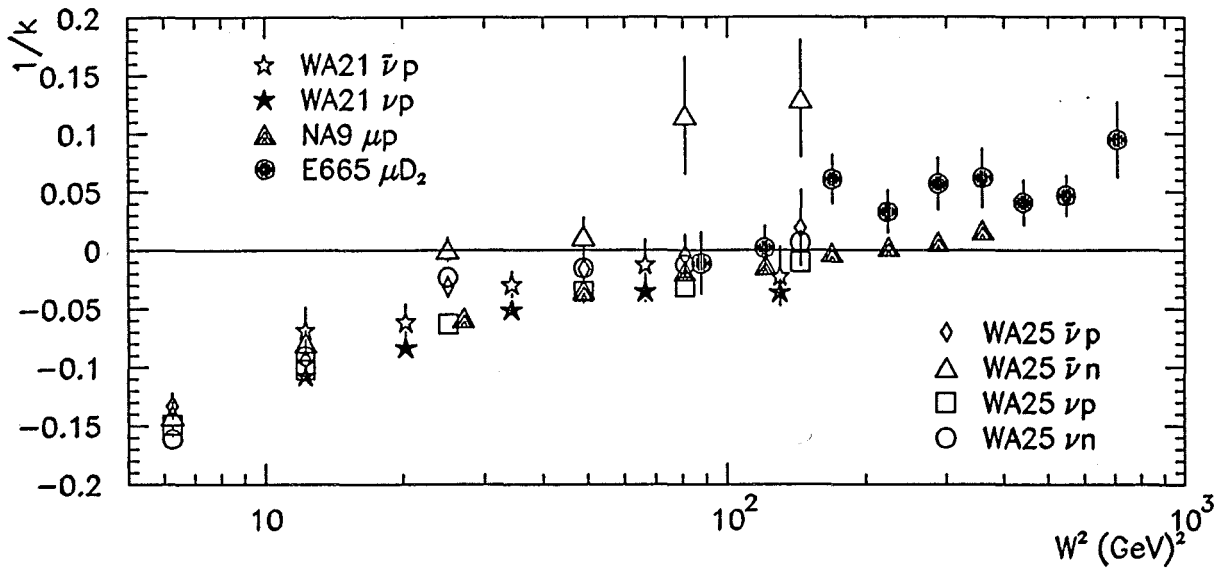


Abb. 7.10:  $1/k$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für  $\mu D_2$ -Multiplizitätsverteilungen im Vergleich zu Ergebnissen der Experimente NA9 [70], WA21 [77] und WA25 [78].

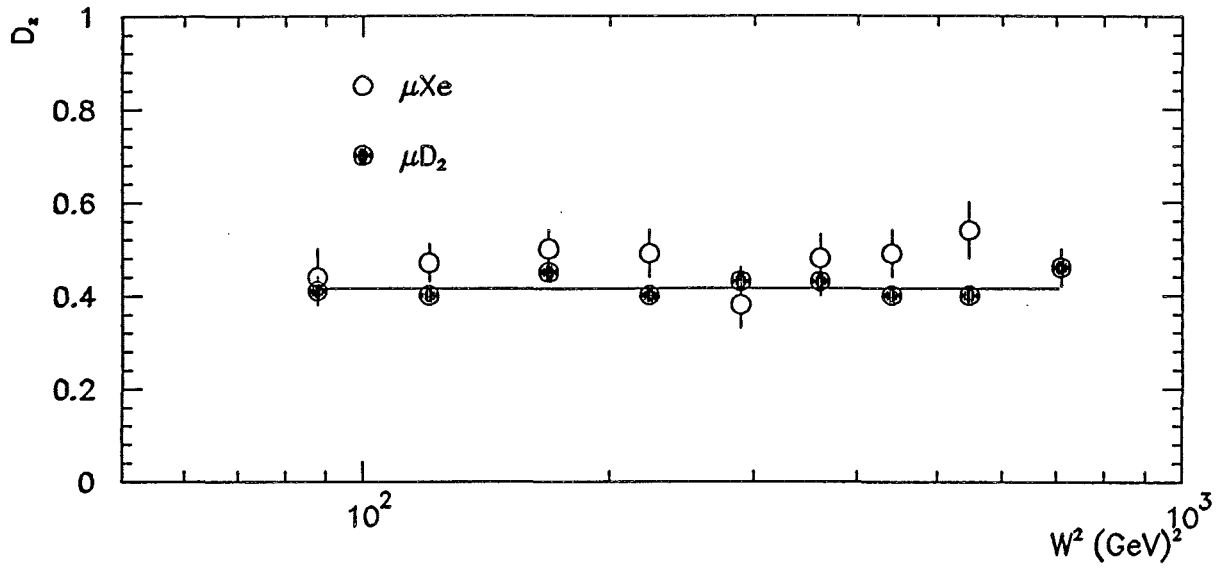


Abb. 7.11: Reduzierte Breite  $D_z$  von  $\mu\text{D}_2$ - und  $\mu\text{Xe}$ -Multiplizitätsverteilungen in Abhängigkeit von  $W^2$ . Die Geraden stellen Fits einer konstanten Funktion dar.

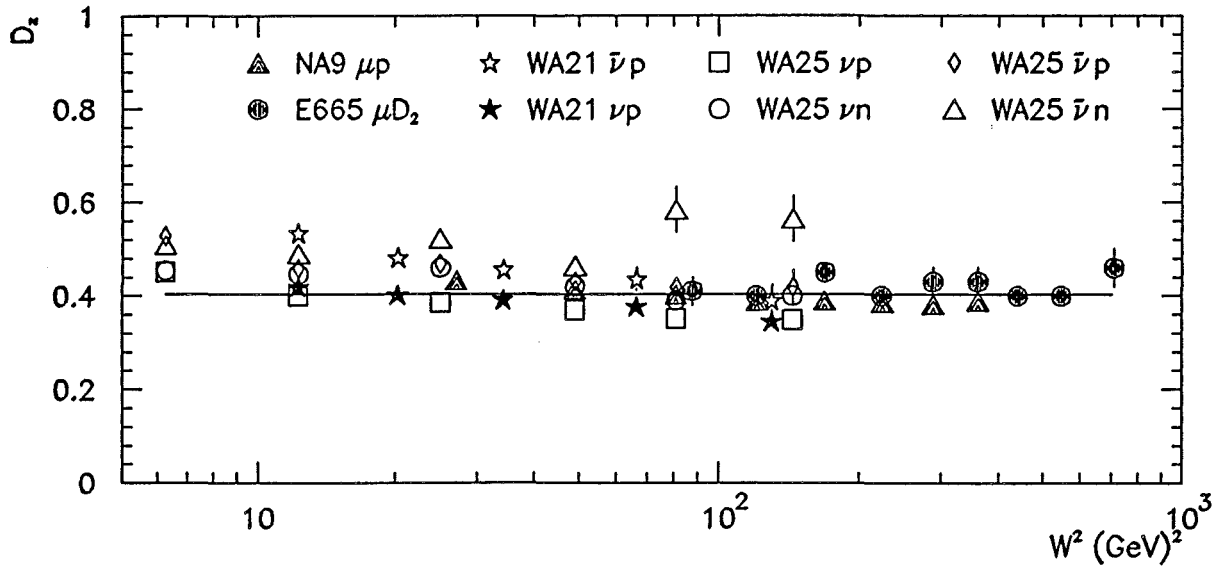


Abb. 7.12: Reduzierte Breite  $D_z$  von  $\mu\text{D}_2$ -Multiplizitätsverteilungen in Abhängigkeit von  $W^2$  im Vergleich zu Ergebnissen der Experimente NA9 [70], WA21 [77] und WA25 [78]. Die Gerade repräsentiert den globalen Fit an alle Experimente mit  $D_z = 0.403 \pm 0.001$ .



deren Probleme eingangs diskutiert wurden und daß die Diskrepanzen bei Berücksichtigung der systematischen und statistischen Fehler beider Experimente kaum signifikant sind.

Exp.	Reaktion	$W$ (GeV)	$a$	$b$	$\chi^2/\text{NDF}$
E665	$\mu\text{D}_2$	8–30	$-0.13 \pm 0.01$	$0.030 \pm 0.002$	6.4/7
E665	$\mu\text{Xe}$	8–25	$-0.05 \pm 0.15$	$0.031 \pm 0.028$	6.5/6
LUND	$\mu\text{D}_2$	8–30	$-0.16 \pm 0.02$	$0.030 \pm 0.003$	13.9/7

Tab. 7.6:  $W^2$ -Abhängigkeit von  $1/k$  im Vergleich zu den LUND-MC-Daten. Die angepaßte Funktion hat die Form  $1/k = a + b \ln(W^2/\text{GeV}^2)$ .

Der Parameter  $1/k$  zeigt ebenfalls einen linearen Anstieg in Abhängigkeit von  $\ln W^2$  (s. Abb. 7.9) und ist für  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse mit einem Wechsel des Vorzeichens von  $1/k$  im Bereich  $W \approx 10$  GeV vereinbar. Das entspricht dem Übergang von einer Binomialverteilung ( $1/k < 0$ ), die schmäler als eine Poissonverteilung ist, zur breiteren negativen Binomialverteilung ( $1/k > 0$ ). Dieser Übergang wird ebenfalls deutlich in der Zusammenstellung der Ergebnisse für  $1/k$  aus verschiedenen Lepton-Nukleon-Experimenten (Abb. 7.10). Die Ergebnisse der Anpassung einer linearen Funktion

$$1/k = a + b \ln(W^2/\text{GeV}^2) \quad (7.23)$$

sind in Tabelle 7.6 dokumentiert. Die Vorhersagen des LUND-Programms für  $1/k$  (s. Abb. 7.9) liegen systematisch unterhalb der  $\text{D}_2$ -Daten, die Steigungen stimmen jedoch überein (s. Tab. 7.6).

Ein erstes Anzeichen für das Vorhandensein von Kerneffekten im Xenon zeigt der Vergleich der NBD-Parameter  $\bar{n}$  und  $1/k$  mit den Deuteriumdaten in den Abbildungen 7.7 und 7.9. Die mittlere  $\mu\text{Xe}$ -Multiplizität  $\bar{n}$  liegt im Mittel ca. 2.7 Einheiten höher, die Verteilungen sind wesentlich breiter. Die starken Schwankungen und großen statistischen Fehler bei den Resultaten für  $1/k$  sind Folge der geringen Zahl von Ereignissen.

Wie eingangs erwähnt, ist eine konstante reduzierte Breite  $D_z$  ein Hinweis auf KNO-Skalenverhalten (Abb. 7.11). Die Abhängigkeit der Breite  $D_z$  von  $\ln W^2$  läßt sich mit einer Konstanten beschreiben, das mittlere  $D_z$  ist  $0.41 \pm 0.01$  ( $\chi^2/\text{NDF}=7/8$ ) für  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse und  $0.47 \pm 0.02$  ( $\chi^2/\text{NDF}=6/7$ ) für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse.

Beim Vergleich von  $D_z(\text{D}_2)$  mit Ergebnissen der Kollaborationen WA21, WA25 und NA9 in Abbildung 7.12 zeigt sich, daß die reduzierten Breiten  $D_z$  der Experimente

bei kleinen Schwerpunktsenergien  $W$  größer sind, was sich am schlechten  $\chi^2$ -Wert für die Anpassung einer Konstanten an alle hier gezeigten  $D_z$ -Werte widerspiegelt:  $D_z = 0.403 \pm 0.001$  bei einem  $\chi^2/\text{NDF}$  von 1119/51. Die für die Experimente NA9 und WA25 angegebenen reduzierten Breiten  $D_z$  wurden aus den von diesen Gruppen veröffentlichten Werten von  $\bar{n}$  und  $1/k$  nach Gl. 7.12 berechnet [70,78].

## 7.5 Multiplizitätsverteilungen in der

### Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre

In der Vorwärtshemisphäre ( $y^* > 0$ ) und der Rückwärtshemisphäre ( $y^* < 0$ ) der  $\mu\text{N}$ -Ereignisse erwarten wir anders als bei der  $e^+e^-$ - oder der  $pp$ -Streuung ein unterschiedliches Verhalten der Multiplizitätsverteilung, da in Vorwärtsrichtung ein einziges Quark und in Rückwärtsrichtung ein Diquark (oder der nach dem Entfernen eines Seequarks übriggebliebene Targetrest) fragmentiert.

Abbildung 7.13 stellt das Verhalten der NBD-Parameter  $\bar{n}$  und  $1/k$  in Abhängigkeit von  $W^2$  dar (s. Tab. 7.7). Die Ergebnisse von Fits einer linearen Funktion  $\propto \ln W^2$  finden sich in Tabelle 7.8. Die Summe der Achsenabschnitte  $a = a_f + a_b$  und der Steigungen  $b = b_f + b_b$  in der Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre sind mit den Werten von  $a$  und  $b$  aus Tabelle 7.5 verträglich. Die Ergebnisse lassen sich in folgenden Beobachtungen zusammenfassen:

- Die Rückwärtsmultiplizität der  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse ist im Mittel um mehr als eine Einheit niedriger als die Vorwärtsmultiplizität.
- Die Vorwärtsmultiplizitäten von  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen unterscheiden sich nicht signifikant:  $\bar{n}_f(\text{Xe}) = 4.80 \pm 0.10$  und  $\bar{n}_f(\text{D}_2) = 4.51 \pm 0.05$  gemittelt über alle  $W$  ( $8 < W < 30$  GeV). Kerneffekte sind hier nicht zu beobachten.
- Der Hauptunterschied liegt in der Rückwärtshemisphäre.  $\bar{n}_b(\text{Xe}) = 5.54 \pm 0.15$  und  $\bar{n}_b(\text{D}_2) = 3.28 \pm 0.05$ . Hier zeigt sich der Einfluß des Kaskadeneffekts.
- Im Vorwärtsbereich nimmt  $1/k$  sowohl für  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse als auch für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse mit  $W^2$  zu. Das Vorzeichen von  $1/k$  wechselt bei  $W^2 \approx 300$  GeV<sup>2</sup>.
- Im Rückwärtsbereich läßt sich keine signifikante  $W^2$ -Abhängigkeit von  $1/k$  erkennen. Die  $1/k$ -Werte der  $\mu\text{Xe}$ -Multiplizitätsverteilungen sind durchwegs wesentlich größer ( $1/k(\text{Xe}) = 0.486 \pm 0.039$  und  $1/k(\text{D}_2) = 0.191 \pm 0.021$  gemittelt über alle  $W$ ).
- Die Steigungen  $b$  aus Tabelle 7.8 sind innerhalb der Fehlergrenzen für die  $\mu\text{D}_2$ - und die  $\mu\text{Xe}$ -Daten identisch. Dies weist auf einen von  $W$  unabhängigen Unterschied zwischen  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Multiplizität hin.

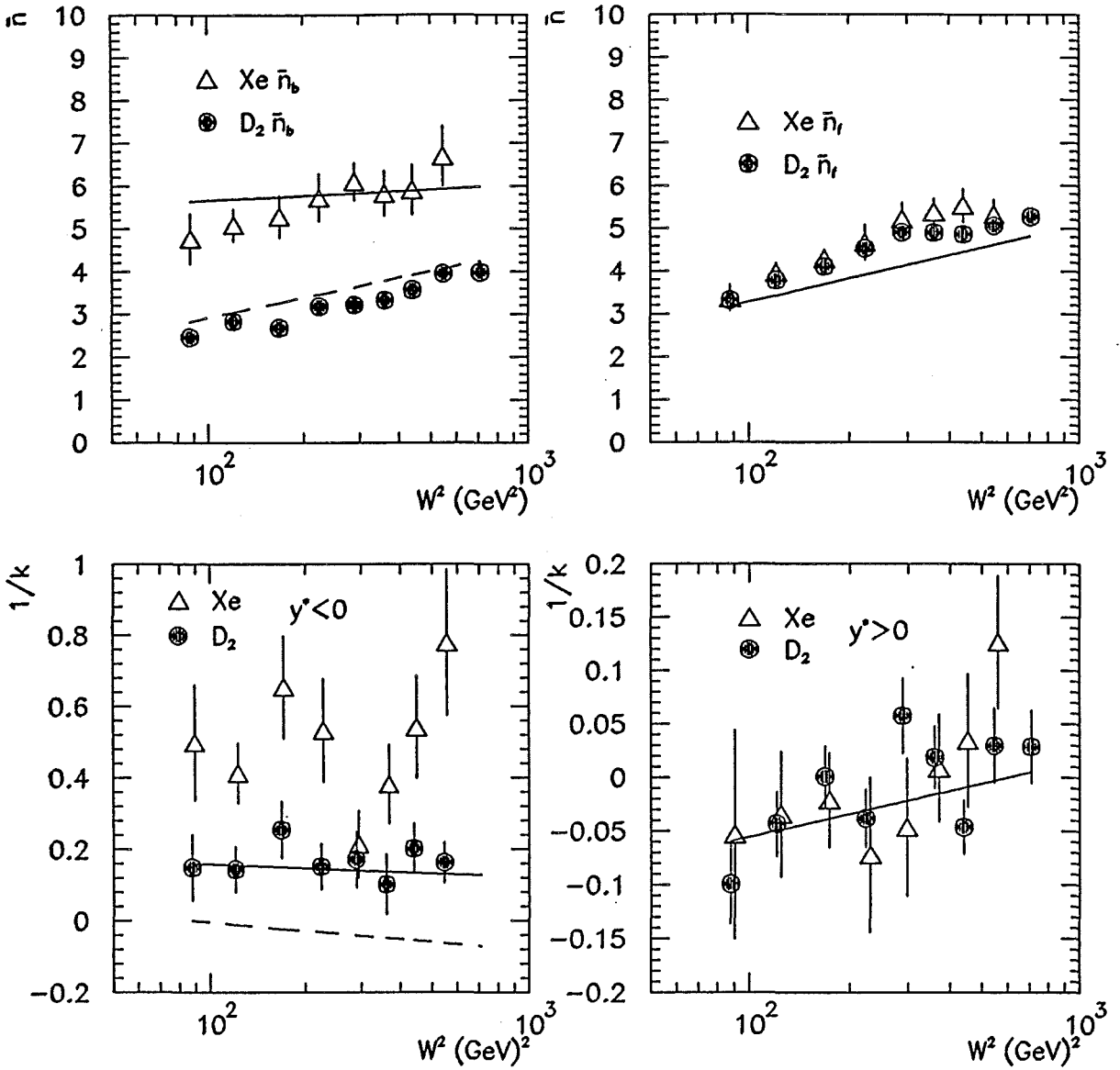


Abb. 7.13:  $\bar{n}$  und  $1/k$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für die  $\mu D_2$ - und  $\mu Xe$ -Multiplizitätsverteilungen in der Vorwärts- und der Rückwärtshemisphäre (s. Tab. 7.7). Die Geraden sind Vorhersagen des VENUS-Modells. In der Vorwärtshemisphäre unterscheidet sich die Simulation für Xenon und Deuterium nicht. In der Rückwärtshemisphäre ist die  $\mu D_2$ -Simulation mit einer gestrichelten und die  $\mu Xe$ -Simulation mit einer durchgezogenen Linie dargestellt.

$W$ (GeV)	Target		$1/k$	$\bar{n}$	$D_z$	$\chi^2/\text{NDF}$
8-10	$D_2$	$y^* > 0$	$-0.099 \pm 0.037$	$3.32 \pm 0.13$	$0.45 \pm 0.04$	5.7/ 6
		$y^* < 0$	$0.149 \pm 0.092$	$2.46 \pm 0.17$	$0.75 \pm 0.06$	4.1/ 7
10-12	$D_2$	$y^* > 0$	$-0.043 \pm 0.030$	$3.79 \pm 0.13$	$0.47 \pm 0.03$	6.1/10
		$y^* < 0$	$0.144 \pm 0.063$	$2.83 \pm 0.14$	$0.71 \pm 0.05$	3.1/ 7
12-14	$D_2$	$y^* > 0$	$0.000 \pm 0.028$	$4.11 \pm 0.14$	$0.49 \pm 0.03$	4.1/ 8
		$y^* < 0$	$0.255 \pm 0.079$	$2.68 \pm 0.14$	$0.79 \pm 0.05$	5.2/ 9
14-16	$D_2$	$y^* > 0$	$-0.038 \pm 0.027$	$4.53 \pm 0.14$	$0.43 \pm 0.03$	7.0/10
		$y^* < 0$	$0.152 \pm 0.063$	$3.18 \pm 0.17$	$0.68 \pm 0.05$	5.1/ 9
16-18	$D_2$	$y^* > 0$	$0.058 \pm 0.035$	$4.91 \pm 0.20$	$0.51 \pm 0.03$	6.0/10
		$y^* < 0$	$0.172 \pm 0.078$	$3.22 \pm 0.17$	$0.69 \pm 0.06$	10.1/13
18-20	$D_2$	$y^* > 0$	$0.019 \pm 0.029$	$4.90 \pm 0.18$	$0.47 \pm 0.03$	2.8/11
		$y^* < 0$	$0.102 \pm 0.084$	$3.33 \pm 0.21$	$0.63 \pm 0.07$	20.3/11
20-22	$D_2$	$y^* > 0$	$-0.046 \pm 0.025$	$4.86 \pm 0.15$	$0.40 \pm 0.03$	9.0/ 9
		$y^* < 0$	$0.202 \pm 0.070$	$3.57 \pm 0.18$	$0.69 \pm 0.05$	13.9/14
22-25	$D_2$	$y^* > 0$	$0.030 \pm 0.035$	$5.06 \pm 0.18$	$0.48 \pm 0.04$	8.9/ 9
		$y^* < 0$	$0.163 \pm 0.056$	$3.95 \pm 0.17$	$0.65 \pm 0.04$	12.9/18
25-30	$D_2$	$y^* > 0$	$0.029 \pm 0.034$	$5.27 \pm 0.20$	$0.47 \pm 0.04$	4.9/10
		$y^* < 0$	$0.205 \pm 0.075$	$3.98 \pm 0.22$	$0.68 \pm 0.06$	18.1/16
8-10	Xe	$y^* > 0$	$-0.053 \pm 0.097$	$3.37 \pm 0.31$	$0.49 \pm 0.10$	8.2/ 9
		$y^* < 0$	$0.499 \pm 0.161$	$4.76 \pm 0.58$	$0.84 \pm 0.10$	13.0/15
10-12	Xe	$y^* > 0$	$-0.034 \pm 0.058$	$3.96 \pm 0.23$	$0.47 \pm 0.06$	8.0/ 7
		$y^* < 0$	$0.413 \pm 0.094$	$5.08 \pm 0.37$	$0.78 \pm 0.06$	5.3/16
12-14	Xe	$y^* > 0$	$-0.021 \pm 0.044$	$4.28 \pm 0.22$	$0.46 \pm 0.05$	18.1/ 8
		$y^* < 0$	$0.654 \pm 0.143$	$5.28 \pm 0.49$	$0.92 \pm 0.08$	8.1/16
14-16	Xe	$y^* > 0$	$-0.072 \pm 0.072$	$4.67 \pm 0.41$	$0.38 \pm 0.10$	5.3/ 8
		$y^* < 0$	$0.533 \pm 0.144$	$5.72 \pm 0.55$	$0.84 \pm 0.09$	17.3/18
16-18	Xe	$y^* > 0$	$-0.046 \pm 0.064$	$5.21 \pm 0.38$	$0.38 \pm 0.09$	7.6/ 8
		$y^* < 0$	$0.214 \pm 0.093$	$6.10 \pm 0.43$	$0.61 \pm 0.08$	15.2/16
18-20	Xe	$y^* > 0$	$0.009 \pm 0.050$	$5.38 \pm 0.31$	$0.44 \pm 0.06$	2.1/ 9
		$y^* < 0$	$0.382 \pm 0.110$	$5.82 \pm 0.52$	$0.74 \pm 0.07$	12.4/20
20-22	Xe	$y^* > 0$	$0.035 \pm 0.062$	$5.53 \pm 0.39$	$0.46 \pm 0.07$	3.5/ 8
		$y^* < 0$	$0.542 \pm 0.143$	$5.91 \pm 0.58$	$0.84 \pm 0.09$	5.4/16
22-25	Xe	$y^* > 0$	$0.127 \pm 0.062$	$5.32 \pm 0.34$	$0.56 \pm 0.06$	8.6/11
		$y^* < 0$	$0.780 \pm 0.093$	$6.69 \pm 0.70$	$0.96 \pm 0.11$	24.9/22

Tab. 7.7: Ergebnisse des Fits der negativen Binomialverteilung an die Multiplizitätsverteilung von  $\mu D_2$ -Ereignissen und  $\mu Xe$ -Ereignissen für  $y^* < 0$  und  $y^* > 0$ .

Meßgröße	Reaktion	$W$ (GeV)	$a$	$b$	$\chi^2/\text{NDF}$
$\bar{n}_f$	$\mu\text{D}_2$	8–30	$-0.68 \pm 0.42$	$0.93 \pm 0.07$	7.8/7
$\bar{n}_f$	$\mu\text{Xe}$	8–25	$-1.75 \pm 0.98$	$1.18 \pm 0.18$	2.4/6
$\bar{n}_b$	$\mu\text{D}_2$	8–30	$-0.85 \pm 0.48$	$0.73 \pm 0.09$	6.0/7
$\bar{n}_b$	$\mu\text{Xe}$	8–25	$0.82 \pm 1.73$	$0.88 \pm 0.32$	1.0/6

Tab. 7.8: Ergebnisse der Fits der  $W^2$ -Abhängigkeit von  $\bar{n}$  für  $y^* > 0$  und  $y^* < 0$ . Die angepaßte Funktion hat die Form  $\bar{n} = a + b \ln(W^2/\text{GeV}^2)$ .

Im vorhergehenden Paragraphen wurde gezeigt, daß das LUND-Modell die Deuteriumdaten zufriedenstellend beschreibt. Da das LUND-Programm jedoch keine Kerneffekte berücksichtigt, kann es die Multiplizitätsverteilungen der Xenondaten nicht simulieren. In Abb. 7.13 werden die experimentellen Ergebnisse daher mit den Vorhersagen des VENUS-Modells verglichen.

In der Vorwärtshemisphäre sind die vom VENUS-Programm simulierten Verteilungen für die  $\mu\text{Xe}$ - und die  $\mu\text{D}_2$ -Streuung identisch. Die experimentellen Daten werden gut reproduziert. In der Rückwärtshemisphäre wird die Zunahme der mittleren Multiplizität  $\bar{n}$  am Xenon ebenfalls richtig beschrieben. Die Steigung der VENUS-Daten ist allerdings geringer und die Werte von  $1/k$  liegen sowohl für die Deuteriumdaten als auch für die Xenondaten signifikant unterhalb der experimentellen Ergebnisse.

Für die beiden Wechselwirkungsradien des VENUS-Modells (s. Kap. 2.7.4) wurden die Werte  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  gewählt. Eine genauere Untersuchung der Abhängigkeit der VENUS-Simulation von diesen beiden Parametern wird in den folgenden Kapiteln vorgenommen.

## 7.6 Multiplizitätsverteilungen der positiv und der negativ geladenen Hadronen

Die für Hadronen positiver und negativer Ladung getrennt untersuchten Verteilungen (Abb. 7.14 und Tab. 7.9) zeigen die Unterschiede zwischen  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Daten ähnlich deutlich wie der Vergleich der Vorwärts- und Rückwärtsmultiplizitäten:

- Sowohl die mittleren Multiplizitäten negativ geladener Hadronen als auch die mittleren Multiplizitäten positiv geladener Hadronen sind für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse

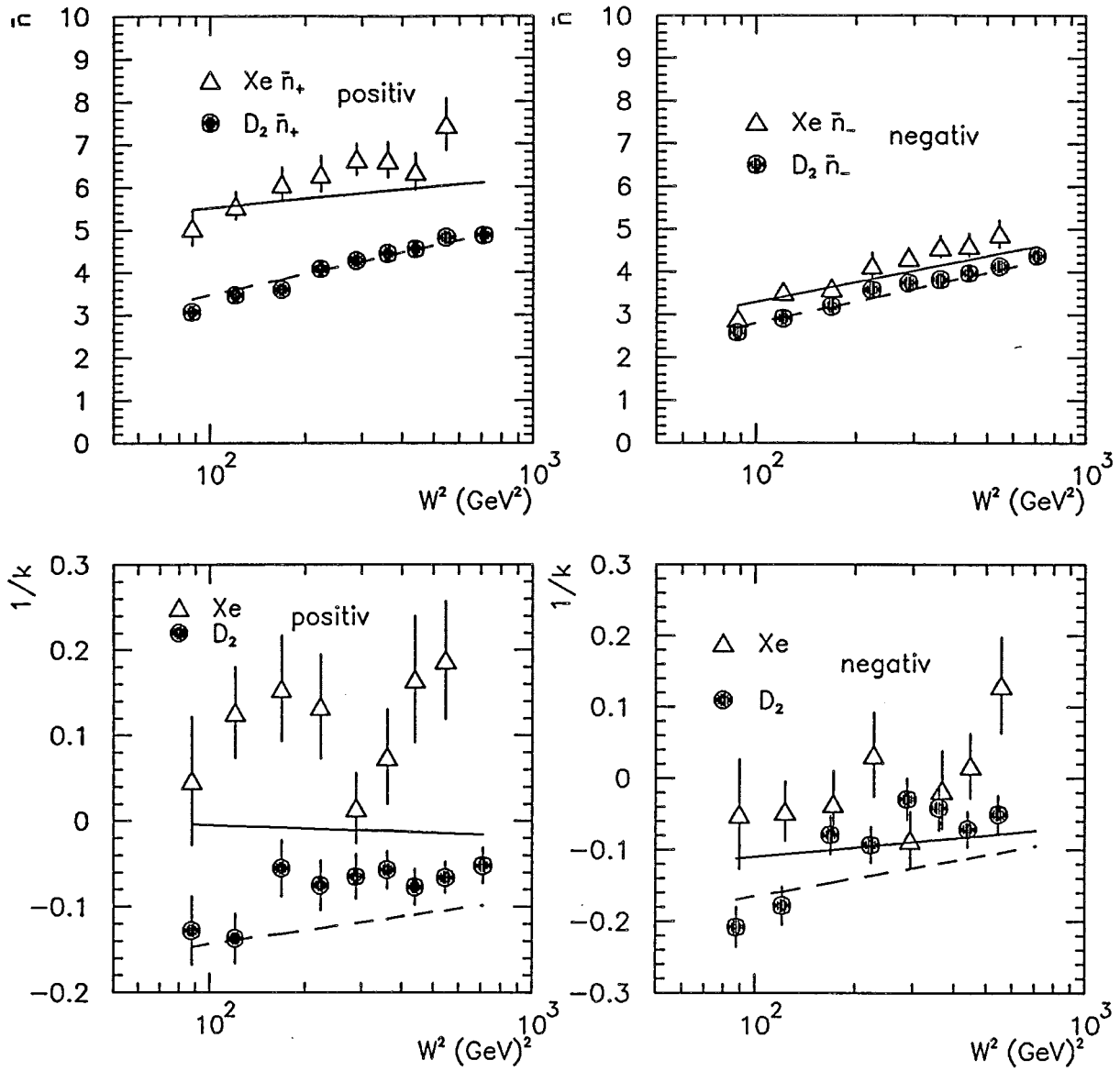


Abb. 7.14:  $\bar{n}$  und  $1/k$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für die Multiplizitätsverteilungen der positiv und der negativ geladenen Hadronen in  $\mu D_2$ - und  $\mu Xe$ -Ereignissen (s. Tab. 7.9). Die Geraden sind Vorhersagen des VENUS-Modells. Die  $\mu D_2$ -Simulation ist mit einer gestrichelten und die  $\mu Xe$ -Simulation mit einer durchgezogenen Linie dargestellt.

$W$ (GeV)	Target		$1/k$	$\bar{n}$	$D_z$	$\chi^2/\text{NDF}$
8-10	$D_2$	pos	$-0.128 \pm 0.040$	$3.07 \pm 0.13$	$0.44 \pm 0.05$	6.2/ 6
		neg	$-0.194 \pm 0.028$	$2.58 \pm 0.09$	$0.44 \pm 0.04$	6.8/ 6
10-12	$D_2$	pos	$-0.137 \pm 0.029$	$3.47 \pm 0.10$	$0.39 \pm 0.04$	7.8/ 6
		neg	$-0.171 \pm 0.027$	$2.92 \pm 0.08$	$0.41 \pm 0.04$	4.7/ 9
12-14	$D_2$	pos	$-0.055 \pm 0.033$	$3.60 \pm 0.13$	$0.47 \pm 0.04$	9.7/ 9
		neg	$-0.079 \pm 0.027$	$3.19 \pm 0.10$	$0.48 \pm 0.03$	2.1/ 7
14-16	$D_2$	pos	$-0.075 \pm 0.029$	$4.08 \pm 0.13$	$0.41 \pm 0.04$	7.7/ 9
		neg	$-0.093 \pm 0.025$	$3.58 \pm 0.11$	$0.43 \pm 0.03$	3.9/ 8
16-18	$D_2$	pos	$-0.065 \pm 0.026$	$4.27 \pm 0.15$	$0.41 \pm 0.03$	16.6/11
		neg	$-0.029 \pm 0.029$	$3.74 \pm 0.14$	$0.49 \pm 0.03$	9.7/ 9
18-20	$D_2$	pos	$-0.057 \pm 0.022$	$4.43 \pm 0.14$	$0.41 \pm 0.03$	9.9/ 9
		neg	$-0.041 \pm 0.031$	$3.82 \pm 0.13$	$0.47 \pm 0.03$	9.7/ 9
20-22	$D_2$	pos	$-0.077 \pm 0.021$	$4.54 \pm 0.13$	$0.38 \pm 0.03$	10.4/ 9
		neg	$-0.071 \pm 0.025$	$3.97 \pm 0.12$	$0.42 \pm 0.03$	6.9/11
22-25	$D_2$	pos	$-0.066 \pm 0.018$	$4.81 \pm 0.12$	$0.38 \pm 0.03$	6.3/14
		neg	$-0.050 \pm 0.026$	$4.13 \pm 0.12$	$0.44 \pm 0.03$	13.6/11
25-30	$D_2$	pos	$-0.052 \pm 0.021$	$4.86 \pm 0.15$	$0.39 \pm 0.03$	7.3/11
		neg	$-0.029 \pm 0.029$	$4.38 \pm 0.15$	$0.45 \pm 0.03$	7.5/11
8-10	Xe	pos	$0.047 \pm 0.075$	$5.05 \pm 0.41$	$0.49 \pm 0.08$	7.7/12
		neg	$-0.050 \pm 0.076$	$2.90 \pm 0.25$	$0.54 \pm 0.08$	3.4/ 6
10-12	Xe	pos	$0.127 \pm 0.053$	$5.56 \pm 0.32$	$0.55 \pm 0.05$	12.5/14
		neg	$-0.046 \pm 0.041$	$3.53 \pm 0.18$	$0.49 \pm 0.04$	5.7/ 7
12-14	Xe	pos	$0.155 \pm 0.062$	$6.07 \pm 0.39$	$0.57 \pm 0.06$	12.4/17
		neg	$-0.035 \pm 0.045$	$3.52 \pm 0.19$	$0.50 \pm 0.05$	5.9/ 9
14-16	Xe	pos	$0.134 \pm 0.061$	$6.30 \pm 0.42$	$0.54 \pm 0.06$	10.4/14
		neg	$0.033 \pm 0.059$	$4.15 \pm 0.29$	$0.52 \pm 0.06$	8.2/ 9
16-18	Xe	pos	$0.015 \pm 0.041$	$6.64 \pm 0.36$	$0.41 \pm 0.05$	9.1/13
		neg	$-0.086 \pm 0.040$	$4.34 \pm 0.21$	$0.38 \pm 0.06$	3.5/11
18-20	Xe	pos	$0.075 \pm 0.055$	$6.62 \pm 0.42$	$0.47 \pm 0.06$	10.8/14
		neg	$-0.016 \pm 0.055$	$4.59 \pm 0.26$	$0.45 \pm 0.06$	3.8/ 9
20-22	Xe	pos	$0.166 \pm 0.074$	$6.35 \pm 0.43$	$0.57 \pm 0.07$	16.0/17
		neg	$0.018 \pm 0.045$	$4.63 \pm 0.27$	$0.48 \pm 0.05$	2.9/ 9
22-25	Xe	pos	$0.188 \pm 0.069$	$7.45 \pm 0.61$	$0.57 \pm 0.06$	27.0/14
		neg	$0.131 \pm 0.067$	$4.89 \pm 0.32$	$0.58 \pm 0.06$	9.3/11

Tab. 7.9: Ergebnisse des Fits der negativen Binomialverteilung an die Multiplizitätsverteilungen von  $\mu D_2$ -Ereignissen und  $\mu Xe$ -Ereignissen für positiv geladene Hadronen und negativ geladene Hadronen.

größer als für  $\mu D_2$ -Ereignisse. Der Unterschied ist geringer bei den negativ geladenen Hadronen, hier ist  $\bar{n}_-(\text{Xe})=4.16 \pm 0.10$  und  $\bar{n}_-(D_2) = 3.61 \pm 0.04$  gemittelt über alle  $W$ . Die Differenz beträgt  $\Delta\bar{n}_- = 0.55 \pm 0.11$ .

- Ein starker Überschuß bei den positiv geladenen Hadronen aus  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen ( $\bar{n}_+(\text{Xe})=6.37 \pm 0.14$  und  $\bar{n}_+(D_2) = 4.12 \pm 0.04$ ) resultiert von den zusätzlichen Wechselwirkungen mit Kernmaterie, d. h. aus der intranuklearen Kaskade. Für die positiv geladenen Hadronen beträgt die Differenz  $\Delta\bar{n}_+ = 2.25 \pm 0.15$ .
- Die Werte von  $1/k$  für die  $\mu D_2$ -Multiplizitätsverteilungen der positiv und der negativ geladenen Hadronen sind immer negativ. Für die  $\mu\text{Xe}$ -Multiplizitätsverteilungen sind die Werte von  $1/k$  wesentlich größer, insbesondere für die Verteilungen positiv geladener Hadronen.

Die in Abbildung 7.14 ebenfalls dargestellten Vorhersagen des VENUS-Programms zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Daten bei der Beschreibung der mittleren Multiplizitäten  $\bar{n}$ . Die Steigung  $d\bar{n}_+/d\ln W^2$  ist für die positiv geladenen Hadronen aus  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen größer als im VENUS-Modell (s. auch Kap. 7.5). Die Werte von  $1/k$  liegen sowohl in den Daten als auch im VENUS-Modell für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse höher als für  $\mu D_2$ -Daten. Die VENUS-Vorhersagen für  $1/k$  liegen jedoch insgesamt unterhalb der Daten.

Aus der Differenz zwischen den mittleren Multiplizitäten  $\bar{n}_+$  und  $\bar{n}_-$  der positiv geladenen und der negativ geladenen Hadronen erhalten wir die mittlere totale hadronischen Ladung  $\langle Q_T \rangle$  (s. Kap. 2.7.3):

$$\langle Q_T \rangle = \bar{n}_+ - \bar{n}_-. \quad (7.24)$$

Die Gesamtladung  $\langle Q_T \rangle$  setzt sich zusammen aus der Vorwärtsladung  $\langle Q_F \rangle$  im Bereich  $y^* > 0$  und der Rückwärtsladung  $\langle Q_B \rangle$  im Bereich  $y^* < 0$ ,

$$\langle Q_T \rangle = \langle Q_F \rangle + \langle Q_B \rangle. \quad (7.25)$$

$\langle Q_F \rangle$  und  $\langle Q_B \rangle$  werden mit den gefitteten Werten von  $\bar{n}$  aus den Multiplizitätsverteilungen der positiv geladenen und der negativ geladenen Hadronen für die Bereiche  $y^* > 0$  und  $y^* < 0$  berechnet.

In Abbildung 7.15 ist die  $W$ -Abhängigkeit der Rückwärtsladung  $\langle Q_B \rangle$  und der Vorwärtsladung  $\langle Q_F \rangle$  für Deuterium und Xenon dargestellt. Man erkennt, daß der Hauptbeitrag zum Ladungsüberschuß in den  $\mu\text{Xe}$ -Reaktionen aus der Rückwärtshemisphäre stammt.  $\langle Q_B \rangle$  zeigt weder für die  $\mu D_2$ -Daten noch für die  $\mu\text{Xe}$ -Daten eine Abhängigkeit von  $W$ . Dasselbe gilt somit auch für die Differenz zwischen  $\langle Q \rangle_{\mu\text{Xe}}$  und  $\langle Q \rangle_{\mu D_2}$ , was darauf hindeutet, daß der Kaskadeneffekt ebenfalls weitgehend unabhängig von  $W$  ist. Ebenso wie die Vorwärtsmultiplizitäten (Abb. 7.13) unterscheiden sich die Vorwärtsladungen von  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu D_2$ -Daten dagegen kaum.



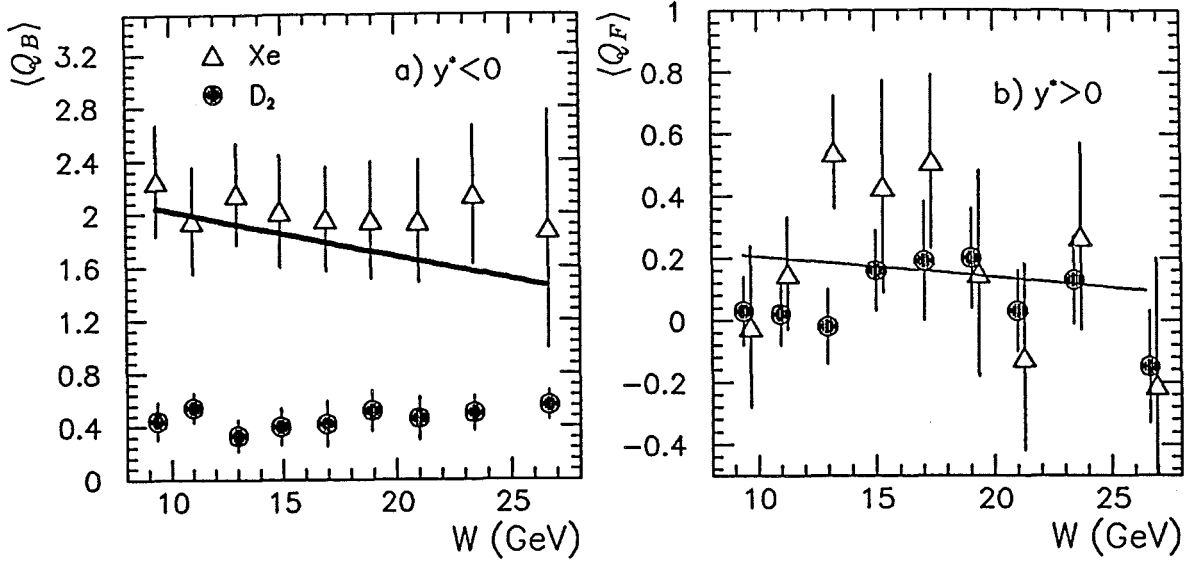


Abb. 7.15: Die hadronischen Ladungen a)  $\langle Q_B \rangle$  und b)  $\langle Q_F \rangle$  in Abhängigkeit von  $W$ . a: Die Gerade ist die Vorhersage des VENUS-Modells für  $\langle Q_B \rangle$  von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen. b: Die Gerade ist eine Berechnung von  $\langle Q_F \rangle$  nach Gl. 2.17 mit den Strukturfunction nach [24].

Die Gerade in Abb. 7.15a stellt die  $W$ -Abhängigkeit der Rückwärtsladung  $\langle Q_B \rangle$  von mit dem VENUS-Programm erzeugten  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen dar. Innerhalb der Fehlergrenzen besteht Übereinstimmung. Außerdem wird in Abb. 7.15b die  $W$ -Abhängigkeit der Vorwärtsladung  $\langle Q_F \rangle$  gezeigt, die sich aus Gl. 2.17 in Verbindung mit den Strukturfunctionen von Glück, Hofmann und Reya [24] ergibt.

Aus den Werten von  $\langle Q_T \rangle$  für das gesamte  $W$ -Intervall ( $8 < W < 30$  GeV) läßt sich die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen nach Gleichung 2.31 bestimmen. Es wurde angenommen, daß die mittlere Anzahl  $\langle \nu_A \rangle$  der Projektilkollisionen gleich eins ist. Da nur Teilchen mit einem Impuls  $p > 200$  MeV/c akzeptiert wurden (s. Kap. 6.3), beschränken sich die Aussagen über die intranukleare Kaskade auf diesen Impulsbereich. Die Werte von  $\langle \nu_K \rangle$  in Tab. 7.10 sind daher als untere Grenze für die Zahl aller Kaskadenwechselwirkungen anzusehen.

Sofern nur ein Nukleon des Targetkerns an der Wechselwirkung beteiligt ist ( $\langle \nu_k \rangle = 0, \langle \nu_A \rangle = 1$ ), ist  $\langle Q_T \rangle = Z/A$  ( $= 0.5$  für Deuterium). Dies ist für die  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse der Fall (s. Tab. 7.10). Der in  $\bar{\nu}\text{D}_2$ -Daten als Folge der intranuklearen Kaskade im Deuteriumkern gemessene Effekt [37] ist zu klein, um bei den hier relevanten statistischen und systematischen Fehlern beobachtbar zu sein. Für die  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse folgt dagegen aus  $\langle Q_T \rangle = 2.21 \pm 0.17$ , daß im Mittel  $\langle \nu_K \rangle = 4.4 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$  zusätzliche Kaskadenwechselwirkungen im Xenonkern stattfinden.

Unter der Annahme, daß die Differenz  $\Delta \bar{n}_- = 0.55 \pm 0.11$  der mittleren Multiplizitäten  $\bar{n}_-$  der negativ geladenen Hadronen von  $\mu\text{D}_2$ - und  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen auf

Target	$\langle Q_F \rangle$	$\langle Q_B \rangle$	$\langle Q_T \rangle$	$\langle \nu_K \rangle$
D <sub>2</sub>	0.05±0.04	0.45±0.10	0.51±0.06	0.0±0.1
Xe	0.21±0.08	1.93±0.13	2.21±0.17	4.4±0.4

Tab. 7.10: Die mittleren hadronischen Ladungen  $\langle Q_F \rangle, \langle Q_B \rangle$  und  $\langle Q_T \rangle$  und die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen (Gl. 2.31) für alle Ereignisse ( $\langle x \rangle \approx 0.036$ ).

die intranukleare Kaskade im Xenonkern zurückzuführen ist, läßt sich die mittlere Zunahme der negativ geladenen Hadronen pro Kaskadenwechselwirkung berechnen:  $\Delta \bar{n}_- / \langle \nu_K \rangle = 0.13 \pm 0.03$ .

## 7.7 Multiplizitätsverteilungen in Rapiditätsintervallen

Die Parameter der negativen Binomialverteilung wurden in verschiedenen Rapiditätsintervallen bestimmt, um den Einfluß der intranuklearen Kaskade in Abhängigkeit von der Rapidität  $y^*$  zu untersuchen.

Dazu wurden die Daten in ein einziges  $W$ -Intervall zusammengefaßt, um die statistischen Fehler zu minimieren. Dies ist möglich, da wir gezeigt haben, daß die Unterschiede zwischen  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Multiplizitätsverteilungen kaum von  $W$  abhängen und daß die Parameter der NBD sich in Abhängigkeit von  $W$  nur langsam ändern.

Die Rapiditätsintervalle  $\Delta y^*$  in der Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre beziehen sich auf  $y^* = 0$  (s. Tab. 7.11). In der Rückwärtshemisphäre wurde zusätzlich nach positiver und negativer Ladung unterschieden, da die Multiplizitätsverteilung positiver Hadronen Kaskadenprotonen enthält, während die Multiplizitätsverteilung der negativen Hadronen nur aus in der Reaktion produzierten Teilchen besteht.

Die in Abbildung 7.16 und der Tabelle 7.11 dargestellten Ergebnisse bestätigen und ergänzen die Aussagen der letzten beiden Paragraphen:

- Die NBD-Parameter  $1/k$  und  $\bar{n}$  unterscheiden sich in der Vorwärtshemisphäre für die  $\mu\text{D}_2$ - und die  $\mu\text{Xe}$ -Multiplizitätsverteilungen nicht. Während  $\bar{n}$  mit zunehmender Intervallbreite  $\Delta y^*$  zunimmt, werden die Werte von  $1/k$  immer kleiner.
- In der Rückwärtshemisphäre ist die A-Abhängigkeit von  $\bar{n}$  bei den negativ geladenen Hadronen geringer als bei den positiv geladenen Hadronen. Die Zunahme der Multiplizität in  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen beginnt schon bei kleinen  $\Delta y^*$ .

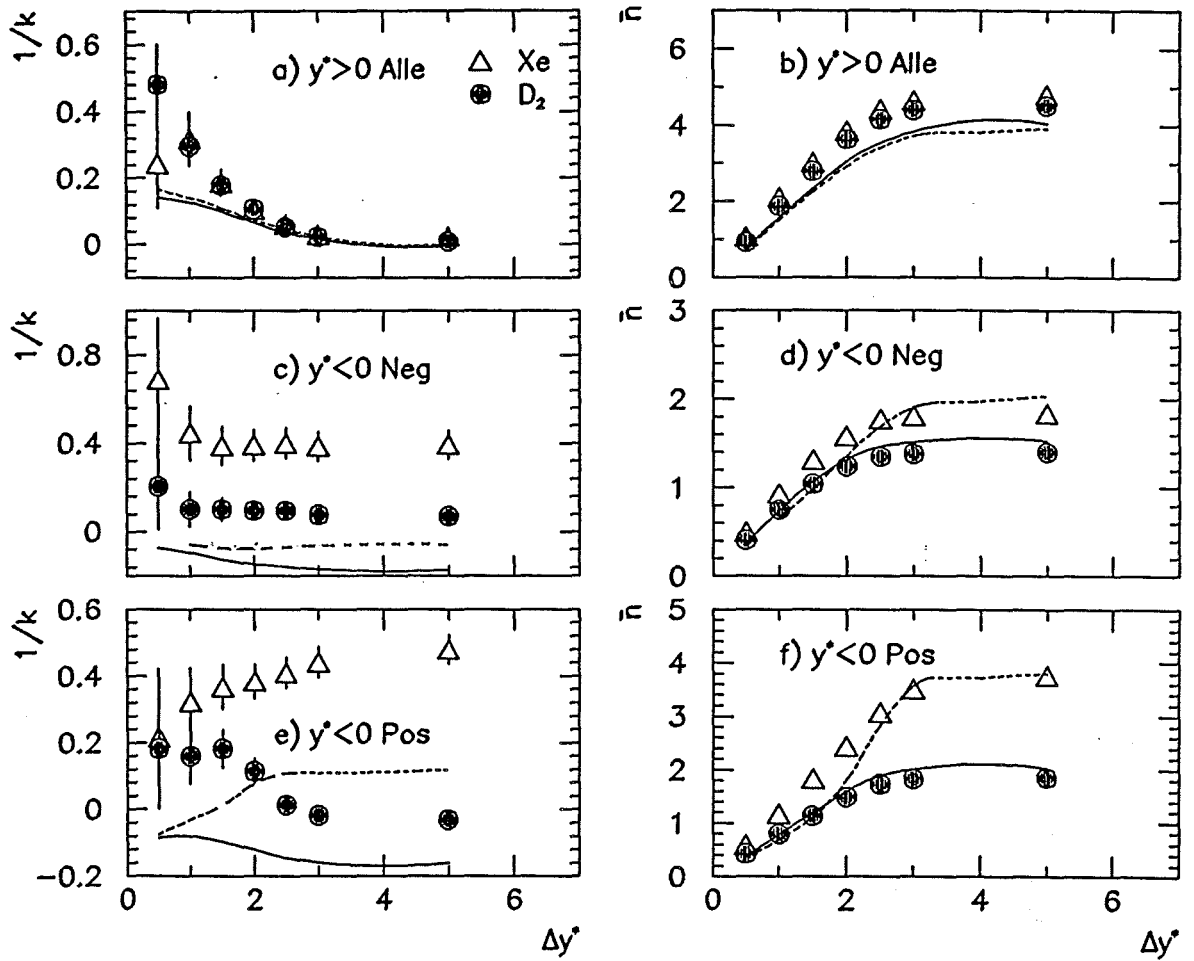


Abb. 7.16:  $1/k$  und  $\bar{n}$  als Funktion des Rapiditätsintervalls  $\Delta y^*$  für  $\mu D_2$ - und  $\mu Xe$ -Daten (s. Tab. 7.11). a und b)  $y^* > 0$  für alle Ladungen; c und d)  $y^* < 0$  nur für negative Ladungen; e und f)  $y^* < 0$  nur für positive Ladungen. Die Vorhersagen des VENUS-Modells sind als gestrichelte Kurven für die  $\mu Xe$ -Ereignisse und als durchgezogene Kurven für die  $\mu D_2$ -Ereignisse dargestellt.

- Die  $1/k$ -Werte der Multiplizitätsverteilungen negativ geladener Hadronen aus  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen zeigen in der Rückwärtshemisphäre eine ähnliche  $\Delta y^*$ -Abhängigkeit wie für die Deuteriumdaten. Anders ist es bei den positiven Ladungen: Für Deuterium werden die  $1/k$  kleiner, für Xenon werden sie mit zunehmendem  $\Delta y^*$  größer.

Das VENUS-Modell, dessen Vorhersagen ebenfalls in Abb. 7.16 dargestellt sind, beschreibt die Daten nur mit Einschränkungen. Im Vorwärtsbereich ist die Übereinstimmung mit den Daten zwar zufriedenstellend, im Rückwärtsbereich liegen die Werte von  $1/k$  für positiv geladene und negativ geladene Teilchen jedoch systematisch zu niedrig. Diese Diskrepanz wurde schon bei der Analyse der  $W$ -Abhängigkeit in den Kapiteln 7.5 und 7.6 festgestellt.

$\Delta y^*$		$1/k$	$\bar{n}$	$1/k$	$\bar{n}$	$1/k$	$\bar{n}$
		$y^* < 0$ neg		$y^* < 0$ pos		$y^* > 0$ alle	
0.5	D <sub>2</sub>	0.206±0.195	0.41±0.02	0.182±0.180	0.43±0.02	0.481±0.121	0.92±0.04
	Xe	0.688±0.277	0.50±0.04	0.216±0.204	0.59±0.05	0.243±0.133	1.07±0.06
1.0	D <sub>2</sub>	0.103±0.077	0.75±0.02	0.160±0.081	0.80±0.03	0.296±0.042	1.87±0.04
	Xe	0.447±0.123	0.93±0.05	0.322±0.103	1.18±0.06	0.318±0.081	2.09±0.08
1.5	D <sub>2</sub>	0.102±0.053	1.04±0.03	0.182±0.057	1.14±0.03	0.178±0.023	2.79±0.05
	Xe	0.389±0.087	1.31±0.05	0.368±0.066	1.83±0.07	0.187±0.040	3.02±0.09
2.0	D <sub>2</sub>	0.096±0.041	1.24±0.03	0.114±0.038	1.49±0.03	0.107±0.018	3.64±0.05
	Xe	0.391±0.070	1.58±0.06	0.384±0.051	2.44±0.08	0.105±0.031	3.85±0.10
2.5	D <sub>2</sub>	0.096±0.038	1.35±0.03	0.014±0.027	1.73±0.03	0.052±0.014	4.15±0.05
	Xe	0.401±0.068	1.77±0.07	0.410±0.045	3.07±0.10	0.060±0.021	4.41±0.10
3.0	D <sub>2</sub>	0.076±0.037	1.38±0.03	-0.018±0.024	1.83±0.03	0.022±0.010	4.40±0.05
	Xe	0.386±0.065	1.81±0.07	0.441±0.046	3.51±0.11	0.029±0.019	4.64±0.10
5.0	D <sub>2</sub>	0.070±0.036	1.40±0.03	-0.031±0.023	1.85±0.03	0.009±0.009	4.51±0.05
	Xe	0.394±0.065	1.84±0.07	0.479±0.043	3.77±0.11	0.024±0.017	4.80±0.10

Tab. 7.11: Ergebnisse des Fits der negativen Binomialverteilung an die Multiplizitätsverteilung von  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen und  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen in Rapiditätsintervallen  $\Delta y^*$  ( $y^* < 0$ ).

Vom Modell qualitativ richtig beschrieben wird dagegen das im Vergleich von Deuterium- zu Xenondaten gegenläufige Verhalten von  $1/k$  für positive Teilchen

in der Rückwärtshemisphäre und die Zunahme der mittleren Multiplizität  $\bar{n}$  in der Rückwärtshemisphäre. Die Zunahme von  $\bar{n}$  aufgrund der intranuklearen Kaskade beginnt jedoch erst bei  $\Delta y^* > 2$ .

Eine ähnliche Analyse der NBD in Rapiditätsintervallen von  $\mu p$ -Ereignissen durch die Kollaboration NA9 [70] stimmt mit den hier gezeigten  $\mu D_2$ -Ergebnissen qualitativ überein. Analysen zur A-Abhängigkeit der NBD in Rapiditätsintervallen existieren von den Experimenten NA5 für  $pp$ -,  $pAr$ - und  $pXe$ -Daten [41] und NA22 für die  $K^+$ - und  $\pi^+$ -Streuung an Aluminium und Gold [79]. Beide Analysen zeigen eine ähnliche A-Abhängigkeit in der Rückwärtshemisphäre wie die vorliegenden Daten. In der Vorwärtshemisphäre messen beide Gruppen eine starke A-Abhängigkeit, die auf mehrfache Wechselwirkungen des hadronischen Projektils zurückzuführen ist.

## 7.8 KNO- und KNO-G-Skalenverhalten

KNO-Skalenverhalten [74] von Multiplizitätsverteilungen  $P(n)$  bedeutet, daß die Funktionen  $\Psi(z)$ ,

$$\Psi(z) = \langle n \rangle P(n), \quad (7.26)$$

nicht von der Schwerpunktsenergie  $W$  abhängen.  $P(n)$  ist auf eins normiert.  $z = n/\langle n \rangle$  ist die reduzierte Multiplizität, wobei  $\langle n \rangle$  die mittlere Multiplizität bei festem  $W$  ist. Die KNO-Funktion  $\Psi(z)$  muß jedoch für verschiedene Reaktionsarten (z. B.  $\mu p$ ,  $e^+e^-$ ,  $pp$ ) nicht identisch sein.

In der ursprünglich von Koba, Nielsen und Olesen eingeführten Form [74] folgt KNO-Skalenverhalten aus dem sogenannten „Feynman-Skalenverhalten [18]“ für asymptotisch hohe Energien.

Da die Funktion  $\Psi(z)$  in verschiedenen  $W$ -Intervallen an unterschiedlichen Stellen  $z = n/\langle n \rangle$  abgetastet wird, muß  $\Psi(z)$  in jedem  $W$ -Intervall neu normiert werden, um der Normierung von  $P(n)$  Rechnung zu tragen. Von A. I. Golokhvastov wurde eine verallgemeinerte Form des KNO-Skalenverhaltens, das KNO-G-Skalenverhalten [80], eingeführt

$$P(n) = \int_{(n-1)/\langle \tilde{n} \rangle}^{(n+1)/\langle \tilde{n} \rangle} \Psi(z) dz, \quad (7.27)$$

bei der dieses Normierungsproblem vermieden wird. Die reduzierte Multiplizität  $z$  ist definiert als  $z = n/\langle \tilde{n} \rangle$ . Die mittleren Multiplizitäten  $\langle \tilde{n} \rangle$  sind durch das Integral

$$\langle \tilde{n} \rangle = \int_0^\infty n \Psi(z) dz \quad (7.28)$$

gegeben. In den meisten Reaktionen sind wegen der Ladungserhaltung nur gerade oder nur ungerade Multiplizitäten erlaubt, z. B. in  $e^+e^-$ -Ereignissen mit

$n = 0, 2, 4, \dots$ . Die hier untersuchten Multiplizitätsverteilungen stellen einen Sonderfall dar: Alle ganzzahligen Multiplizitäten ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) kommen vor, da Wechselwirkungen am Proton und am Neutron nicht getrennt untersucht werden. Die Integrale aus Gl. 7.27 überlappen sich daher für benachbarte Multiplizitäten. In der Normierung der Funktion  $P(n)$  wurde dies berücksichtigt. Die kontinuierlichen mittleren Multiplizitäten  $\langle \tilde{n} \rangle$  sollten in guter Näherung direkt den experimentellen mittleren Multiplizitäten  $\langle n \rangle$  entsprechen ( $\langle \tilde{n} \rangle \approx \langle n \rangle$ ).

Um das KNO-G-Skalenverhalten zu untersuchen, wurden zwei verschiedene Parametrisierung von  $\Psi(z)$  an die Daten angepaßt, die Levy-Funktion [81] und die lognormale Verteilungen [84]. Beide Funktionen werden weiter unten definiert.

Das mit diesen Funktionen berechnete Integral  $P(n)$  aus Gl. 7.27 wird als theoretische Verteilung  $T(n; \beta)$  in Gl. 7.8 eingesetzt.  $\langle \tilde{n} \rangle$  ist ein freier Parameter im Fit, zusätzlich zu den Parametern der Funktionen  $\Psi(z)$  und den Normierungen der Verteilungen  $P(n)$ , gleichbedeutend mit der Anzahl der Ereignisse pro Intervall.

### 7.8.1 Die Levy-Funktion

Die Levy-Funktion  $\Psi_{\text{Levy}}(z)$  [81] ist definiert als

$$\Psi_{\text{Levy}}(z) = N_{\text{Levy}} \cdot \frac{c_{\text{Levy}}^{(c_{\text{Levy}}z+1)}}{\Gamma(c_{\text{Levy}}z+1)} \cdot \exp(-c_{\text{Levy}}) \quad (7.29)$$

$N_{\text{Levy}}$  ist ein Normalisierungsparameter und  $\Gamma()$  die Gammafunktion. Diese Form von  $\Psi(z)$  folgt bei D. Levy aus den Annahme, daß in der Reaktion  $c_{\text{Levy}}$  Cluster entstehen, die anschließend in  $p$  Hadronen zerfallen. Die Verteilung der Anzahl  $c_{\text{Levy}}$  der Cluster ist eine Poissonverteilung mit einem energieunabhängigen Mittelwert  $\langle c_{\text{Levy}} \rangle$ . Die mittlere Anzahl  $\langle p \rangle$  der Hadronen pro Cluster dagegen hängt von der Energie des Prozesses ab.

Die Dispersion  $D_{\text{Levy}}$  ergibt sich direkt aus  $c_{\text{Levy}}$ ,

$$D_{\text{Levy}} = 1/\sqrt{c_{\text{Levy}}}. \quad (7.30)$$

Die vom Fit bestimmten  $\langle \tilde{n} \rangle$  (Tabellen 7.12 und 7.13) liegen sehr nahe an den Werten von  $\bar{n}$  aus den Fits der NBD (s. Tab. 7.4), was eine Bestätigung dafür ist, daß das Fit- und Korrekturverfahren in sich konsistent ist und funktioniert.

Die Dispersionen  $D_{\text{Levy}}$  zeigen keine Abhängigkeit von  $W^2$ . Die Hypothese, daß die Multiplizitätsverteilungen in allen  $W$ -Intervallen durch eine einzige Form von  $\Psi(z)$  beschrieben werden, läßt sich überprüfen, indem  $\Psi(z)$  an alle Multiplizitätsverteilungen gleichzeitig gefittet wird. Dazu ist es notwendig in einem Durchgang

insgesamt 19 Parameter zu bestimmen, außer  $c_{\text{Levy}}$  für jedes  $W$ -Intervall die Normierung und  $\langle \tilde{n} \rangle$ . Die Werte von  $\langle \tilde{n} \rangle$  in den  $W$ -Intervallen werden für den globalen Fit nicht extra aufgeführt.

Die an alle  $W$ -Intervalle global angepaßte Levy-Funktion ergibt  $c_{\text{Levy}} = 5.96 \pm 0.25$  und damit  $D_{\text{Levy}} = 0.410 \pm 0.009$  für die  $\mu D_2$ -Daten. Sowohl die Qualität des globalen Fits ( $\chi^2/\text{NDF}=126.5/155$ ) als auch die Ergebnisse in den einzelnen  $W$ -Intervallen sind mit der Annahme von KNO-Skalenverhalten vereinbar.

$W$ (GeV)	$c_{\text{Levy}}$	$D_{\text{Levy}} =$ $1/\sqrt{c_{\text{Levy}}}$	$\langle \tilde{n} \rangle$	$\chi^2/\text{NDF}$
8–10	$6.67 \pm 0.81$	$0.39 \pm 0.02$	$5.67 \pm 0.18$	5.9/ 13
10–12	$6.60 \pm 0.46$	$0.39 \pm 0.01$	$6.46 \pm 0.16$	4.7/ 11
12–14	$4.99 \pm 0.53$	$0.45 \pm 0.02$	$6.84 \pm 0.19$	7.2/ 14
14–16	$6.50 \pm 0.56$	$0.39 \pm 0.02$	$7.68 \pm 0.21$	8.5/ 16
16–18	$5.80 \pm 0.78$	$0.42 \pm 0.03$	$7.95 \pm 0.25$	17.0/ 21
18–20	$5.31 \pm 0.74$	$0.43 \pm 0.03$	$8.18 \pm 0.26$	17.3/ 15
20–22	$6.58 \pm 0.81$	$0.39 \pm 0.02$	$8.47 \pm 0.23$	13.6/ 17
22–25	$6.53 \pm 0.33$	$0.39 \pm 0.01$	$8.85 \pm 0.22$	22.4/ 18
25–30	$4.87 \pm 0.81$	$0.45 \pm 0.04$	$8.82 \pm 0.32$	21.3/ 22
Reaktion	$W$ (GeV)	$c_{\text{Levy}}$	$D_{\text{Levy}}$	$\chi^2/\text{NDF}$
$\mu D_2$	8–30	$5.96 \pm 0.25$	$0.410 \pm 0.009$	126.5/155
$\mu p$ [82]	4–20	$7.10 \pm 0.12$	$0.375 \pm 0.003$	
$\nu p$ [77]	3–14	$4.69 \pm 0.12$	$0.462 \pm 0.006$	26.9/ 19
$\bar{\nu} p$ [77]	3–14	$7.94 \pm 0.29$	$0.355 \pm 0.006$	10.1/ 19

Tab. 7.12: Ergebnisse des Fits der Levy-Funktion an die  $\mu D_2$ -Multiplizitätsverteilungen in verschiedenen  $W$ -Intervallen. Der globale Fit (alle  $W$ -Intervalle) wird mit den Ergebnissen der WA21-Kollaboration für die  $\nu p$ - und  $\bar{\nu} p$ -Streuung verglichen.

Diese Ergebnisse sind zu vergleichen mit den Ergebnissen der beiden Experimente NA9 ( $D_{\text{Levy}}(\mu p)=0.375 \pm 0.003$  [82]) und WA21 ( $D_{\text{Levy}}(\nu p)=0.462 \pm 0.006$  und  $D_{\text{Levy}}(\bar{\nu} p)=0.355 \pm 0.006$ ), die ebenfalls in Tabelle 7.12 aufgeführt werden. Die KNO-Verteilung für  $\mu \text{Xe}$ -Daten ( $c_{\text{Levy}} = 4.52 \pm 0.31$  und  $D_{\text{Levy}} = 0.470 \pm 0.016$ ) ist breiter als für  $\mu D_2$ -Daten (Abb. 7.17 und Tab. 7.13).

Die WA21-Kollaboration beobachtet bei kleinen Schwerpunktsenergien  $W$  eine Verletzung des KNO-Skalenverhaltens (s. auch Abb. 7.12). Im vorliegenden Fall zeigen die Dispersionen  $D_{\text{Levy}}$  keine signifikante Abhängigkeit von  $W^2$ . Erst wieder bei ungleich höheren Energien ( $\sqrt{s} = 900$  GeV) hat UA5 in der  $pp$ -Streuung eine Abweichung vom KNO-Skalenverhalten gemessen [73,83].

$W$ (GeV)	$c_{\text{Levy}}$	$D_{\text{Levy}} =$ $1/\sqrt{c_{\text{Levy}}}$	$\langle \tilde{n} \rangle$	$\chi^2/$ NDF
8-10	$5.73 \pm 1.22$	$0.42 \pm 0.04$	$7.85 \pm 0.51$	12.1/ 17
10-12	$4.71 \pm 0.71$	$0.46 \pm 0.03$	$8.99 \pm 0.40$	7.7/ 20
12-14	$4.07 \pm 0.70$	$0.50 \pm 0.04$	$9.46 \pm 0.45$	8.0/ 20
14-16	$4.46 \pm 0.95$	$0.47 \pm 0.05$	$10.26 \pm 0.66$	17.5/ 21
16-18	$9.71 \pm 2.12$	$0.32 \pm 0.04$	$11.24 \pm 0.47$	13.4/ 18
18-20	$4.59 \pm 0.89$	$0.47 \pm 0.05$	$11.23 \pm 0.59$	12.8/ 22
20-22	$4.41 \pm 0.88$	$0.48 \pm 0.05$	$10.85 \pm 0.57$	13.8/ 19
22-25	$3.20 \pm 0.74$	$0.56 \pm 0.06$	$11.97 \pm 0.79$	18.1/ 27
8-30	$4.52 \pm 0.31$	$0.470 \pm 0.016$		143.0/191

Tab. 7.13: Ergebnisse des Fits der Levy-Funktion an die  $\mu\text{Xe}$ -Multiplizitätsverteilungen in verschiedenen  $W$ -Intervallen.

### 7.8.2 Die Lognormale Multiplizitätsverteilung

Nach R. Szwed und G. Wrochna folgt aus der Annahme, daß es sich bei der Hadronisierung um einen skaleninvarianten Verzweigungsprozeß handelt, eine weitere Parametrisierung von  $\Psi(z)$ , die lognormale (= Gleichverteilung von  $\ln n$ ) Funktion [84]:

$$\Psi_{\text{Log}}(z) = \frac{N_{\text{Log}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \frac{1}{z + c_{\text{Log}}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(z + c_{\text{Log}}) - \mu)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (7.31)$$

$N_{\text{Log}}$  ist wieder ein Normalisierungsparameter. Die Dispersion  $D_{\text{Log}}$  ist definiert als

$$D_{\text{Log}} = \sqrt{\exp(\sigma^2) - 1} \cdot \exp\left(\mu + \frac{\sigma^2}{2}\right). \quad (7.32)$$

$D_{\text{Log}}$  ist im Gegensatz zur Dispersion der Levy-Funktion ein zusammen mit  $c_{\text{Log}}$  zu fittender Parameter. Die Parameter  $N_{\text{Log}}$ ,  $\sigma$  und  $\mu$  sind durch die Normalisierungsbedingungen  $\sum_n P(n) = 1$  und  $\langle z \rangle = 1$  festgelegt [85]. Das Fitprogramm [86] basiert auf dem in [85] entwickelten Verfahren.

Die Tabellen 7.14 und 7.15 enthalten die gefitteten Resultate für  $c_{\text{Log}}$ ,  $D_{\text{Log}}$  und  $\langle \tilde{n} \rangle$  in den einzelnen  $W$ -Intervallen. Die Ergebnisse für die „Verschiebungen“  $c_{\text{Log}}$ , die zur reduzierten Multiplizität  $z$  addiert werden, haben große Fehler und können recht beliebige Werte annehmen. Ähnlich große Fehler für  $c_{\text{Log}}$  findet man auch in den Veröffentlichungen [77,87]. Die starken Schwankungen von  $c_{\text{Log}}$  haben aber keine Auswirkungen auf die Ergebnisse für die Dispersion  $D_{\text{Log}}$ . Die kontinuierlichen mittleren Multiplizitäten  $\langle \tilde{n} \rangle$  entsprechen den Werten, die sich aus den Fits der NBD und der Levy-Funktion ergeben haben.



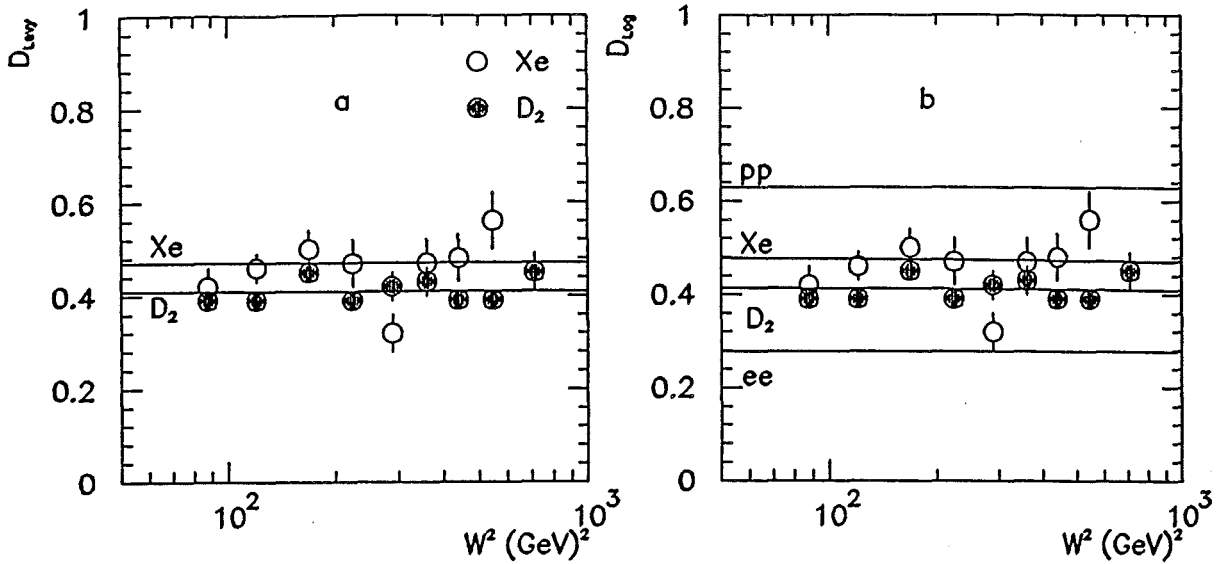


Abb. 7.17:  $D_{\text{Levy}}$  (a) und  $D_{\text{Log}}$  (b) in Abhängigkeit von  $W^2$  für die  $\mu D_2$ - und  $\mu Xe$ -Multiplizitätsverteilungen ( $D_z$  s. Abb. 7.11). Die Geraden stellen die Ergebnisse der globalen Fits an alle  $W$ -Intervalle dar. Die Werte für  $D_{\text{Log}}(pp)$  und  $D_{\text{Log}}(ee)$  stammen aus Veröffentlichung [87].

Erst der gleichzeitige Fit der lognormalen Funktion an die Multiplizitätsverteilung in allen  $W$ -Intervallen liefert einen signifikant von null verschiedenen Wert  $c_{\text{Log}} = 1.86 \pm 0.75$  für die  $\mu D_2$ -Ereignisse. Die Dispersion  $D_{\text{Log}}$  ist gleich  $0.413 \pm 0.009$ . Zusätzlich sind die Resultate für  $\nu p(\bar{\nu} p)$ -Daten [77] und von globalen Fits an pp- und  $e^+e^-$ -Daten [87] angegeben (Abbildung 7.17). Die Qualität des globalen Fits ( $\chi^2/\text{NDF} = 126/154$ ) läßt folgern, daß innerhalb der Fehlergrenzen KNO-G-Skalenverhalten erfüllt ist und daß die lognormale Form der KNO-Funktion  $\Psi(z)$  die Daten gut beschreibt.

Es ist offensichtlich, daß nicht nur zwischen den mittleren Multiplizitäten  $\bar{n}$  und  $\langle \tilde{n} \rangle$ , sondern auch zwischen den Breiten  $D_z$ ,  $D_{\text{Levy}}$  und  $D_{\text{Log}}$ , die wir durch Fits der NBD, der Levy-Funktion und der lognormalen Funktion erhalten haben, kaum ein Unterschied besteht,

$$D_z \approx D_{\text{Levy}} \approx D_{\text{Log}}. \quad (7.33)$$

Die verschiedenen Parametrisierungen beschreiben die vorliegenden Daten somit in etwa gleich gut. Die Breiten der lognormalen Verteilung in der Myon-Nukleon-Streuung liegen zwischen den Werten für pp-Ereignisse und  $e^+e^-$ -Ereignisse:

$$D_{\text{Log}}(pp) > D_{\text{Log}}(\mu Xe) > D_{\text{Log}}(\mu D_2) > D_{\text{Log}}(ee). \quad (7.34)$$

In Veröffentlichung [87] wird für pp- und  $e^+e^-$ -Daten gezeigt, daß die (kontinuierlichen) mittleren Multiplizitäten  $\langle \tilde{n} \rangle$  mit einem universellen Exponenten  $\alpha$  von  $W$  abhängen, falls das KNO-G Skalenverhalten für beide Reaktionsarten erfüllt ist,

$W$ (GeV)	$c_{\text{Log}}$	$D_{\text{Log}}$	$\langle \tilde{n} \rangle$	$\chi^2/\text{NDF}$
8-10	$0.32 \pm 0.43$	$0.42 \pm 0.04$	$5.73 \pm 0.19$	3.8/ 12
10-12	$16.19 \pm 17.65$	$0.39 \pm 0.03$	$6.42 \pm 0.16$	3.9/ 10
12-14	$3.04 \pm 3.61$	$0.45 \pm 0.03$	$6.85 \pm 0.19$	7.1/ 13
14-16	$1.13 \pm 0.92$	$0.40 \pm 0.02$	$7.68 \pm 0.20$	8.1/ 15
16-18	$0.32 \pm 0.40$	$0.43 \pm 0.03$	$8.01 \pm 0.24$	13.3/ 20
18-20	$73.05 \pm 69.74$	$0.45 \pm 0.04$	$8.15 \pm 0.25$	15.0/ 14
20-22	$1.59 \pm 1.63$	$0.39 \pm 0.03$	$8.48 \pm 0.23$	13.7/ 16
22-25	$2.13 \pm 2.53$	$0.39 \pm 0.02$	$8.85 \pm 0.22$	22.6/ 17
25-30	$34.75 \pm 162.16$	$0.47 \pm 0.03$	$8.70 \pm 0.29$	20.4/ 21
Reaktion	$W$ (GeV)	$c_{\text{Log}}$	$D_{\text{Log}}$	$\chi^2/\text{NDF}$
$\mu\text{D}_2$	$8 < W < 30$	$1.86 \pm 0.75$	$0.413 \pm 0.009$	126.1/154
pp[87]	$3 < \sqrt{s} < 62$	$4.25 \pm 0.20$	$0.629 \pm 0.003$	458 /316
$e^+e^-$ [87]	$7 < \sqrt{s} < 91$	$0.56 \pm 0.03$	$0.277 \pm 0.00$	208 /285
$\nu\text{p}$ [77]	$3 < W < 14$	$2.41 \pm 0.69$	$0.470 \pm 0.007$	26.9/ 18
$\bar{\nu}\text{p}$ [77]	$3 < W < 12$	$1.37 \pm 0.42$	$0.357 \pm 0.007$	8.4/ 18

Tab. 7.14: Ergebnisse des Fits der lognormalen Funktion an die Multiplizitätsverteilungen von  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen in  $W$ -Intervallen. Der globale Fit (alle  $W$ -Intervalle) wird mit Ergebnissen anderer Reaktionstypen verglichen.

$W$ (GeV)	$c_{\text{Log}}$	$D_{\text{Log}}$	$\langle \tilde{n} \rangle$	$\chi^2/\text{NDF}$
8-10	$0.20 \pm 0.69$	$0.48 \pm 0.10$	$8.04 \pm 0.62$	11.1/ 16
10-12	$2.44 \pm 3.60$	$0.46 \pm 0.04$	$9.02 \pm 0.84$	7.4/ 19
12-14	$1.63 \pm 2.17$	$0.50 \pm 0.04$	$9.54 \pm 0.45$	7.7/ 19
14-16	$1.76 \pm 4.54$	$0.49 \pm 0.04$	$10.34 \pm 0.74$	17.4/ 20
16-18	$0.24 \pm 1.57$	$0.34 \pm 0.07$	$11.25 \pm 0.50$	13.5/ 17
18-20	$42.02 \pm 175.40$	$0.47 \pm 0.05$	$11.19 \pm 0.58$	12.4/ 21
20-22	$2.81 \pm 6.14$	$0.48 \pm 0.05$	$10.91 \pm 0.59$	13.6/ 18
22-25	$18.43 \pm 27.42$	$0.57 \pm 0.07$	$12.01 \pm 0.72$	16.1/ 26
8-30	$13.29 \pm 13.80$	$0.477 \pm 0.049$		140.1/190

Tab. 7.15: Ergebnisse des Fits der lognormalen Funktion an die Multiplizitätsverteilungen von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen in  $W$ -Intervallen.

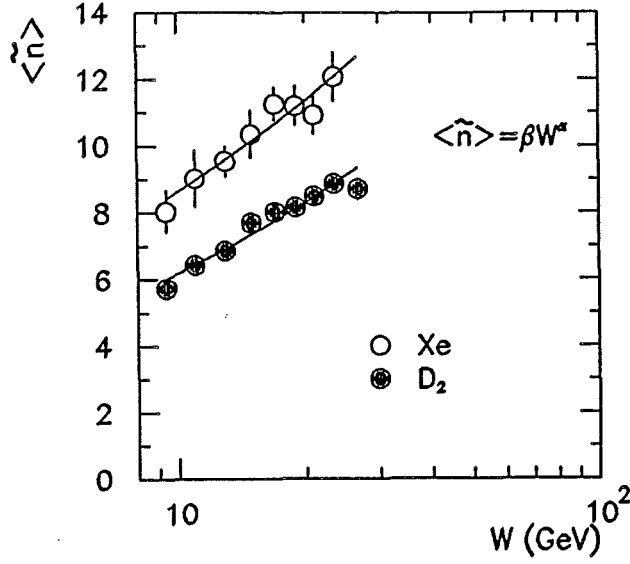


Abb. 7.18: Kontinuierliche mittlere Multiplizität  $\langle \tilde{n} \rangle$  als Funktion von  $W$ . Die Geraden stellen Fits der Funktion  $\langle \tilde{n} \rangle \propto W^\alpha$  dar.

d. h.

$$\langle \tilde{n} \rangle \propto W^\alpha. \quad (7.35)$$

Mit Hilfe eines gemeinsamen Fits an pp und  $e^+e^-$ -Daten ergibt sich  $\alpha(pp, ee) = 0.459 \pm 0.002$  [87]. Ein analoger Fit an die Mittelwerte  $\langle \tilde{n} \rangle$  aus den Tabellen 7.14 und 7.15 ergibt (s. Abb. 7.18)

$$\alpha(\mu D_2) = 0.42 \pm 0.05 \quad (\chi^2/\text{NDF} = 11.2/7) \quad (7.36)$$

$$\alpha(\mu Xe) = 0.39 \pm 0.11 \quad (\chi^2/\text{NDF} = 3.2/6) \quad (7.37)$$

und damit innerhalb der Fehlergrenzen ein vergleichbares Ergebnis.

## 8 Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Anzahl der grauen Spuren

Bisher wurde bei der Analyse der Multiplizitätsverteilungen von  $\mu\text{D}_2$ - und  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen über die Anzahl  $\nu_K$  der Kaskadenwechselwirkungen in allen Ereignissen gemittelt. In diesem Kapitel wird die Zunahme der mittleren Multiplizität in Abhängigkeit von der Zahl der grauen Spuren untersucht, mit deren Hilfe die Anzahl  $\nu_K$  der Kaskadenwechselwirkungen abgeschätzt werden kann. Dazu werden außer den E665-Daten auch pp- und pXe-Daten der NA5-Kollaboration [88,89] analysiert und mit den  $\mu\text{D}_2$ - und  $\mu\text{Xe}$ -Daten von E665 verglichen. Anhand der Ergebnisse werden die Voraussagen des VENUS-Monte-Carlo-Programms (s. Kap. 2.7.4) [42, 43] überprüft.

### 8.1 Definition der grauen Spuren

Durch die intranukleare Kaskade oder die Mehrfachkollisionen des Projektils werden Protonen aus dem Kern herausgeschlagen oder in der Wechselwirkung erzeugt. Durch Nachweis dieser Protonen läßt sich die Anzahl  $\nu_K$  der Kaskadenwechselwirkungen abschätzen.

Die Mehrzahl der Protonen aus Kaskadenwechselwirkungen liegt im Impulsbereich kleiner 1 GeV/c und damit unterhalb der Akzeptanzbereiches des Flugzeithodops (TOF, s. Kap. 3.1.5). Aufgrund ihrer stärkeren Ionisation und damit erhöhten Streamerdichte lassen sich Protonen jedoch in der Streamerkammer identifizieren. In der Streamerkammer wird für alle Spuren mit erhöhter Streamerdichte der Ionisationsgrad bestimmt (s. Kap. 4.3.2), indem das Meßpersonal B-Spuren („black“), C-Spuren („continuous“) und H-Spuren („heavy“) kennzeichnet. Als Protonkandidaten oder „graue Spuren“ werden B-, C- und H-Spuren mit positiver Ladung im Impulsbereich  $200 < p < 600$  MeV/c bezeichnet.

Die Identifikation einer grauen Spur unterliegt am Meßtisch einer subjektiven Beurteilung und ist daher mit einem Monte-Carlo-Programm schwer zu simulieren. Außerdem existierte keine Detektorsimulation mit realistischer Simulation von Kaskadenprotonen. Aus diesem Grund werden für diese Studie keine Monte-Carlo-Korrekturen durchgeführt. Soweit Verhältnisse

$$R(n_g) = \frac{\langle n(n_g) \rangle_{\mu\text{Xe}}}{\langle n \rangle_{\mu\text{D}_2}} \quad (8.1)$$

von Multiplizitäten als Funktion der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren analysiert werden, sollten sich die Akzeptanzkorrekturen in erster Näherung herauskürzen. Wegen

der fast vollständigen Rekonstruktion der Ereignisse sind die Akzeptanzverluste für Spuren im Mittel klein ( $\approx 10 - 20\%$ ). Akzeptanzen in Abhängigkeit von der Topologie des Ereignisses lassen sich aber aus den genannten Gründen nicht bestimmen.

	Xe		D <sub>2</sub>	
	MPI	FNAL	MPI	FNAL
B-Spuren/Ereignis	$0.14 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.02$	0.01	0.02
C-Spuren/Ereignis	$0.17 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01$	0.01	0.00
H-Spuren/Ereignis	$0.26 \pm 0.01$	$0.17 \pm 0.02$	0.04	0.03
Summe	$0.57 \pm 0.02$	$0.51 \pm 0.03$	0.06	0.06

Tab. 8.1: Mittlere Multiplizitäten von B-, C- und H-Spuren in der Streamerkammer für die am FNAL und die am MPI gemessenen E665-Daten.

Der Unterschied in der Interpretation von Meßregeln wird deutlich beim Vergleich der Kennzeichnungen des Ionisationsgrads durch das Personal an den beiden Labors - MPI und FNAL. Die Aufschlüsselung der grauen Spuren in B-, C- und H-Spuren pro Ereignis ist sehr verschieden (s. Tab. 8.1). Bei allen drei Kategorien handelt es sich um Spuren, die dichter oder breiter sind als minimal ionisierende Spuren, feinere Unterscheidungen sind in einer Streamerkammer - anders als in einer Blaskammer - kaum möglich. Da die Summen der B-, C- und H-Spuren übereinstimmen, gehen wir davon aus, daß es sinnvoll ist, alle drei Kategorien zusammenzufassen.

Wie erwartet ist die Zahl der grauen Spuren für Deuterium wesentlich geringer als für Xenon. Für Xenon sind nur die statistischen Fehler angegeben, für Deuterium sind die statistischen Fehler kleiner gleich 0.01 Spuren pro Ereignis. Der systematische Fehler bei der Bestimmung der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren pro Ereignis folgt aus der quadratischen Addition der Einzelfehler: Die Unterschiede zwischen den beiden Laboratorien (ca. 10 %) und die Akzeptanzverluste (ca. 15 %) ergeben einen Gesamtfehler von ca. 20 %.

## 8.2 Vergleich mit dem Experiment NA5

Das Experiment NA5 [41,88,89] untersuchte die Hadronproduktion bei der Streuung von 200 GeV/c Protonen und Antiprotonen an Wasserstoff, Argon und Xenon. Das Spektrometer deckte den  $4\pi$ -Raumwinkelbereich fast vollständig ab. Die Vertexregion umgab eine Streamerkammer, deren Bilder größtenteils auch am MPI

ausgewertet wurden. Die Identifikation der grauen Spuren fand daher in ähnlicher Weise statt. Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 19.4$  GeV des Proton-Nukleon-Systems entspricht in etwa der mittleren Schwerpunktsenergie  $\langle W \rangle = 17$  GeV der E665-Daten. In Kapitel 7 wurde bereits gezeigt, daß die Multiplizitätszunahme aufgrund der intranuklearen Kaskade im Xenon nur in geringem Maße von  $W$  abhängt.

Wegen dieser weitgehenden Übereinstimmung zwischen den beiden Experimenten bietet sich eine vergleichende Analyse der beiden Datensätze an. 3340 pp- und 1730 pXe-Ereignisse wurden für diese Studie erneut ausgewertet, zusätzlich zu den 6309  $\mu\text{D}_2$ - und 2064  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen von E665.

Der wesentliche Unterschied zwischen der pA- und der  $\mu\text{A}$ -Streuung liegt in der mittleren Zahl  $\langle \nu_A \rangle$  der Kollisionen des Projektils innerhalb des Kerns (s. Kap. 2.7.3). Anhand der pXe-Daten von NA5 läßt sich exemplarisch zeigen, welche Schwierigkeiten die Bestimmung von  $\langle \nu_K \rangle$  in der Hadron-Kern-Streuung mit sich bringt, denn die Anzahl  $\langle \nu_A \rangle$  der Projektilkollisionen kann auf verschiedene Weise bestimmt werden:

- Eine Abschätzung für  $\langle \nu_A \rangle$  liefert das Verhältnis der inelastischen Wirkungsquerschnitte am Nukleon und am Kern [90],

$$\langle \nu_A \rangle = \frac{A\sigma_{hp}^{inel}}{\sigma_{hA}^{inel}}. \quad (8.2)$$

Mit dieser Methode erhält die NA5-Kollaboration  $\langle \nu_A \rangle = 3.32$  [89] für pXe-Ereignisse.

- Ein von Anderson et al. [91] entwickeltes Modell beschreibt den Zusammenhang zwischen der mittleren Anzahl  $\langle \nu_A \rangle$  der Projektilkollisionen und der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren in pA-Wechselwirkungen. Mit Hilfe dieses Modells läßt sich für jeden Wert von  $n_g$  der dazugehörige Wert von  $\langle \nu_A \rangle$  berechnen. Mit der gemessenen mittleren hadronischen Ladung  $\langle Q_T \rangle$  wird dann unter Verwendung von Gleichung 2.31 die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen als Funktion der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren berechnet [89]. Gemittelt über alle  $n_g$  erhält man  $\langle \nu_A \rangle = 2.84 \pm 0.32$ . Aus den in der Veröffentlichung angegebenen Werten für  $\langle \nu_K \rangle$  in Abhängigkeit von  $n_g$  folgt für die mittlere Zahl von Kaskadenwechselwirkungen in allen pXe-Ereignissen:  $\langle \nu_K \rangle \approx 6.2$ .
- Eine weitere Bestimmung von  $\langle \nu_K \rangle$  mit denselben NA5-Daten wurde von N. Nikolaev vorgenommen [92]. Im Rahmen des Konstituentenquark-Modells wurde angenommen, daß nur 1,2 oder 3 Projektilkollisionen in der pA-Streuung möglich sind, da ein Proton nur aus drei Konstituentenquarks besteht. Im Mittel ist dann die Zahl der Projektilkollisionen wesentlich kleiner,  $\langle \nu_A \rangle = 1.9$ , und es ergeben sich daher höhere Werte für  $\langle \nu_K \rangle$ . Aus den angegebenen Tabellen [92] errechnet sich der Mittelwert  $\langle \nu_K \rangle \approx 13.3$  für pXe-Ereignisse.

Wie man an dieser Auflistung sieht, können dieselben Daten in der pA-Streuung völlig unterschiedlich interpretiert werden.

Die letztgenannte Analyse von N. Nikolaev [92] leitet aus den pXe-Daten des NA5-Experiments mit Hilfe von Annahmen über die Häufigkeit von Ereignissen mit  $\nu_A = 1$  die zu erwartende Zunahme der mittleren Multiplizität  $\langle n_- \rangle$  negativ geladener Hadronen in Abhängigkeit von  $\nu_K$  für die  $\mu$ Xe-Streuung (ebenfalls  $\nu_A = 1$ ) ab,

$$\langle n_- (\nu_K) \rangle_{\mu Xe} = \langle n_- \rangle_{\mu D_2} + 0.115 \nu_K \quad (8.3)$$

Für die pXe-Ereignisse mit  $\nu_A = 1$  ergäbe sich mit den Annahmen von [92], daß  $\langle \nu_K \rangle$  im Mittel 4.3 beträgt, d. h. es fänden auch durchschnittlich 4.3 Kaskadenwechselwirkungen pro  $\mu$ Xe-Ereignis statt. Die erwartete totale Zunahme  $\Delta \langle n_- \rangle$  der Multiplizität negativ geladener Hadronen in  $\mu$ Xe-Ereignissen ist somit sehr gering ( $\Delta \langle n_- \rangle = 0.5$ , s. auch Kap.7.6).

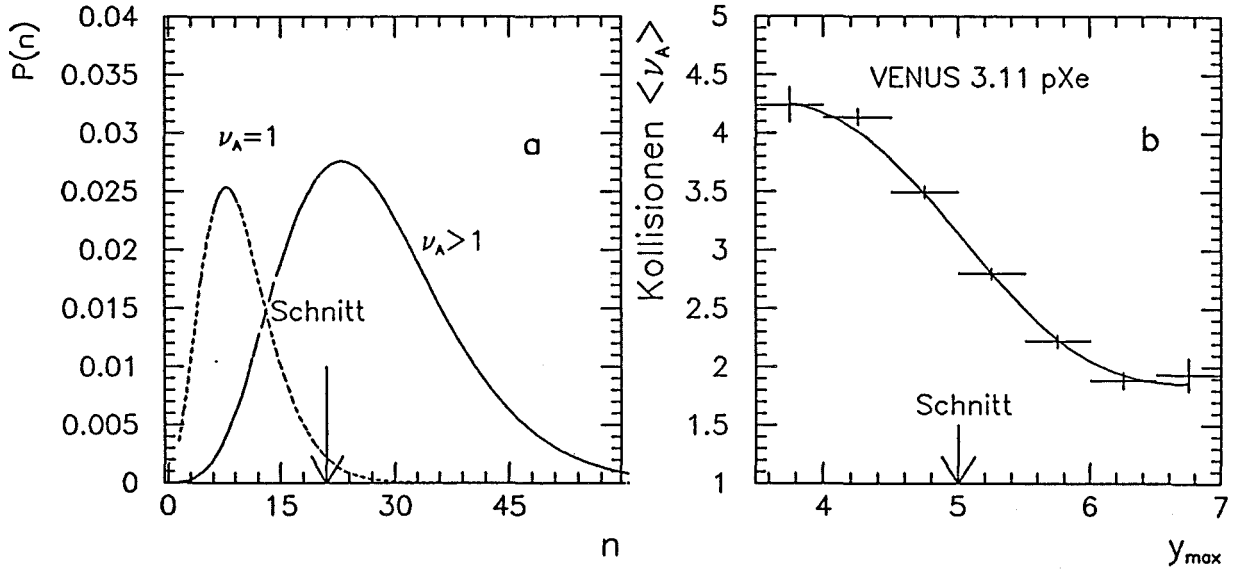


Abb. 8.1: VENUS 3.11 (pXe-Streuung): a: Multiplizitätsverteilung  $P(n)$  geladener Hadronen für Ereignisse mit  $\nu_A = 1$  und mit  $\nu_A > 1$ . b: Mittlere Anzahl  $\langle \nu_A \rangle$  der Projektilkollisionen in Abhängigkeit von  $y_{max}$ .

Um den Beitrag der Anzahl  $\nu_K$  der Kaskadenwechselwirkungen experimentell zu isolieren und die pXe-Daten mit den  $\mu$ Xe-Daten ( $\nu_A = 1$ ) vergleichen zu können, wäre es von Nutzen, wenn eine Untermenge der pXe-Ereignisse definiert werden könnte, für die ebenfalls  $\nu_A \approx 1$  gilt. Die NA5-Kollaboration hat zu diesem Zweck pXe-Ereignisse mit kleiner hadronischer Multiplizität  $n$  selektiert ( $n(pXe) < 18$ ). Außerdem mußte mindestens ein Teilchen des Ereignisses eine Rapidität  $y_{max} > 5.0$  haben [89].

Für die folgende Analyse wurden die Auswirkungen dieser Schnitte mit dem Monte-Carlo-Programm VENUS überprüft. Das VENUS-Programm simuliert für die pXe-Streuung bei einem Strahlimpuls von 200 GeV/c im Mittel 3.1 Projektilkollisionen ( $\langle \nu_A \rangle$  hängt kaum von der Wahl für  $r_b$  und  $r_m$  ab, s. Kap. 2.7.4).

	pXe (NA5)		pp (NA5)	
	alle	„ $\nu_A$ -Schnitt“	alle	„ $\nu_A$ -Schnitt“
Ereignisse	1730	745	3340	2481
$\langle n \rangle (y < 2.0)$	$6.50 \pm 0.14$	$2.74 \pm 0.08$	$2.01 \pm 0.02$	$1.96 \pm 0.03$
$\langle n \rangle (2.5 < y < 3.5)$	$3.53 \pm 0.07$	$2.07 \pm 0.07$	$1.91 \pm 0.03$	$1.76 \pm 0.03$
$\langle n \rangle (y > 5)$	$0.92 \pm 0.02$	$1.48 \pm 0.02$	$1.06 \pm 0.01$	$1.42 \pm 0.01$

Tab. 8.2: Mittlere Multiplizität  $\langle n \rangle$  für alle pXe- und pp-Ereignisse und mit dem Schnitt  $n < 21$  und  $y_{max} > 5$  ( $\nu_A$ -Schnitt).

Der Schnitt auf die Multiplizität muß so optimiert werden, daß die mittleren Multiplizitäten, deren Vergleich das Ziel der Untersuchung ist, nicht verfälscht werden. Abb. 8.1b zeigt für Monte-Carlo-Ereignisse, die mit dem VENUS-Programm erzeugt wurden, die mittlere Anzahl  $\langle \nu_A \rangle$  der Kollisionen in Abhängigkeit von der maximalen Rapidität  $y_{max}$ , die im jeweiligen Ereignis erreicht wird. Die Monte-Carlo-Multiplizitätsverteilungen  $P(n)$  der geladenen Teilchen für  $\nu_A = 1$  und  $\nu_A > 1$  in Abb. 8.1a zeigen die Problematik des Multiplizitätsschnitts. Mit einem Schnitt bei zu kleinen  $n$  verliert man die für die Kaskadenereignisse wichtigen Ausläufer bei hohen Multiplizitäten, andererseits hat die Verteilung der Ereignisse mit  $\nu_A > 1$  hier ihr Maximum. Als Kompromiß bieten sich die Schnitte  $n < 21$  und  $y_{max} > 5.0$  an („ $\nu_A$ -Schnitt“). Nach dieser Selektion ist  $\langle \nu_A \rangle = 1.8$  für die pXe-Ereignisse der VENUS-Simulation. Von den NA5-Daten erfüllen 2481 pp-Ereignisse (74 %) und 745 (43 %) pXe-Ereignisse diese Bedingungen.

Die mittleren Multiplizitäten  $\langle n \rangle$  in Tabelle 8.2 wurden für die experimentellen Ereignisse vor und nach dem „ $\nu_A$ -Schnitt“ in drei Rapiditätsintervallen berechnet [89],

- $y < 2.0$  („rückwärts“);
- $2.5 < y < 3.5$  („zentral“);
- $y > 5.0$  („vorwärts“).

Die Rapidität  $y$  ist im Laborsystem definiert. Beim Vergleich der Rapiditätswerte im Laborsystem (NA5) und im CMS-System (E665) gilt  $y \approx y^* + 3.0$ .



Der  $\nu_A$ -Schnitt sollte auf die mittlere Multiplizität  $\langle n \rangle$  von pp-Ereignissen wenig Einfluß haben, was in der Rückwärtshemisphäre und im zentralen Bereich auch der Fall ist. Im Vorwärtbereich ( $y > 5$ ) dagegen werden durch die Bedingung  $y_{max} > 5$  höhere Multiplizitäten selektiert, da dieser Schnitt mindestens ein Hadron in diesem Rapiditätsbereich voraussetzt.

In diesem Paragraphen wurde gezeigt, daß es möglich ist, mit dem  $\nu_A$ -Schnitt ( $y_{max} > 5.0$  und  $n < 21$ ) eine Untergruppe der pXe-Ereignisse zu definieren, in der die Anzahl  $\nu_A$  der Projektilkollisionen gegenüber allen pXe-Ereignissen reduziert ist. Diese Untergruppe sollte bezüglich der Kerneffekte den  $\mu$ Xe-Ereignissen ähnlicher sein als die Gesamtmenge der pXe-Ereignisse.

### 8.3 Multiplizitätsverteilungen $P(n_g)$ der grauen Spuren

Die Multiplizitätsverteilung  $P(n_g)$  der grauen Spuren ist gegeben durch

$$P(n_g) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_{ev}}{dn_g}. \quad (8.4)$$

$n_g$  ist die Anzahl der grauen Spuren. Abbildung 8.2 zeigt die Verteilungen  $P(n_g)$  für die drei Datensätze -  $\mu$ Xe, pXe und pXe mit  $\nu_A$ -Schnitt.

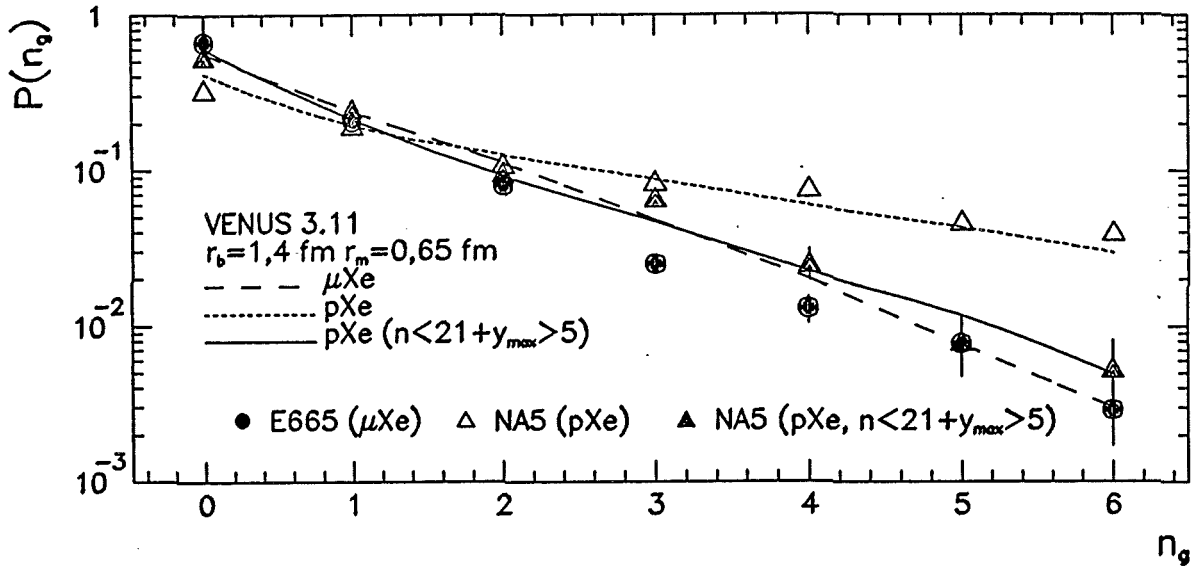


Abb. 8.2:  $P(n_g)$  für  $\mu$ Xe-Ereignisse, pXe-Ereignisse und pXe-Ereignisse mit dem  $\nu_A$ -Schnitt. Die Kurven zeigen die Verteilung  $P(n_g)$  der VENUS-Simulation mit  $r_b = 1.4$  und  $r_m = 0.65$  fm.

Die Verteilungen  $P(n_g)$  der unselektierten pXe-Ereignisse und der  $\mu$ Xe-Ereignisse unterscheiden sich durch eine deutliche Zunahme der grauen Spuren in pXe-Ereignissen infolge der Mehrfachkollisionen des Projektils. Die mittlere Anzahl

$\langle n_g \rangle$  der grauen Spuren ist  $2.39 \pm 0.07$  in pXe-Ereignissen und  $0.55 \pm 0.02$  in  $\mu$ Xe-Ereignissen (s. Tab. 8.3). Die durch den  $\nu_A$ -Schnitt selektierten pXe-Ereignisse enthalten im Mittel  $0.87 \pm 0.05$  graue Spuren, ihre Verteilung  $P(n_g)$  gleicht der Verteilung der  $\mu$ Xe-Ereignisse weitgehend.

Es wurde darüberhinaus überprüft, ob eine Anwendung des  $\nu_A$ -Schnittes ( $y_{max}^* > 2.0$  und  $n < 21$ ) die  $\mu$ Xe-Daten in ähnlicher Weise beeinflußt. Die mittlere Anzahl  $\langle n_g \rangle$  der grauen Spuren in  $\mu$ Xe-Ereignissen nach dem  $\nu_A$ -Schnitt ist  $0.48 \pm 0.03$ . Der  $\nu_A$ -Schnitt hat somit auf  $\mu$ Xe-Ereignisse nur eine geringe Auswirkung, während er in pXe-Ereignissen die Anzahl der grauen Spuren drastisch reduziert. Dies bestätigt, daß der  $\nu_A$ -Schnitt geeignet ist, Ereignisse mit Mehrfachkollisionen des Projektils zu beseitigen, die in der pXe-Reaktion und nicht in der  $\mu$ Xe-Reaktion vorkommen.

In Abbildung 8.2 werden die Daten auch mit der VENUS-Simulation verglichen, wobei als graue Spur in Monte-Carlo-Ereignissen alle Protonen im Impulsbereich  $200 < p < 600$  MeV/c bezeichnet werden. Tabelle 8.3 enthält die Mittelwerte  $\langle n_g \rangle$  der Anzahl der grauen Spuren für alle drei Datensätze und für die VENUS-Simulation mit drei verschiedenen Werten für die Kaskadenradien  $r_m$  und  $r_b$ .

Die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen in den VENUS-Ereignissen, die ebenfalls in Tabelle 8.3 aufgeführt sind, und damit die mittlere Zahl  $\langle n_g \rangle$  der grauen Spuren nehmen sehr schnell mit den Radien  $r_m$  und  $r_b$  zu. Da die Messungen nicht auf Akzeptanzverluste korrigiert wurden, muß beim Vergleich berücksichtigt werden, daß die Anzahl der grauen Spuren in den  $\mu$ Xe-Ereignissen um ca. 10–20 % unterschätzt sein dürfte.

Unter dieser Annahme beschreibt das VENUS-Programm mit  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  fm die Daten am besten. Auch bei den durch den  $\nu_A$ -Schnitt selektierten pXe-Ereignissen ist die Übereinstimmung zufriedenstellend. In den unselektierten pXe-Ereignisse werden jedoch etwa 30 % mehr graue Spuren erzeugt als vom VENUS-Programm vorhergesagt wird. Diese Diskrepanz deutet darauf hin, daß vom VENUS-Modell die Mehrfachkollisionen des Projektils in Verbindung mit der intranuklearen Kaskade nicht korrekt behandelt werden.

## 8.4 Hadronische Ladung $Q_T$

Die mittlere totale hadronische Ladung  $\langle Q_T \rangle$  steht ebenfalls im Zusammenhang mit der mittleren Anzahl der Wechselwirkungen im Kern (s. Gl. 2.31):

$$\langle Q_T(\mu Xe) \rangle = \frac{Z}{A} (\langle \nu_K \rangle + \langle \nu_A \rangle) = \frac{Z}{A} (\langle \nu_K \rangle + 1). \quad (8.5)$$

In der pA-Streuung trägt noch das Projektil mit einer positiven Ladung zur Gesamtladung bei, daher gilt:

$$\langle Q_T(\text{pXe}) \rangle = \frac{Z}{A} (\langle \nu_K \rangle + \langle \nu_A \rangle) + 1. \quad (8.6)$$

Bei der experimentellen Bestimmung von  $\langle Q_T \rangle$  wird die gemessene hadronische Ladung durch die Beschränkung auf Teilchen mit Laborimpulsen größer 200 MeV/c reduziert. Die hadronische Ladung  $\langle Q_T \rangle$  von VENUS-Ereignissen wurde aus diesem Grund ebenfalls nur mit Hadronen mit Impulsen größer 200 MeV/c berechnet (s. Tab. 8.3), während  $\langle \nu_K \rangle$  und  $\langle \nu_A \rangle$  exakt angegeben sind.  $\langle Q_T \rangle$  ist für die VENUS-Ereignisse daher kleiner als die Gleichungen 8.5 und 8.6 ergeben würden.

Wie bei den grauen Spuren gilt auch beim Vergleich von  $\langle Q_T \rangle$  der  $\mu\text{Xe}$ -Daten und der  $\text{pXe}$ -Daten mit der VENUS-Simulation, daß die hadronische Ladung in  $\text{pXe}$ -Daten etwa 30 % größer ist, während die  $\mu\text{Xe}$ - und die  $\text{pXe}$ -Daten nach dem  $\nu_A$ -Schnitt mit den Wechselwirkungsradien  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  fm zufriedenstellend beschrieben werden.

		Daten	VENUS 3.11		
$r_b$ [fm]			1.2	1.4	1.5
$r_m$ [fm]			0.56	0.65	0.70
$\langle n_g \rangle$	$\mu\text{Xe}$	$0.55 \pm 0.02$	0.45	0.76	1.01
	$\text{pXe}$	$2.39 \pm 0.07$	1.28	1.71	1.87
	$\text{pXe}(\nu_A\text{-Schnitt})$	$0.87 \pm 0.05$	0.58	0.74	0.87
$\langle Q_T \rangle$	$\mu\text{Xe}$	$1.69 \pm 0.06$	1.4	1.9	2.2
	$\text{pXe}$	$6.05 \pm 0.13$	3.6	4.2	4.4
	$\text{pXe}(\nu_A\text{-Schnitt})$	$2.76 \pm 0.07$	2.2	2.4	2.5
$\langle \nu_K \rangle$	$\mu\text{Xe}$	$3.12 \pm 0.15$	2.3	3.7	4.9
	$\text{pXe}$		4.4	6.1	7.0
	$\text{pXe}(\nu_A\text{-Schnitt})$		1.9	2.5	3.0
$\langle \nu_A \rangle$	$\text{pXe}$	3.32 [89]	3.1	3.1	3.0
	$\text{pXe}(\nu_A\text{-Schnitt})$		1.9	1.8	1.8

Tab. 8.3: Vergleich von  $\langle n_g \rangle$ ,  $\langle Q_T \rangle$ ,  $\langle \nu_K \rangle$  und  $\langle \nu_A \rangle$  (Definitionen s. Text) von  $\mu\text{Xe}$ - und  $\text{pXe}$ -Ereignissen mit der VENUS-Simulation bei verschiedenen Wechselwirkungsradien  $r_m$  und  $r_b$ . Die Probleme bei der Bestimmung von  $\langle \nu_A \rangle$  und  $\langle \nu_K \rangle$  für  $\text{pXe}$ -Ereignisse wurden in Kapitel 8.2 erläutert. Der Wert von  $\langle \nu_K \rangle$  für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse wurde mit Gl. 8.5 berechnet und beinhaltet keine Akzeptanzkorrekturen.

In Tabelle 8.3 wurde mit Gl. 8.5 aus dem gemessenen Wert von  $\langle Q_T \rangle$  für die

$\mu$ Xe-Streuung die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen berechnet:  $\langle \nu_K \rangle = 3.12 \pm 0.15(\text{stat.})$ . Dieser Wert liegt wahrscheinlich zu niedrig, da er keine Akzeptanzkorrekturen beinhaltet. Mit einem mittleren Akzeptanzfaktor für die Spurrekonstruktion von ca. 85 % (s. Abb. 4.2) erhöht sich der Wert entsprechend:  $\langle \nu_K \rangle = 3.8 \pm 0.2(\text{stat.}) \pm 0.7(\text{syst.})$ . Da die Korrektur aber nur abgeschätzt ist, wurde der systematische Fehler in derselben Größenordnung wie der Korrekturfaktor angesetzt (s. Kap. 8.1).

Wie man Tabelle 8.3 ebenfalls entnehmen kann, ist die mittlere Anzahl  $\langle n_g \rangle$  der grauen Spuren in den Xenondaten wesentlich geringer als die gemessene hadronische Ladung ( $\langle n_g \rangle / \langle Q_T \rangle \approx 0.3-0.4$ ). Durch Analyse der Abhängigkeit der mittleren hadronischen Ladung  $\langle Q_T \rangle$  von  $n_g$  läßt sich unter Verwendung von Gl. 8.5 der Zusammenhang zwischen der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren und der Anzahl  $\nu_K$  der Kaskadenwechselwirkungen ermitteln.

Für die weiteren Untersuchungen wurden die drei Rapiditätsintervalle „rückwärts“, „zentral“ und „vorwärts“ für beide Datensätze ( $\mu$ Xe und pXe) so definiert, daß sie sich unter Berücksichtigung der Lorentztransformation in etwa entsprechen (Tabelle 8.4).  $\langle Q_T \rangle$  (alle Rapiditäten) und  $\langle Q_B \rangle$  (rückwärts) in Abhängigkeit von  $n_g$  sind

Datensatz	System	„rückwärts“	„zentral“	„vorwärts“
$\mu$ Xe	CMS	$y^* < -1.0$	$-0.5 < y^* < 0.5$	$y^* > 2.0$
pXe	Labor	$y < 2.0$	$2.5 < y < 3.5$	$y > 5.0$

Tab. 8.4: Definition der Rapiditätsintervalle für  $\mu$ Xe- und pXe-Ereignisse.

in Abbildung 8.3 dargestellt. Die grauen Spuren werden bei der Bestimmung von  $\langle Q \rangle$  mitgezählt. Ergebnisse eines linearen Fits der Form  $\langle Q \rangle = a_Q + b_Q n_g$  sind in Tabelle 8.5 zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß in erster Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen  $\langle Q \rangle$  und der Multiplizität  $n_g$  der grauen Spuren besteht.

Die Steigungen  $b_Q = d\langle Q_T \rangle / dn_g$  für die  $\mu$ Xe-Daten und die pXe-Daten nach dem  $\nu_A$ -Schnitt liegen in der Größenordnung 1.2–1.5, d. h. für diese beiden Datensätze ist die differentielle Zunahme  $dn_g$  ein ungefähres Maß für die differentielle Zunahme  $d\langle Q_T \rangle$  der hadronischen Ladung und damit für die differentielle Zunahme  $d\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen (s. Gl. 8.5):

$$\frac{Z}{A} d\langle \nu_K \rangle = d\langle Q_T \rangle = b_Q dn_g \approx dn_g \quad (8.7)$$

Für die Anzahl der Kaskadenwechselwirkungen ist vor allem die mittlere Rückwärtsladung  $\langle Q_B \rangle$  ( $y^* < -1$  bzw.  $y < 2$ ) entscheidend (Abb. 8.3b und 8.3d). Zwischen den Steigungen  $b_Q = d\langle Q_T \rangle / dn_g$  und  $b_Q = d\langle Q_B \rangle / dn_g$  besteht für die  $\mu$ Xe-Ereignisse

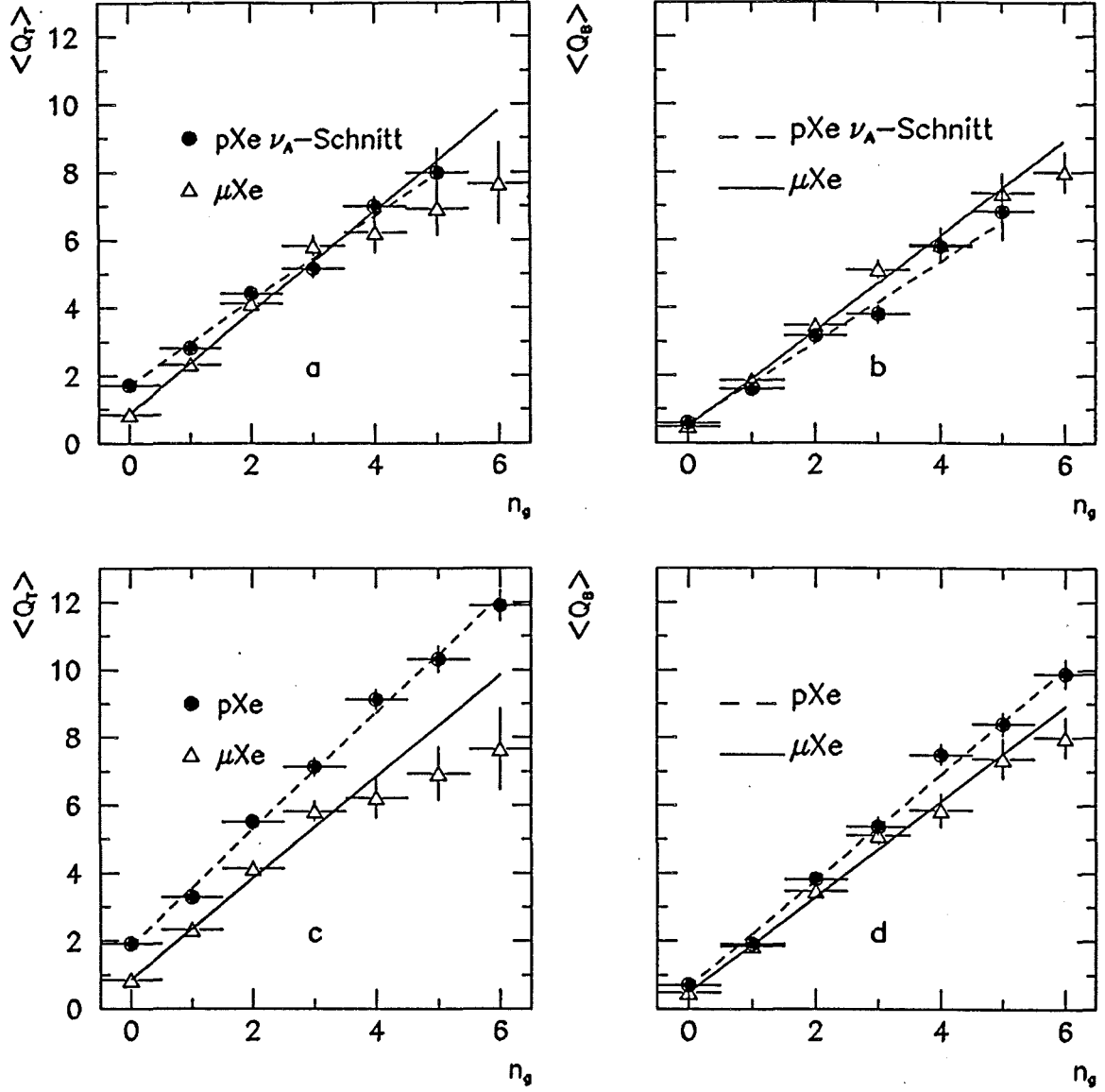


Abb. 8.3: Mittlere hadronische Ladung  $\langle Q \rangle$  in Abhängigkeit von  $n_g$ . Die Geraden sind Fits der Form  $\langle Q \rangle = a_Q + b_Q n_g$ .  
a und c: Alle Rapiditäten ( $\langle Q_T \rangle$ ). b und d: Rückwärtsbereich ( $\langle Q_B \rangle$ ).

und die pXe-Ereignisse nach dem  $\nu_A$ -Schnitt (Abb. 8.3a und 8.3b) kaum einen Unterschied, da hier zusätzliche Projektilkollisionen keine Rolle spielen. Für die totale hadronische Ladung  $\langle Q_T \rangle$  aller pXe-Ereignisse (Abb. 8.3c) ist die Steigung  $b_Q$  größer als im Rückwärtsbereich (Abb. 8.3d) und als in den anderen beiden Datensätzen. Dies kann bedeuten, daß in den Ereignissen mit mehreren Projektilkollisionen im Mittel weniger graue Spuren pro zusätzlicher Kollision erzeugt werden, da die Projektilkollisionen zu zusätzlicher hadronischer Ladung bei höheren Rapiditäten führen, außerhalb des Akzeptanzbereiches für graue Spuren.

Datensatz	alle Rapiditäten		Rückwärtsbereich	
	$a_Q$	$b_Q$	$a_Q$	$b_Q$
$\mu\text{Xe}$	$0.86 \pm 0.05$	$1.50 \pm 0.06$	$0.49 \pm 0.04$	$1.40 \pm 0.04$
pXe( $\nu_A$ -Schnitt)	$1.68 \pm 0.06$	$1.25 \pm 0.05$	$0.56 \pm 0.06$	$1.19 \pm 0.05$
pXe	$1.85 \pm 0.06$	$1.72 \pm 0.04$	$0.64 \pm 0.06$	$1.56 \pm 0.04$

Tab. 8.5: Ergebnisse des Fits  $\langle Q \rangle = a_Q + b_Q n_g$  (s. Abb. 8.3).

Die Werte von  $a_Q$  entsprechen der mittleren hadronischen Ladung  $\langle Q \rangle_0$  von Ereignissen ohne graue Spuren ( $n_g = 0$ ). Für den idealen Fall, daß Ereignisse ohne graue Spuren auch keine weiteren Wechselwirkungen enthalten, erwarten wir:

$$\begin{aligned} \mu\text{Xe}: \quad \langle Q_B \rangle_0 &\approx \langle Q_T \rangle_0 && \approx Z/A = 0.41 \\ \text{pXe}: \quad \langle Q_B \rangle_0 &\approx \langle Q_T \rangle_0 - 1 && \approx Z/A = 0.41. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Da nicht bei jeder zusätzlichen Wechselwirkung eine graue Spur nachgewiesen wird, liegen die Ergebnisse für  $a_Q$  über diesen Werten. Durch Vergleich von Abb. 8.3c und Abb. 8.3d erkennt man außerdem, daß sich die zusätzliche Projektilladung in pXe-Ereignissen (vgl. Gleichung 8.6) fast ausschließlich auf die hadronische Vorwärtsladung auswirkt.

## 8.5 Abhängigkeit der mittleren Multiplizität von der Zahl der grauen Spuren

Es soll nun untersucht werden, welche Multiplizitätszunahme die Kaskadenwechselwirkungen bewirken und wie sich die Multiplizitätszunahme in  $\mu\text{Xe}$ - und pXe-Ereignissen unterscheidet. Dazu wird das auf die mittlere Multiplizität  $\langle n \rangle$  in den

„elementaren“ Reaktionen ( $\mu D_2$ , pp) normierte Verhältnis

$$R(n_g) = \frac{\langle n(n_g) \rangle_{\mu Xe}}{\langle n \rangle_{\mu D_2}} \text{ bzw. } \frac{\langle n(n_g) \rangle_{pXe}}{\langle n \rangle_{pp}} \quad (8.9)$$

gebildet.  $R(n_g)$  wird für alle geladenen Teilchen sowie die positiv und die negativ geladenen Teilchen getrennt dargestellt. Es wird außerdem nach Vorwärtsbereich, Zentralbereich und Rückwärtsbereich (s. Tab. 8.4) unterschieden. Abbildung 8.4 zeigt  $R(n_g)$  für  $\mu Xe$ -Ereignisse und für alle pXe-Ereignisse. Dieselben Verhältnisse  $R(n_g)$  für  $\mu Xe$ -Ereignisse werden in Abbildung 8.5 mit dem Verhältnis  $R(n_g)$  der durch den  $\nu_A$ -Schnitt selektierten pp- und pXe-Ereignisse verglichen.

Die grauen Spuren werden in den mittleren Multiplizitäten bei der Berechnung von  $R(n_g)$  nicht mitgezählt. Es wurden jeweils Funktionen der Form  $R(n_g) = a_R + b_R n_g$  angepaßt. Anhand der Darstellung lassen sich folgende qualitative Sachverhalte feststellen:

- Bei Ereignissen ohne graue Spuren ( $n_g = 0$ ) geht das Verhältnis  $R(n_g)$  gegen eins. Im Vorwärtsbereich nimmt das Verhältnis  $R(n_g)$  der hadronischen Multiplizitäten für alle drei Datensätze mit steigender Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren ab (Abb. 8.4c und 8.5c). Daher können wir annehmen, daß die Multiplizität  $n_g$  der grauen Spuren ein Maß für die Anzahl ( $\nu_A$  und  $\nu_K$ ) der im Kern stattfindenden Wechselwirkungen ist.
- Die Hadronen, die in den Wechselwirkungen der im Vorwärtsbereich fehlenden Hadronen entstehen, führen zu einer Zunahme der Multiplizität (positives  $b_R$ ) im zentralen Bereich (Abb. 8.4b und 8.5b) und im Rückwärtsbereich (Abb. 8.4a und 8.5a). Im Rückwärtsbereich ist die Zunahme stärker als im zentralen Bereich. Im zentralen Bereich ist die Zunahme der hadronischen Multiplizität für positiv und negativ geladene Teilchen etwa gleich groß.
- Die Zunahme der hadronischen Multiplizität mit steigendem  $n_g$  ist sowohl im Rückwärtsbereich als auch im zentralen Bereich in den unselektierten pXe-Ereignissen wesentlich stärker als in den  $\mu Xe$ -Ereignissen (Abb. 8.4). In den mit dem  $\nu_A$ -Schnitt selektierten pXe-Ereignissen ist die Zunahme von  $R(n_g)$  dagegen in derselben Größenordnung wie in den  $\mu Xe$ -Ereignissen und ebenfalls deutlich kleiner als bei den unselektierten pXe-Ereignissen (Abb. 8.5).

Dieser Sachverhalt läßt sich so deuten, daß in Kaskadenwechselwirkungen im Mittel weniger zusätzliche Hadronen erzeugt werden als in Projektilkollisionen. Aus Abb. 8.3 war bereits geschlossen worden, daß Projektilkollisionen zu weniger grauen Spuren führen als Kaskadenwechselwirkungen.

- Einen Sonderfall stellt das Verhältnis  $R(n_g)$  für positiv geladene Teilchen im Rückwärtsbereich der  $\mu Xe$ -Ereignisse dar (Abb. 8.5a und 8.4a): In diesem Fall

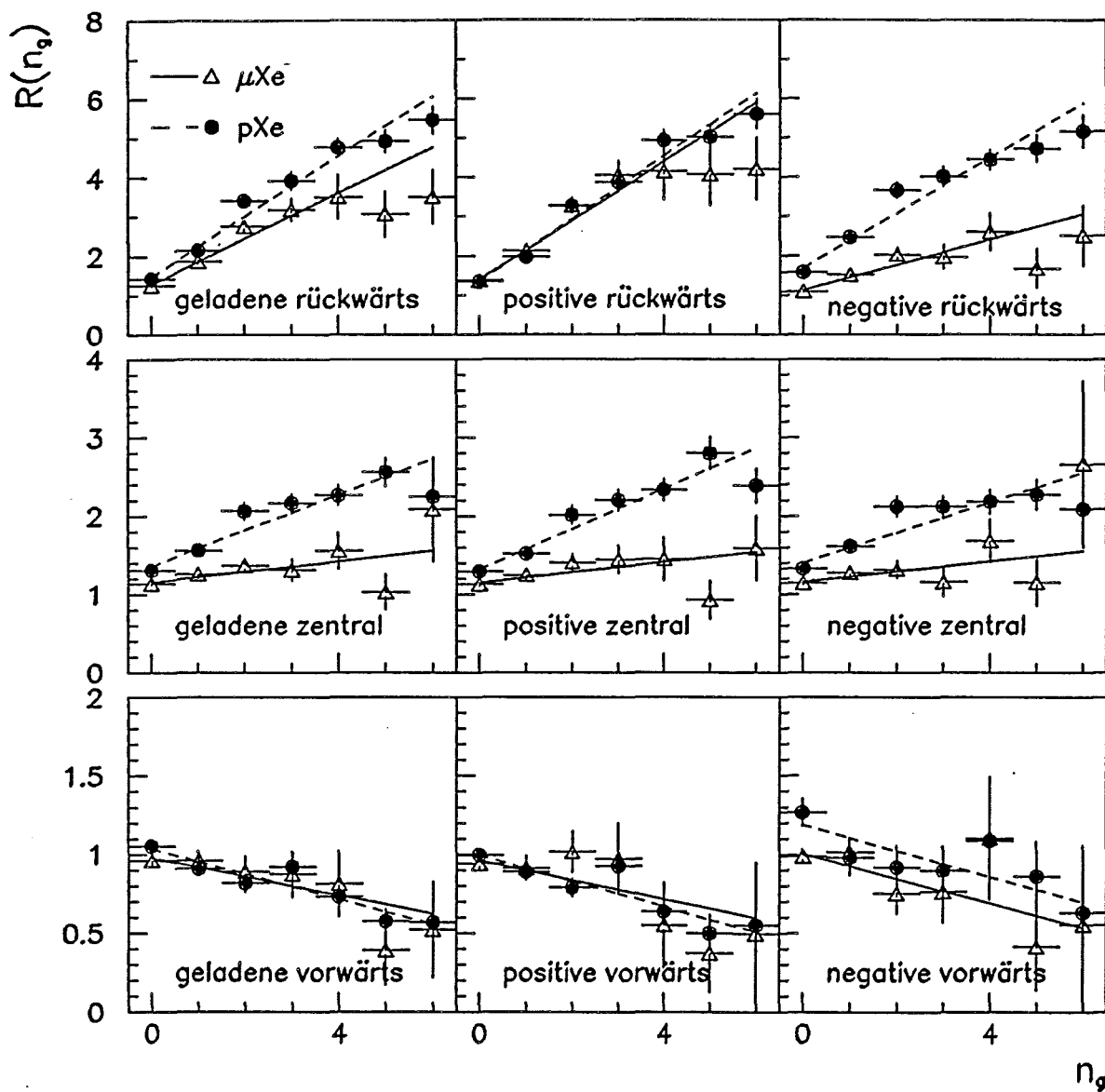


Abb. 8.4: Normierte mittlere Multiplizität  $R(n_g)$  (Gl. 8.9) in Abhängigkeit von der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren.  $\mu Xe$ -Ereignisse werden mit unselektierten  $pXe$ -Ereignissen verglichen. Die Geraden sind Ergebnisse von Fits der Form  $R(n_g) = a_R + b_R n_g$ .



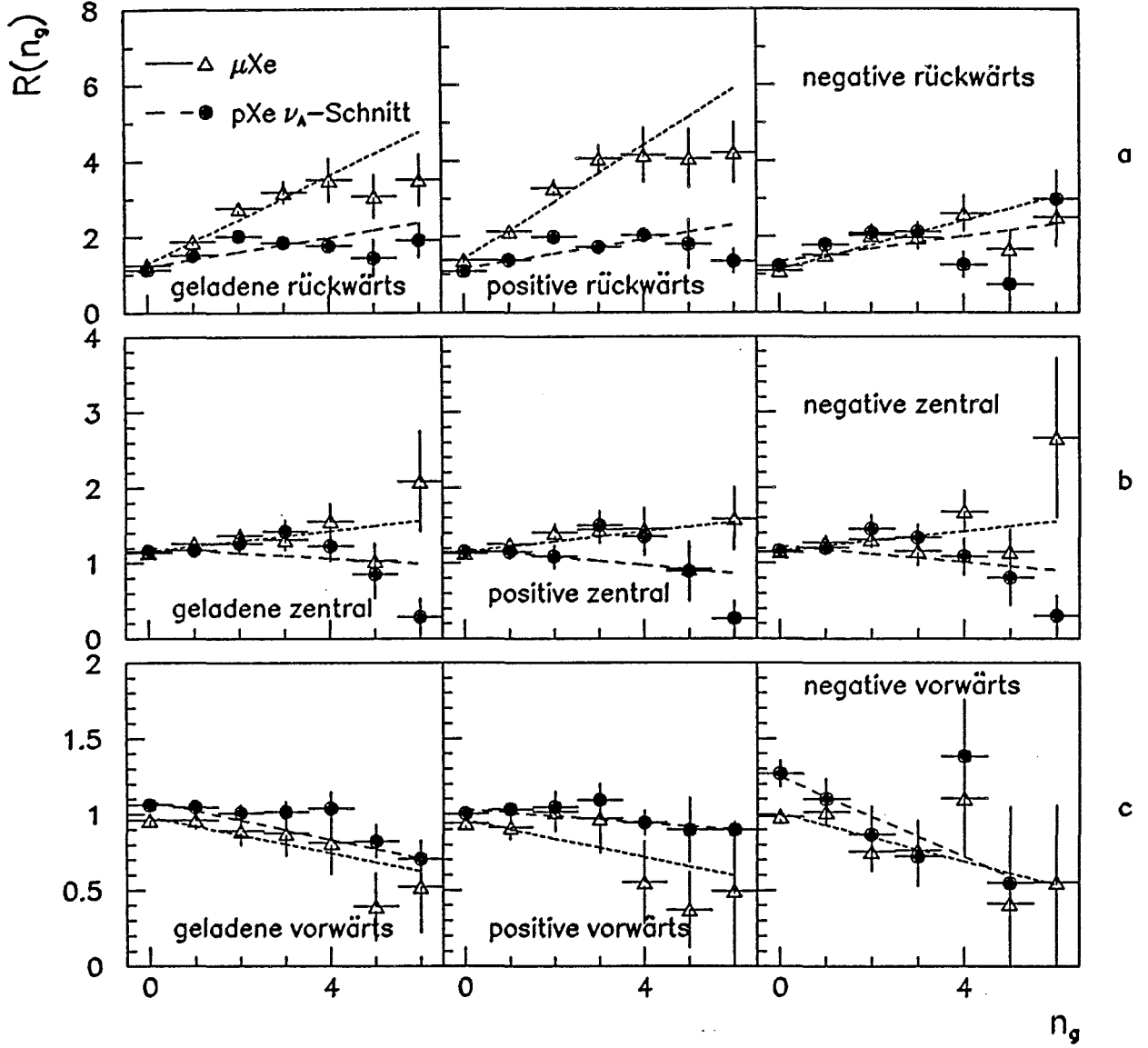


Abb. 8.5: Normierte mittlere Multiplizität  $R(n_g)$  (Gl. 8.9) in Abhängigkeit von der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren.  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse werden mit  $p\text{Xe}$ -Ereignissen ( $\nu_A$ -Schnitt) verglichen. Die Geraden sind Ergebnisse von Fits der Form  $R(n_g) = a_R + b_R n_g$ .

ist in den Multiplizitäten positiv geladener Teilchen eine wesentlich stärkere Zunahme festzustellen als in Multiplizitäten negativ geladener Teilchen. Für positiv geladene Teilchen im Rückwärtsbereich hängt das Verhalten von  $R(n_g)$  sehr davon ab, wieviele Protonen als graue Spuren identifiziert werden, da Protonen in diesem Bereich wesentlich zahlreicher sind als die in Kaskadenwechselwirkungen neu produzierten Teilchen (z. B. Pionen). Nicht identifizierte Protonen werden in  $R(n_g)$  mitgezählt und führen zu einer Erhöhung der Steigung  $b_R$ . Das Verhalten von  $R(n_g)$  für positiv geladene Teilchen im Rückwärtsbereich reflektiert im wesentlichen die Unterschiede zwischen den Steigungen  $b_Q$  der verschiedenen Datensätze (s. Tab. 8.5).

Es stellt sich die Frage, ob die Abnahme von  $R(n_g)$  für die negativ geladenen Teilchen im Vorwärtsbereich auf mehrfache Projektilkollisionen oder auf die intranukleare Kaskade zurückzuführen ist. Mit den gegebenen Informationen ist diese Frage nicht beantwortbar. Vorsicht ist bei jeder Interpretation geboten, da es sich um unkorrigierte Daten handelt, in denen alle experimentellen Effekte wie etwa fehlende Teilchenidentifikation voll enthalten sind. Außerdem sind die statistischen Fehler sehr groß.

Wegen der systematischen Probleme bei der Bestimmung von  $R(n_g)$  für die positiv geladenen Teilchen läßt sich die Zunahme  $\Delta\langle n \rangle / \langle \nu_K \rangle$  der mittleren Multiplizität pro Kaskadenwechselwirkung besser aus der Multiplizitätszunahme  $\Delta\langle n_- \rangle$  der negativ geladenen Teilchen bestimmen. Wenn die Ladung der angestoßenen Nukleonen nicht mitgezählt wird, ist  $\Delta\langle n \rangle \approx 2\Delta\langle n_- \rangle$ .

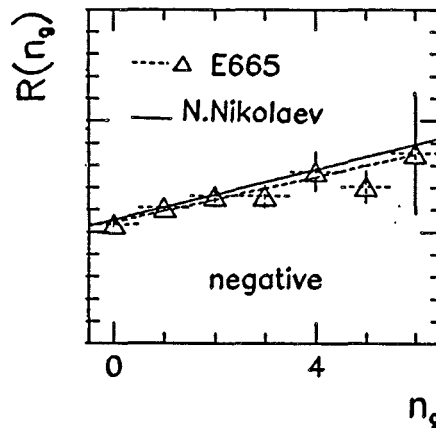


Abb. 8.6:  $R(n_g)$  für negativ geladene Teilchen aus  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen und Vorhersagen von N. Nikolaev auf der Basis der NA5-Analyse [92]. Die gestrichelte Linie stellt den Fit einer Geraden durch die Datenpunkte dar.

Die unkorrigierten mittleren Multiplizitäten der negativ geladenen Hadronen sind  $\langle n_- \rangle_{\mu\text{D}_2} = 3.02 \pm 0.04$  und  $\langle n_- \rangle_{\mu\text{Xe}} = 3.43 \pm 0.07$ . Daraus läßt sich mit der mitt-

leren Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen aus Tab. 8.3 die mittlere Multiplizitätszunahme pro Kaskadenwechselwirkung für die negativ geladenen Hadronen bestimmen:  $\Delta \langle n_- \rangle / \langle \nu_K \rangle = 0.13 \pm 0.03$ . Dieser Wert entspricht genau dem Ergebnis, das aus der Analyse der Multiplizitätsverteilungen in Kapitel 7.6 folgt. Die Analyse in Kapitel 7.6 beinhaltet dagegen die volle Monte-Carlo-Korrektur. Auf den Quotienten  $\Delta \langle n_- \rangle / \langle \nu_K \rangle$  hat die Monte-Carlo-Korrektur somit kaum Einfluß.

Die Zunahme entspricht im Rahmen der Fehler der Vorhersage  $d \langle n_- \rangle / d \nu_K = 0.115$ , die N. Nikolaev [92] aus den NA5-Daten gewinnt (s. Gl. 8.3). Abbildung 8.6 zeigt die Vorhersagen von [92] für die negativ geladenen Teilchen, wobei für die Umrechnung von  $d \nu_K$  in  $d n_g$  Tab. 8.5 benutzt wurde.

In Abbildung 8.7 wird die Zunahme der Multiplizitäten negativ geladener Teilchen für den Rückwärtsbereich, den Zentralbereich und den Vorwärtsbereich mit der VENUS-Simulation verglichen. Auch hier zeigt sich weitgehende Übereinstimmung im Rückwärtsbereich. Die Zunahme im zentralen Bereich und die Abnahme im Vorwärtsbereich wird durch die VENUS-Simulation nicht reproduziert.

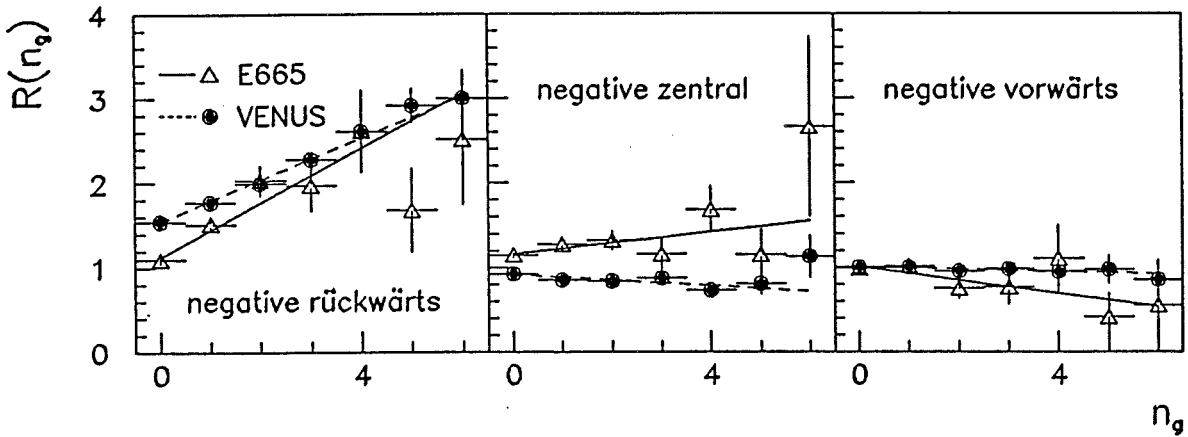


Abb. 8.7:  $R(n_g)$  (negativ geladene Teilchen) im Rückwärts-, Zentral-, und Vorwärtsbereich für  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse und für die VENUS-Simulation ( $r_b=1.4$  fm,  $r_m=0.65$  fm). Die Linien stellen Fits von Geraden durch die Punkte dar.

Der Vergleich zwischen den  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen und den  $p\text{Xe}$ -Ereignissen läßt sich in folgenden Beobachtungen zusammenfassen:

- Es existiert ein deutlicher Unterschied zwischen  $p\text{Xe}$ -Ereignissen und  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen, der auf Mehrfachkollisionen des Projektils in den  $p\text{Xe}$ -Ereignissen zurückzuführen ist. Die Mehrfachkollisionen führen zu einer starken Zunahme der als graue Spuren identifizierten Protonen, der hadronischen Ladung  $\langle Q_T \rangle$  und der hadronischen Multiplizität im zentralen Rapiditätsbereich und im Rückwärtsbereich.

- In Kaskadenwechselwirkungen werden im Mittel weniger zusätzliche Hadronen erzeugt als in Projektilkollisionen und zusätzliche Projektilkollisionen in unselektierten pXe-Ereignissen führen zu weniger grauen Spuren als Kaskadenwechselwirkungen.
- Mit dem  $\nu_A$ -Schnitt konnten pXe-Ereignisse mit wenigen Projektilkollisionen selektiert werden. Die Multiplizitätsverteilung  $P(n_g)$  der grauen Spuren und die Zunahme der hadronischen Multiplizität in Abhängigkeit von der Anzahl  $n_g$  der grauen Spuren stimmen für  $\mu$ Xe-Ereignisse und für mit dem  $\nu_A$ -Schnitt selektierte pXe-Ereignisse gut überein.
- Die Zunahme der hadronischen Multiplizität durch Teilchen, die in der intranuklearen Kaskade erzeugt werden, d. h. wenn die Ladung der angestoßenen Nukleonen nicht mitgezählt wird, ist relativ gering:  $\Delta\langle n \rangle / \langle \nu_K \rangle \approx 2\Delta\langle n_- \rangle / \langle \nu_K \rangle = 0.26 \pm 0.06$  pro Kaskadenwechselwirkung. Die Zunahme entspricht in etwa den Vorhersagen des VENUS-Programms und von N. Nikolaev [92].
- Das VENUS-Programm mit  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  fm simuliert die Verteilungen  $P(n_g)$  im allgemeinen richtig. Bei den unselektierten pXe-Ereignissen zeigen sich allerdings Abweichungen. Die Mittelwerte der Anzahl der grauen Spuren und der hadronischen Ladung sind im Vergleich zu den pXe-Daten zu klein.

## 9 Hadronverteilungen und

### Zwei-Teilchen-Rapidityskorrelationen

Die elementarsten Verteilungen, mit denen die Mechanismen der Hadronproduktion untersucht werden können, sind die inklusiven Verteilungen der verschiedenen Hadronvariablen. Daher beschäftigt sich der erste Teil des Kapitels mit dem Vergleich der Rapidityverteilungen und der  $p_T^2$ -Verteilungen von  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen.

Der nächste Schritt ist die Analyse der Korrelationen zwischen zwei in einem Ereignis erzeugten Hadronen. Die Zwei-Teilchen-Rapidityskorrelationen werden im zweiten Teil des Kapitels untersucht.

#### 9.1 Rapidityverteilungen $\rho(y^*)$

Nicht alle Variablen sind gleichermaßen geeignet, die Hadronproduktion in der Vorwärts- und in der Rückwärtshemisphäre zu analysieren. So eignet sich die häufig benutzte Variable  $z = E_h/\nu$  (s. Abb. 2.5) nur zur Darstellung der Hadronverteilungen in der Vorwärtsrichtung, da der gesamte Rückwärtsbereich auf den Bereich kleiner  $z$  komprimiert wird. Am besten läßt sich der Einfluß der intranuklearen Kaskade mit der Verteilung der Rapidity  $y^*$  darstellen, auf deren Untersuchung wir uns daher beschränken wollen.

Die Rapidityverteilung  $\rho(y^*)$  ist gegeben durch

$$\rho(y^*) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h}{dy^*}, \quad (9.1)$$

wobei  $N_{ev}$  die Zahl der Ereignisse und  $N_h$  die Zahl der Hadronen repräsentiert. Die Korrektur der gemessenen Rapidityverteilung  $\rho_{exp}(y^*)$  auf apparative Effekte und Rekonstruktionsverluste fand durch Multiplikation mit dem Verhältnis der generierten und der rekonstruierten Rapidityverteilungen der Monte-Carlo-Daten statt:

$$\rho(y^*) = \frac{\rho_{gen}(y^*)}{\rho_{rec}(y^*)} \rho_{meas}(y^*). \quad (9.2)$$

In Kapitel 7 wurde gezeigt, daß die Unterschiede zwischen den Multiplizitätsverteilungen von  $\mu\text{D}_2$ - und  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen kaum von  $W$  abhängen. Daher wird für die Untersuchungen dieses Kapitels über alle Schwerpunktsenergien  $W$  gemittelt, um die statistischen Fehler zu vermindern.

Abbildung 9.1 zeigt die Rapidityverteilungen  $\rho(y^*)$  positiv und negativ geladener Hadronen aus  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen. Die entsprechenden Werte von

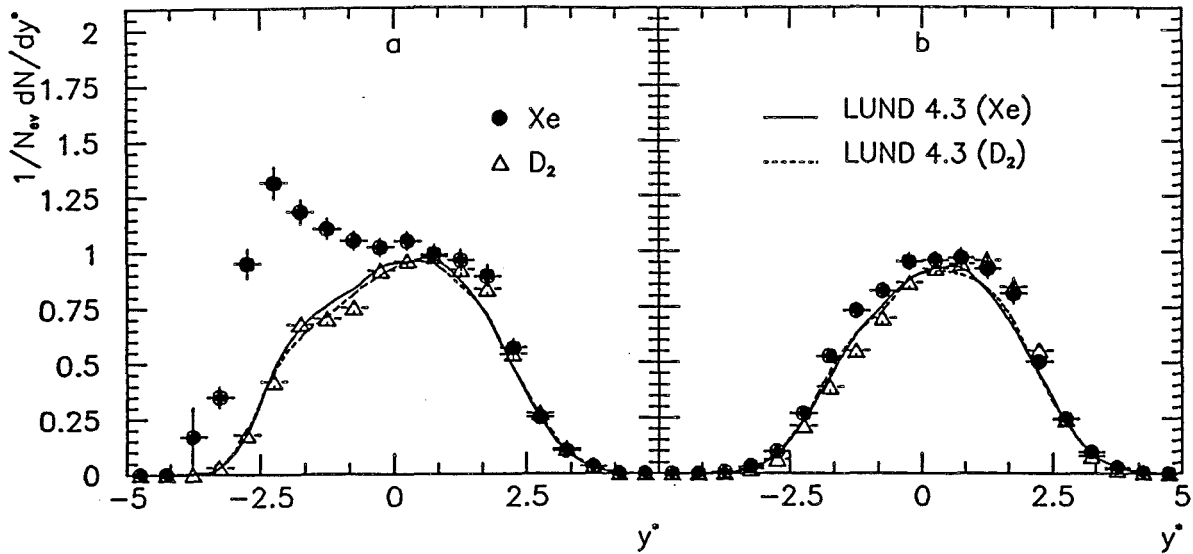


Abb. 9.1: Rapiditätsverteilungen  $\rho(y^*)$  von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen (dunkle Kreise) und  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen (offene Dreiecke). a: Hadronen mit positiver Ladung, b: Hadronen mit negativer Ladung. Die Kurven stellen die Rapiditätsverteilungen der LUND-Ereignisse dar (LEPTO 4.3 - JETSET 4.3).

$\rho(y^*)$  können Tabelle 9.2 entnommen werden. Die Vorhersagen des Monte-Carlo-Programms LUND (s. Kap. 2.6) sind als Kurven dargestellt. Wie mehrfach betont, sind die vom LUND-Programm erzeugten  $\mu\text{Xe}$ - und  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse weitgehend identisch, da keine intranukleare Kaskade simuliert wird. Die Rapiditätsverteilungen der  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse werden vom LUND-Programm sehr gut beschrieben. Die Rapiditätsverteilung der positiv geladenen Hadronen in der Rückwärtshemisphäre von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen weicht dagegen von der LUND-Vorhersage stark ab. Im Vergleich hierzu ist die Zunahme der negativ geladenen Hadronen in den  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen und damit der Unterschied zu den  $\mu\text{D}_2$ -Daten und den Vorhersagen des LUND-Modells gering.

Die Rapiditätsverteilungen werden in Abbildung 9.2 mit den Vorhersagen des Programms VENUS (s. Kap. 2.7.4) verglichen. Dabei wurden die Wechselwirkungsradien  $r_b$  und  $r_m$  (s. Kap. 2.7.4) variiert. Das VENUS-Programm beschreibt das qualitative Verhalten der Rapiditätsverteilung von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen, insbesondere die Zunahme der Hadronen in der Rückwärtshemisphäre. Im Detail allerdings ist die Übereinstimmung schlecht. Die VENUS-Rapiditätsverteilung im zentralen Bereich ( $y^* \approx 0$ ) ist auch für die  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse ohne intranukleare Kaskade zu niedrig. Die Zunahme der Hadronen aufgrund der intranuklearen Kaskade beginnt in den Daten bei höheren Rapiditätswerten ( $y^* \approx -0.5$ ) als in der VENUS-Simulation ( $y^* \approx -1.0$ ).

Auf den ersten Blick scheint die VENUS-Simulation mit den Parametern  $r_b = 1.2 \text{ fm}$

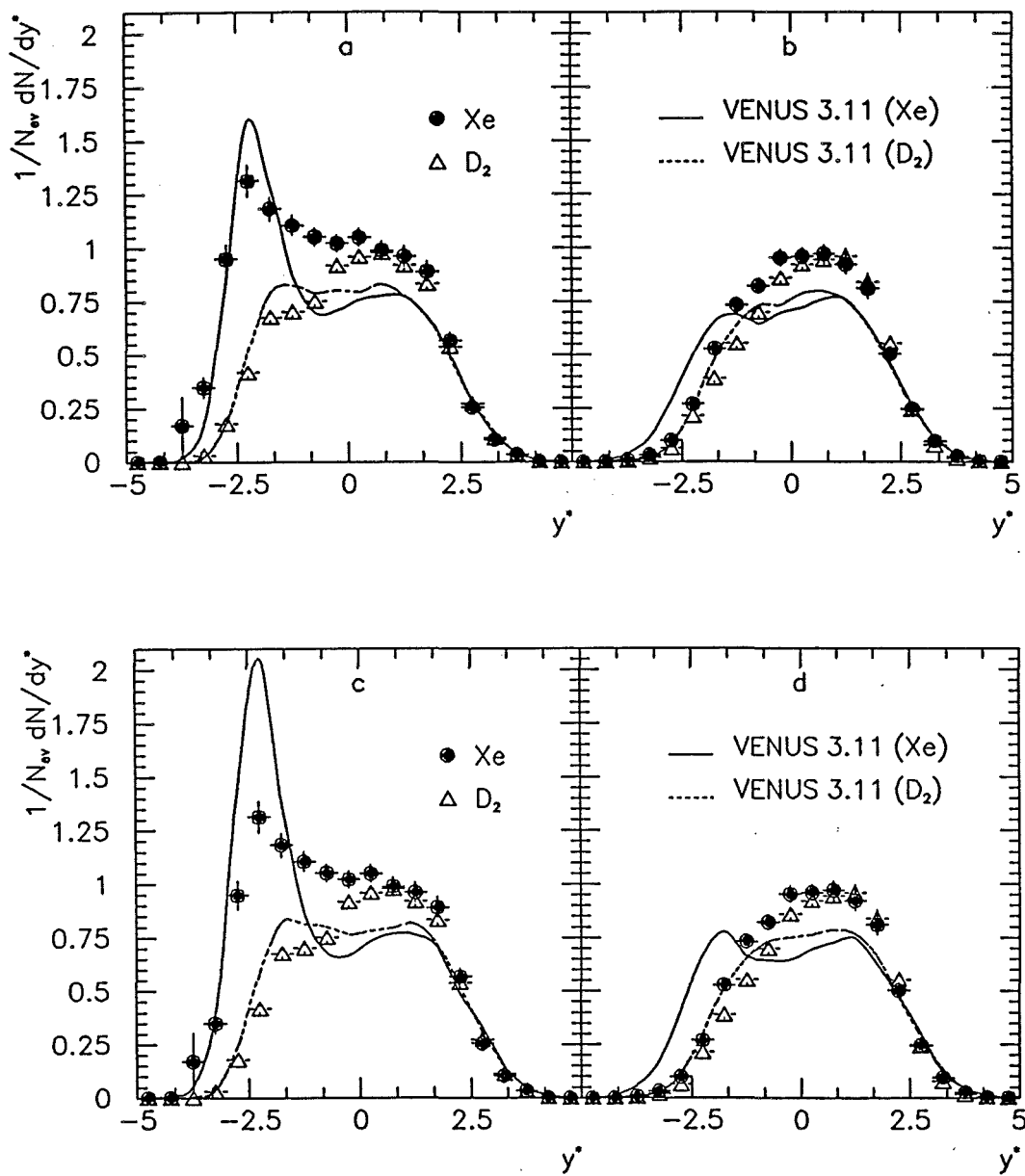


Abb. 9.2: Rapiditätsverteilungen  $\rho(y^*)$  von  $\mu$ Xe-Ereignissen (dunkle Kreise) und  $\mu$ D<sub>2</sub>-Ereignissen (offene Dreiecke). Die Kurven stellen die Rapiditätsverteilungen der VENUS-Ereignisse dar (Version 3.11).

a und c: Hadronen mit positiver Ladung, b und d: Hadronen mit negativer Ladung. a und b:  $r_b = 1.2$  und  $r_m = 0.56$  fm. c und d:  $r_b = 1.4$  und  $r_m = 0.65$  fm.

und  $r_m = 0.56$  fm (Abb. 9.2) die Daten am besten zu beschreiben, da die Höhe der Verteilung der positiv geladenen Hadronen im Bereich  $y^* < 0$  in etwa übereinstimmen. Vergleicht man dagegen die aus den Rapiditätsverteilungen durch Integration bestimmte mittlere Multiplizität

$$\langle n \rangle = \int \rho(y^*) dy^*, \quad (9.3)$$

so werden die Daten durch die VENUS-Simulation mit den Wechselwirkungsradien  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  fm besser beschrieben (s. Tab. 9.1). Die Form der Rapiditätsverteilung weicht jedoch stark von den experimentellen Ergebnissen ab. In der

Ladung	Target	$\langle n \rangle = \int \rho(y^*) dy^*$	$r_b = 1.2$ fm $r_m = 0.56$ fm	1.4 fm 0.65 fm	$\bar{n}$
Alle	D <sub>2</sub>	$7.84 \pm 0.07$	7.4	7.6	$7.74 \pm 0.07$
positive		$4.17 \pm 0.05$	4.0	4.1	$4.12 \pm 0.04$
negative		$3.68 \pm 0.05$	3.4	3.5	$3.61 \pm 0.04$
Alle	Xe	$9.90 \pm 0.10$	8.8	9.7	$10.43 \pm 0.19$
positive		$6.00 \pm 0.10$	5.1	5.8	$6.37 \pm 0.14$
negative		$3.99 \pm 0.06$	3.7	3.9	$4.16 \pm 0.10$

Tab. 9.1: Integral  $\langle n \rangle = \int \rho(y^*) dy^*$  für  $\mu$ Xe- und  $\mu$ D<sub>2</sub>-Ereignisse im Vergleich zu den Vorhersagen des VENUS-Programms für verschiedene Wechselwirkungsradien  $r_b$  und  $r_m$  und im Vergleich zu den Werten von  $\bar{n}$  aus Kapitel 7.

letzten Spalte von Tabelle 9.1 werden die mittleren Multiplizitäten  $\langle n \rangle$  mit den mittleren Multiplizitäten  $\bar{n}$  aus Kapitel 7 verglichen. Bei den Deuteriumdaten sind die Ergebnisse im Rahmen der statistischen Fehler identisch. Für die Xenondaten liegen die Werte von  $\bar{n}$  ca. 5 % höher als die mittleren Multiplizitäten  $\langle n \rangle$  aus den Rapiditätsverteilungen. Dies ist eine Folge der unterschiedlichen Korrekturmethode (Gl. 7.8 bzw. Gl. 9.2). Diese Diskrepanz kann als Abschätzung des systematischen Fehlers aufgrund der MC-Korrektur angesehen werden. Die Größenordnung der Diskrepanz entspricht auch dem in Kap. 7.3 angegebenen systematischen Fehler aus der MC-Korrektur von ca. 0.3 Einheiten für die mittlere Multiplizität aller geladenen Hadronen im Xenon.

Das Verhältnis  $R_A(y^*)$  der Rapiditätsverteilungen

$$R_A(y^*) = \frac{\rho(y^*)_{Xe}}{\rho(y^*)_{D_2}} \quad (9.4)$$

wurde in Abbildung 9.3 für die positiv und die negativ geladenen Hadronen gebildet. Während bei den positiv geladenen Hadronen das Verhältnis  $R_A(y^*)$  bei negativen



Rapiditäten stark ansteigt, ist die Zunahme bei den negativ geladenen Hadronen nur gering und beträgt maximal einen Faktor zwei. Das VENUS-Programm stimmt damit nicht überein. In den Daten ist ebenfalls nicht zu beobachten, daß das Verhältnis  $R_A(y^*)$  der Rapiditätsverteilungen am Beginn der Kaskade zeitweilig kleiner eins wird. In diesem Bereich sind allerdings die systematischen Fehler aufgrund falscher Protonidentifikation und ungenügender Monte-Carlo-Korrektur groß.

$y^*$	Xenon		Deuterium	
	positive	negative	positive	negative
-3.75	0.17±0.13	0.01±0.01	0.00±0.00	0.00±0.00
-3.25	0.35±0.05	0.03±0.01	0.03±0.01	0.02±0.01
-2.75	0.95±0.07	0.10±0.01	0.18±0.01	0.06±0.01
-2.25	1.31±0.07	0.27±0.02	0.42±0.02	0.21±0.01
-1.75	1.18±0.05	0.53±0.03	0.68±0.03	0.38±0.02
-1.25	1.11±0.04	0.73±0.04	0.70±0.02	0.55±0.02
-0.75	1.05±0.04	0.82±0.04	0.75±0.02	0.70±0.03
-0.25	1.02±0.04	0.95±0.04	0.92±0.03	0.86±0.03
0.25	1.05±0.04	0.96±0.04	0.96±0.03	0.92±0.03
0.75	0.99±0.04	0.97±0.04	0.98±0.03	0.94±0.03
1.25	0.96±0.05	0.92±0.05	0.92±0.03	0.96±0.04
1.75	0.89±0.05	0.81±0.05	0.83±0.04	0.84±0.04
2.25	0.57±0.04	0.50±0.03	0.54±0.03	0.55±0.03
2.75	0.26±0.02	0.25±0.02	0.27±0.02	0.24±0.02
3.25	0.10±0.01	0.10±0.01	0.11±0.01	0.08±0.01
3.75	0.04±0.01	0.03±0.01	0.03±0.01	0.02±0.00

Tab. 9.2: Werte der Rapiditätsverteilung  $\rho(y^*)$  von  $\mu Xe$ - und  $\mu D_2$ -Ereignissen für positiv und negativ geladene Hadronen.

Eine sehr ähnliche Form der Rapiditätsverteilung wurde von der Kollaboration NA22 in  $K^+Au$ - und  $K^+Al$ -Wechselwirkungen beobachtet. Bei kleinen Rapiditäten existiert ein starker Überschuß an Protonen [93]. Weitere Vergleiche von Rapiditätsverteilungen in  $hA$ - und  $hp$ -Wechselwirkungen mit ähnlichen Resultaten finden sich in den Veröffentlichungen [88,94,95].

In Abbildung 9.4 wird exemplarisch das Verhältnis der Rapiditätsverteilung negativ geladener Hadronen aus  $\pi Ag$ - und  $\pi p$ -Wechselwirkungen ( $A(Ag)=108$ ) als Funktion der Laborrapidity ( $y \approx y^* + 3$ ) gezeigt [94]. Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  im Pion-Nukleon-System beträgt 19.4 GeV. Im Rückwärtsbereich ist die Zunahme der Hadronen wesentlich größer als in der  $\mu Xe$ -Streuung. Im zentralen Bereich ( $y \approx 3$ ) existiert ein Plateau mit  $R_A(y) \approx 2$  und im Vorwärtsbereich fällt  $R_A(y)$

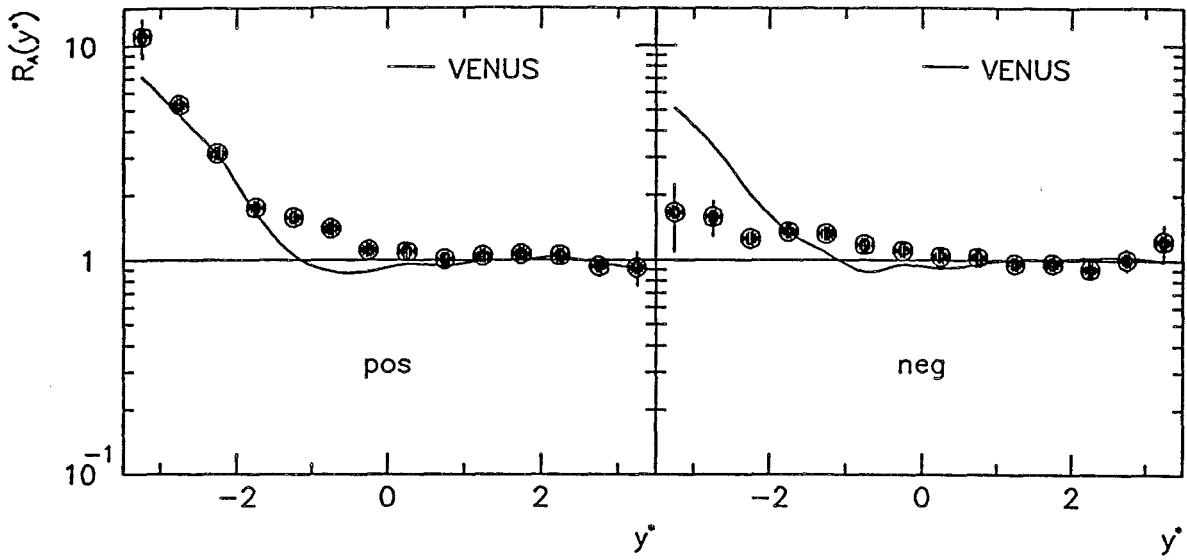


Abb. 9.3: Verhältnis  $R_A(y^*)$  der Rapiditätsverteilungen von  $\mu Xe$ -Ereignissen und  $\mu D_2$ -Ereignissen im Vergleich zu den Vorhersagen des VENUS-Programms mit den Wechselwirkungsradien  $r_b = 1.4 \text{ fm}$  und  $r_m = 0.65 \text{ fm}$ .

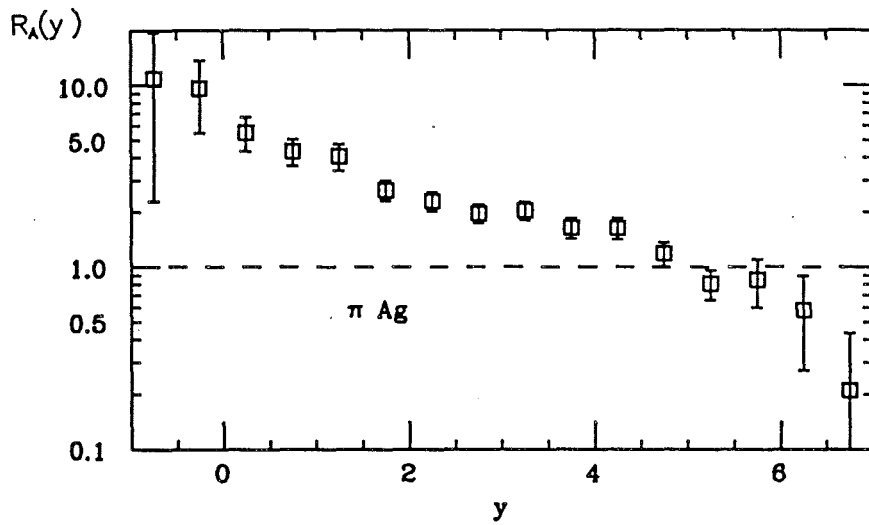


Abb. 9.4: Verhältnis  $R_A(y)$  der Rapiditätsverteilungen (Laborsystem) negativ geladener Hadronen von  $\pi Ag$ -Ereignissen und  $\pi p$ -Ereignissen ( $\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$ ) [94].

unter eins. Damit wird deutlich, daß das Verhalten von  $R_A(y)$  in Hadron-Kern-Wechselwirkungen wesentlich von den Mehrfachkollisionen des Projektils beeinflußt wird. In den  $\mu\text{Xe}$ -Daten (Abb. 9.3) ist  $R_A(y^*) \approx 1$  außer im Bereich der intranuklearen Kaskade ( $y^* < -0.5$ ). Dies ist ein Indiz dafür, daß das Photon in der  $\mu\text{Xe}$ -Streuung tatsächlich nur einmal wechselwirkt ( $\nu_A \approx 1$ ).

## 9.2 Verteilung $d\langle Q \rangle / dy^*$ der hadronischen Nettoladung

Weiterhin betrachten wir die Verteilung der hadronischen Nettoladung

$$\frac{d\langle Q \rangle}{dy^*} = \frac{1}{N_{ev}} \left( \frac{dN^+}{dy^*} - \frac{dN^-}{dy^*} \right), \quad (9.5)$$

die aus der Differenz der Rapiditätsverteilungen von positiv und negativ geladenen Hadronen gebildet wird. Die mittlere hadronische Ladung  $\langle Q_{F,B} \rangle$  in der Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre ergibt sich aus der Integration der Verteilung:

$$\langle Q_F \rangle = \int_0^\infty \frac{d\langle Q \rangle}{dy^*} dy^* \quad (9.6)$$

$$\langle Q_B \rangle = \int_{-\infty}^0 \frac{d\langle Q \rangle}{dy^*} dy^*. \quad (9.7)$$

Die Verteilung der hadronischen Nettoladung ist in Abbildung 9.5 für beide Targets dargestellt. Die Übereinstimmung mit der VENUS-Simulation ist gut. Die Werte für  $\langle Q_F \rangle$ ,  $\langle Q_B \rangle$ ,  $\langle Q_T \rangle$  und die daraus mit Gl. 2.31 berechnete Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen können Tabelle 9.3 entnommen werden.

Target	$\langle Q_F \rangle$	$\langle Q_B \rangle$	$\langle Q_T \rangle$	$\langle \nu_K \rangle$
D <sub>2</sub>	0.05±0.05	0.44±0.04	0.49±0.06	0.0±0.1
Xe	0.15±0.10	1.85±0.10	2.00±0.14	3.9±0.3

Tab. 9.3: Mittlere hadronische Nettoladungen  $\langle Q_F \rangle$ ,  $\langle Q_B \rangle$  und  $\langle Q_T \rangle$  sowie die daraus nach Gl. 2.31 berechnete mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen.

Im Vorwärtsbereich ist die mittlere Nettoladung  $\langle Q_F \rangle$  klein, da die Streuung an Seaquarks überwiegt (s. Abb. 2.2). Das mittlere  $x$  beträgt ca. 0.036 (s. Tab. 6.2). Im Rückwärtsbereich ist die mittlere Nettoladung in den  $\mu\text{Xe}$ -Daten als Folge der intranuklearen Kaskade viel größer als in den  $\mu\text{D}_2$ -Daten. Ein Großteil der zusätzlichen

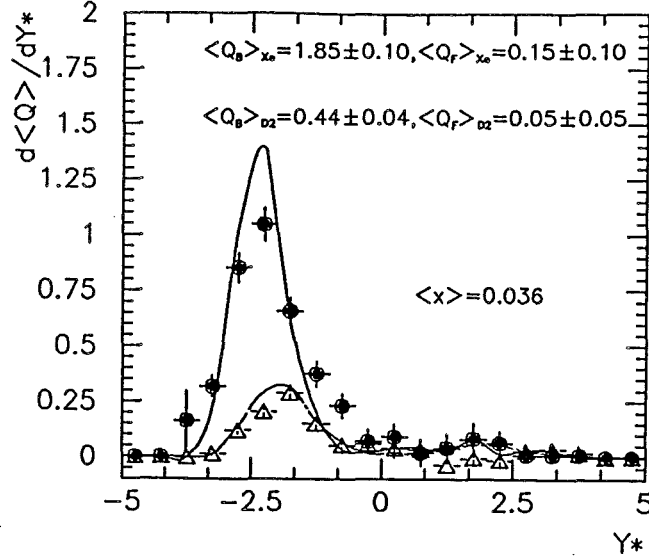


Abb. 9.5: Verteilungen  $d\langle Q \rangle / dy^*$  der hadronischen Nettoladung von  $\mu Xe$ -Ereignissen (dunkle Kreise) und  $\mu D_2$ -Ereignissen (offene Dreiecke). Die Kurven stellen die Verteilungen der VENUS-Simulation mit den Wechselwirkungsradien  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  fm dar.

Ladung sollte von Protonen herrühren. Die mittlere Anzahl  $\langle \nu_K \rangle$  der Kaskadenwechselwirkungen im Xenonkern ist  $3.9 \pm 0.3$  (stat.)  $\pm 0.4$  (syst.), berechnet aus dem Wert von  $\langle Q_T \rangle$  nach Gl. 2.31 mit  $\nu_A = 1$ .

Wie der Vergleich mit Tab. 7.10 zeigt, stimmen die Ergebnisse für die mittleren hadronischen Ladungen  $\langle Q \rangle$  innerhalb der statistischen Fehlergrenzen überein. Da es sich um Differenzen von mittleren Multiplizitäten positiv geladener und negativ geladener Hadronen handelt, wirken sich die im Zusammenhang mit Tab. 9.1 diskutierten systematischen Diskrepanzen zwischen den Werten von  $\bar{n}$  und  $\langle n \rangle$  nicht so stark aus.

### 9.3 Transversalimpulsverteilungen $\rho(p_T^2)$

In Experimenten zur Hadron-Kern-Streuung ist eine starke A-Abhängigkeit der  $p_T^2$ -Verteilungen gemessen worden [96]. Nur in der Lepton-Kern-Streuung ist es jedoch möglich, die A-Abhängigkeit der  $p_T^2$ -Verteilungen für den Fall einer einzigen Projektilkollision zu untersuchen.

In den Verteilungen der positiv geladenen Hadronen sind die zahlreich aus dem Xenonkern herausgestoßenen Protonen experimentell nicht von den in der intranuklearen Kaskade produzierten Teilchen (meist Pionen) zu unterscheiden. Um den Einfluß der intranuklearen Kaskade auf die  $p_T^2$ -Verteilung der produzierten Teilchen zu un-

tersuchen, werden wir uns daher auf die negativ geladenen Hadronen beschränken. Dadurch werden auch die Monte-Carlo-Korrekturen geringer und genauer, da für die negativ geladenen Teilchen die Übereinstimmung zwischen Modell und Daten befriedigend ist (siehe z. B. die Rapiditätsverteilung in Abb. 9.1).

### 9.3.1 Diskussion der systematischen Fehler

Die Verteilungen  $\rho(p_T^2)$  des Quadrates des Transversalimpulses  $p_T$  ist definiert als

$$\rho(p_T^2) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h}{dp_T^2}. \quad (9.8)$$

Bei der Analyse von  $\rho(p_T^2)$  muß besonders darauf geachtet werden, Kontamination durch  $e^+e^-$ -Paare, die bevorzugt bei kleinen Werten von  $p_T^2$  auftritt, zu vermeiden. In Kapitel 6.5 wurde bereits mit Hilfe des Monte Carlo-Programms abgeschätzt, daß etwa 16 % aller am Primärvertex rekonstruierter Spuren in  $\mu$ Xe-Ereignissen und etwa 5 % in  $\mu$ D<sub>2</sub>-Ereignissen Elektronen (oder Positronen) sind. Diskrepanzen zwischen der Elektronsimulation im Monte-Carlo-Programm und dem tatsächlichen Elektronenanteil in den Daten können bei sehr kleinen  $p_T^2$ -Werten große Auswirkungen haben.

In den Abbildungen 9.6a und 9.6b ist der Anteil der Elektronen an allen an den Primärvertex gefitteten negativen Teilchen in Abhängigkeit von  $p_T^2$  dargestellt. Es handelt sich dabei um LUND-Ereignisse mit einem Xenontarget oder einem Deuteriumtarget, die die gesamten Rekonstruktionsprogramme durchlaufen haben. Abb. 9.6a zeigt den Anteil der Elektronen in der Rückwärtshemisphäre ( $y^* < 0$ ), Abb. 9.6b in der Vorwärtshemisphäre ( $y^* > 0$ ). In der Rückwärtshemisphäre der  $\mu$ Xe-Ereignisse sind ca. 60 % aller rekonstruierten Teilchen im Bereich  $p_T^2 < 0.01$  (GeV/c)<sup>2</sup> Elektronen, in der Vorwärtshemisphäre ca. 40 %. Zu höheren Werten von  $p_T^2$  hin nimmt der Anteil der Elektronen stetig ab.

Andererseits ist der Anteil der fälschlicherweise an den Primärvertex gefitteten Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen in den D<sub>2</sub>-Daten höher. Für  $p_T^2 < 0.01$  (GeV/c)<sup>2</sup> sind es etwa 30 % in den  $\mu$ D<sub>2</sub>-Ereignissen und etwa 10 % in den  $\mu$ Xe-Ereignissen.

Um die  $p_T^2$ -Verteilungen der negativ geladenen Hadronen aus  $\mu$ Xe-Ereignissen und  $\mu$ D<sub>2</sub>-Ereignissen zu vergleichen, wird das Verhältnis

$$R_A(p_T^2) = \frac{\rho(p_T^2)_{Xe}}{\rho(p_T^2)_{D_2}} \quad (9.9)$$

gebildet.

Die vom Monte-Carlo-Programm errechneten Korrekturfaktoren, mit denen das Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  multipliziert wird, sind in den Abbildungen 9.6e und 9.6f in

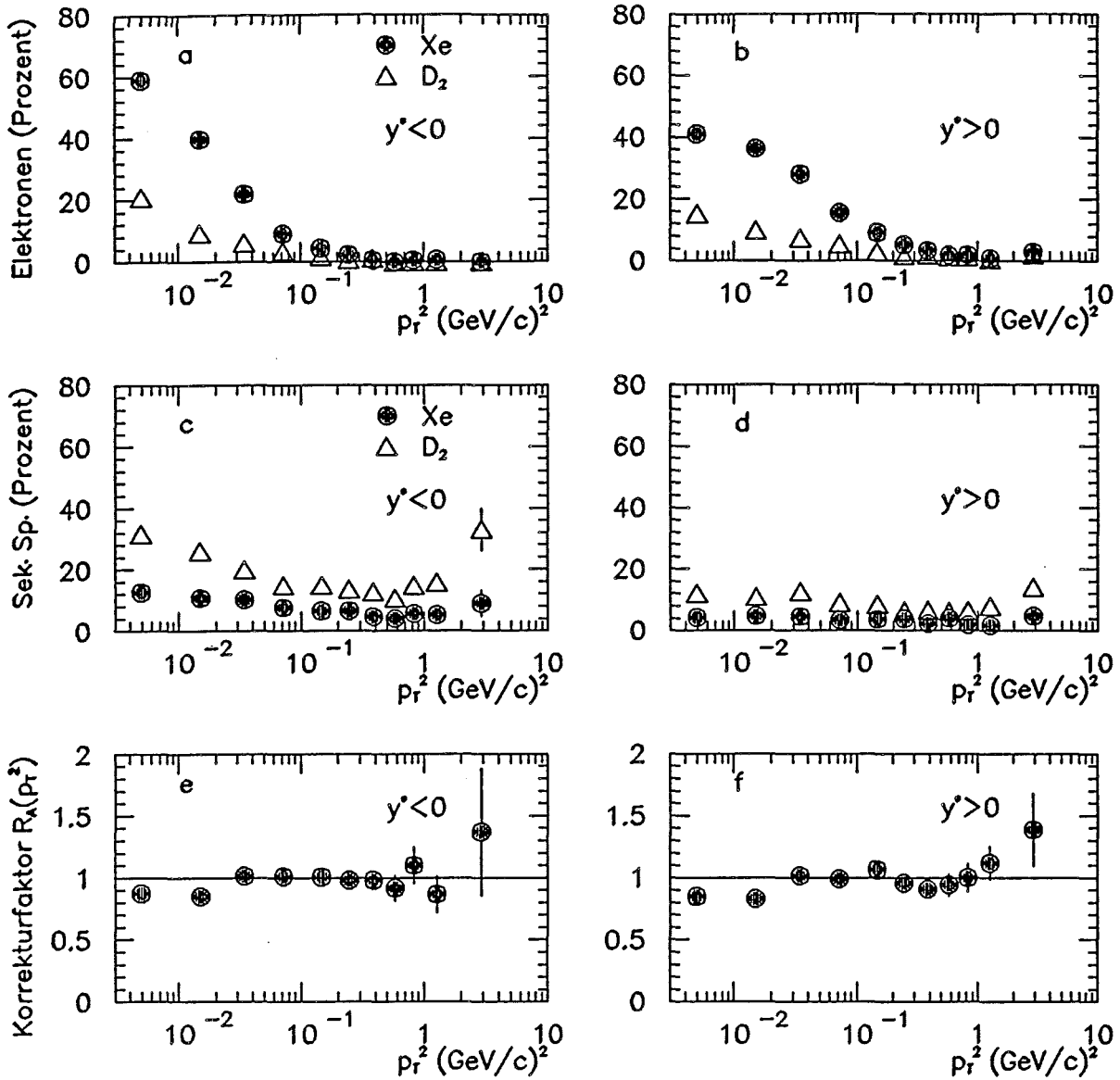


Abb. 9.6: Für negativ geladene Teilchen: a und b) Anteil der Elektronen an allen an den Primärvertex gefitteten Teilchen in Prozent. Dunkle Kreise symbolisieren die  $\mu\text{Xe}$ -Ereignisse und offene Dreiecke die  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse (MC-Daten). c und d) Anteil der Spuren, die fälschlicherweise an den Primärvertex gefittet wurden. e und f) Monte-Carlo-Korrekturfaktor für das Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  der  $p_T^2$ -Verteilungen a, c und e) Rückwärtshemisphäre. b, d und f) Vorwärtshemisphäre.

den beiden Hemisphären dargestellt. Für die ersten beiden Punkte ( $p_T^2 < 0.02$  (GeV/c)<sup>2</sup>) weicht der Korrekturfaktor um etwa 20% von eins ab. Zum Teil werden dabei die Effekte zusätzlicher Elektronen im Xenon durch die Effekte sekundärer Wechselwirkungen im Deuterium kompensiert.

Zusammenfassend folgt, daß der systematische Fehler von  $R_A(p_T^2)$  im Bereich kleiner Werte von  $p_T^2$  ( $< 0.02$  (GeV/c)<sup>2</sup>) am größten ist. Der Hauptgrund ist der hohe Anteil an Elektronen in den  $\mu$ Xe-Daten. Es sollte noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die MC-Korrektur der  $p_T^2$ -Verteilungen nur mit MC-Ereignissen, deren Strahlungskorrekturen mit dem Programm GAMRAD berechnet wurden, durchgeführt wurde (s. Kap. 5.2).

### 9.3.2 Verhältnis $R_A(p_T^2)$ der Transversalimpulsverteilungen

Das Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  der Transversalimpulsverteilungen am Xenontarget und am Deuteriumtarget ist in Abb. 9.7 für die negativ geladenen Hadronen dargestellt. Der in Abb. 9.6e und 9.6f gezeigte Korrekturfaktor ist im Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  enthalten.

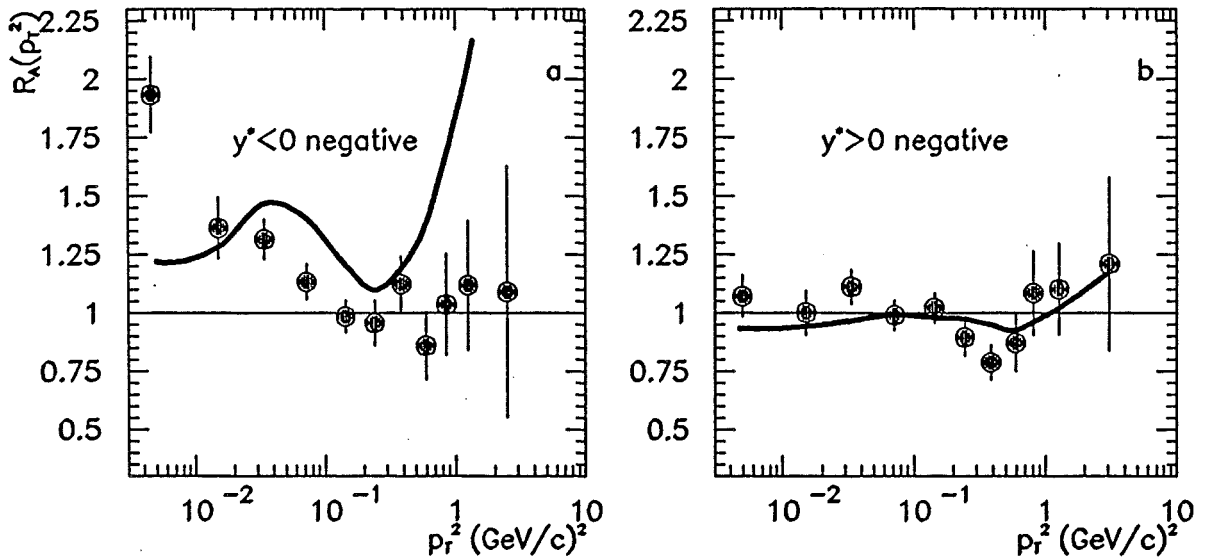


Abb. 9.7: Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  der Verteilungen des Quadrates des Transversalimpulses (s. Gl. 9.9) a: Rückwärtshemisphäre b: Vorwärtshemisphäre. Die Kurven stellen die Vorhersagen des VENUS-Modells dar.

In der Rückwärtshemisphäre ist bei kleinen Werten von  $p_T^2$  eine deutliche Zunahme der negativ geladenen Hadronen zu beobachten. Da dies der oben diskutierte Bereich großer systematischer Probleme ist, sollte zumindest der erste Datenpunkt ( $0 < p_T^2 < 0.01$  (GeV/c)<sup>2</sup>) mit Vorsicht interpretiert werden.

Die  $p_T^2$ -Verteilungen der negativ geladenen Hadronen in der Vorwärtshemisphäre unterscheiden sich kaum, das Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  liegt fast im gesamten Wertebereich bei eins, nur im Bereich  $0.2 < p_T^2 < 0.7$  liegt die  $p_T^2$ -Verteilung am Xenon unterhalb der Deuteriumdaten.

Aus dem Vergleich der  $p_T^2$ -Verteilungen läßt sich folgern, daß die in der intranuklearen Kaskade produzierten Hadronen kleine Transversalimpulse haben. Eine Zunahme von Hadronen bei hohen Werten von  $p_T^2$  - wie wir sie von der harten Streuung schneller Hadronen an Targetnukleonen erwarten würden - wird unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen nicht beobachtet.

Die Vorhersagen des VENUS-Modells für  $R_A(p_T^2)$  sind in Abb. 9.7 als Kurven dargestellt. In der Vorwärtshemisphäre ist die Übereinstimmung zwischen Modell und Daten sehr gut. In der Rückwärtshemisphäre wird die vom VENUS-Programm simulierte Zunahme von Hadronen bei hohen  $p_T^2$  in den Daten nicht beobachtet. Auch für kleinere  $p_T^2$  ist die Beschreibung der Daten durch das Modell nicht zufriedenstellend.

Von der NA22-Kollaboration wurde gezeigt, daß die intranukleare Kaskade in  $\pi(K)^+ \text{Au-}$  und  $\pi(K)^+ \text{Al-}$ Wechselwirkungen zu einer Verringerung der mittleren Transversalimpulses  $\langle p_T \rangle$  von negativ geladenen Teilchen in der Rückwärtshemisphäre führt. Diese Beobachtung stimmt qualitativ mit den hier gezeigten Ergebnissen in der Rückwärtshemisphäre überein.

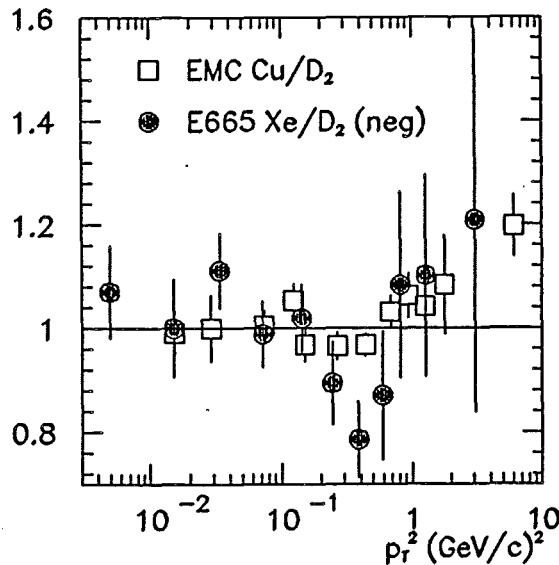


Abb. 9.8: Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  der Verteilungen des Quadrates des Transversalimpulses in der Vorwärtshemisphäre (s. Gl. 9.9). Offene Quadrate:  $R_A(p_T^2)$  für die Targets Cu/D<sub>2</sub> (EMC [14]). Dunkle Kreise: E665-Daten für die Targets Xe/D<sub>2</sub> (nur negative Ladungen).

Das Verhältnis  $R_A(p_T^2)$  der  $p_T^2$ -Verteilungen von allen geladenen Hadronen in



Vorwärtsrichtung wurde für  $\mu$ Cu-Ereignisse von der EMC-Kollaboration analysiert [14]. Die Ergebnisse für  $R_A(p_T^2)$  bei einer vergleichbaren Energie  $\nu$  ( $\langle \nu \rangle = 145$  GeV) stimmen mit hier gezeigten Ergebnissen gut überein. Die Ergebnisse aus Abb. 9.7b werden in Abb. 9.8 mit den Ergebnissen der EMC-Kollaboration verglichen.

## 9.4 Zwei-Teilchen-Rapiditykorrelationen

Die Analyse von Zwei-Teilchen-Rapiditykorrelationen liefert zusätzliche Erkenntnisse über die Dynamik der Hadronproduktion. Korrelationen als Funktion der Rapidity  $y^*$  wurden beispielsweise in der  $\pi(K)p$ -Streuung [97], der  $pp$ -Streuung [98], der  $e^+e^-$ -Streuung [99] und in der  $\mu p$ -Streuung [68] untersucht. Im folgenden Paragraphen werden die Zwei-Teilchen-Rapiditykorrelationen von  $\mu D_2$ - und  $\mu Xe$ -Ereignissen mit den Monte-Carlo-Modellen LUND und VENUS verglichen.

### 9.4.1 Definition der Korrelationsfunktion

Für inklusive Reaktionen der Art

$$\mu N \rightarrow \mu' + h_1 + h_2 + X, \quad (9.10)$$

ist die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion  $C^{ab}(y_1^*, y_2^*)$  als Funktion der Rapiditäten  $y_1^*$  und  $y_2^*$  aller Hadronpaare  $h_1$  und  $h_2$  definiert als

$$C^{ab}(y_1^*, y_2^*) = \rho^{ab}(y_1^*, y_2^*) - \rho^a(y_1^*)\rho^b(y_2^*), \quad (9.11)$$

wobei

$$\rho^a(y_1^*) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h^a}{dy_1^*} \quad (9.12)$$

und

$$\rho^{ab}(y_1^*, y_2^*) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_h^{ab}}{dy_1^* dy_2^*} \quad (9.13)$$

die auf die Anzahl  $N_{ev}$  der Ereignisse normierten ein- bzw. zweidimensionalen inklusiven Rapidityverteilungen darstellen. a und b symbolisieren Teilcheneigenschaften, in unserem Fall die Ladung (plus oder minus oder „ch“ für alle geladenen). Die Integrale über die Rapidityverteilung ergeben

$$\int \rho^a(y_1^*) dy_1^* = \langle n_a \rangle \quad (9.14)$$

$$\int \rho^{ab}(y_1^*, y_2^*) dy_1^* dy_2^* = \langle n_a(n_b - \delta^{ab}) \rangle. \quad (9.15)$$

$\langle n_a \rangle$  ist die mittlere Multiplizität für Hadronen der Ladung  $a$ .  $\delta^{ab}$  ist eins für Hadronen gleicher Ladung und null für Hadronen ungleicher Ladung (+−). Die normalisierte Korrelationsfunktion ist durch die Beziehung

$$R^{ab}(y_1^*, y_2^*) = \frac{\rho^{ab}(y_1^*, y_2^*)}{\rho^a(y_1^*)\rho^b(y_2^*)} - 1 \quad (9.16)$$

gegeben. Im Fall  $R \approx 0$  existieren keine Zwei-Teilchen-Korrelation,  $R > 0$  wird als positive Korrelation,  $R < 0$  als negative Korrelation oder Anti-Korrelation bezeichnet.

#### 9.4.2 Korrektur und systematischer Fehler

Die ein- bzw. zweidimensionalen Rapiditätsverteilungen werden durch Multiplikation mit dem Verhältnis  $f$  der generierten und rekonstruierten ein- bzw. zweidimensionalen Rapiditätsverteilungen  $\rho$  korrigiert (s. Gl. 9.2):

$$f = \frac{\rho_{gen}}{\rho_{rek}} \quad (9.17)$$

Der Vorteil der normalisierten Korrelationsfunktion liegt darin, daß sie von den Korrekturen unabhängig ist, sofern die Korrekturfunktionen faktorisieren, d. h.

$$\frac{f^{ab}}{f^a f^b} = 1. \quad (9.18)$$

Anhand der vom LUND-Programm simulierten  $\mu$ Xe-Ereignisse soll überprüft werden, ob diese Annahme auch im vorliegenden Fall gerechtfertigt ist. Abbildung 9.9 zeigt das Verhältnis  $f^{ch-ch}/f^{ch}f^{ch}$  aus der Monte-Carlo-Simulation. In weiten Bereichen der zweidimensionalen Rapiditätsverteilung ist das Verhältnis der Korrekturfaktoren tatsächlich in etwa gleich eins. Wenn beide Rapiditäten stark negativ sind, wird das Verhältnis der Korrekturfaktoren deutlich kleiner als eins und fällt bis zu einem Wert von ca. 0.7 ab. Mit diesem Faktor entspräche ein korrigierter Wert der Korrelationsfunktion von  $R = 0.4$  einer gemessenen Korrelation von  $R = 1$ . Der Korrekturfaktor für kurzreichweitige Korrelationen im extremen Rückwärtsbereich ist also nicht zu vernachlässigen.

Dieses Verhalten ist besonders problematisch:

- In diesem Bereich ist der größte Unterschied zwischen den  $\mu$ D<sub>2</sub>- und den  $\mu$ Xe-Daten als Folge der intranuklearen Kaskade zu erwarten.
- Das LUND-Programm simuliert, wie wir im ersten Teil des Kapitels gesehen haben, die Rapiditätsverteilung im Bereich negativer Rapiditätswerte für die  $\mu$ Xe-Ereignisse nur sehr unzureichend. Die Korrekturfunktionen sind daher auch nur bedingt richtig.

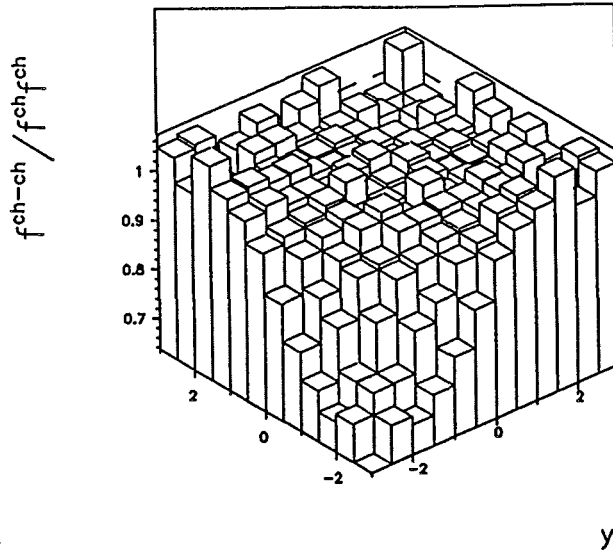


Abb. 9.9: Verhältnis  $f^{ch-ch}/f^{ch}f^{ch}$  der Korrekturfaktoren für die ein- bzw. zweidimensionale Rapiditätsverteilung von  $\mu$ Xe-Ereignissen (LUND-Programm).

Aus diesen Gründen muß bei der Interpretation der Ergebnisse ein zusätzlicher systematischer Fehler für kurzreichweitige Korrelationen im Bereich negativer Rapiditäten berücksichtigt werden.

#### 9.4.3 Ergebnisse

Die Untersuchung der Zwei-Teilchen-Rapiditätskorrelationen wurde auf den Bereich  $-3 < y^* < 3$  beschränkt, da außerhalb dieses Bereichs die statistischen und systematischen Fehler zu groß sind. Aus denselben Gründen wurde bei der Berechnung der Korrelationsfunktionen über alle hadronischen Multiplizitäten gemittelt, obwohl seit langem bekannt ist, daß die Kombination von Ereignissen verschiedener hadronischer Multiplizität zusätzliche positive Korrelationen bewirkt [100].

Die Korrelationsfunktion  $R^{ab}(y_1^*, y_2^*)$  wird als Funktion des einen Rapiditätswertes  $y_2^*$  untersucht, indem man die Rapidität  $y_1^*$  des anderen Teilchen auf einen bestimmten Bereich beschränkt. Das Teilchen mit der Rapidität  $y_1^*$  wird „Triggerteilchen“ genannt. Auf diese Weise kann man langreichweitige Korrelationen (LRC) zwischen Teilchen sehr unterschiedlicher Rapiditäten und kurzreichweitige Korrelationen (SRC) zwischen Teilchen, die in der Rapiditätsverteilung nahe beieinander liegen, gleichzeitig analysieren. Die Rapiditäten des Triggerteilchens liegen in den Intervallen  $-3.0 < y_1^* < -2.0$ ,  $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ,  $-0.5 < y_1^* < -0.5$ ,  $1.0 < y_1^* < 2.0$  und  $2.0 < y_1^* < 3.0$ .

In den Abbildungen 9.10 bis 9.13 wird die korrigierte Korrelationsfunktion  $R^{ab}(y_1^*, y_2^*)$  in den verschiedenen Triggerintervallen für die Kombinationen geladen-

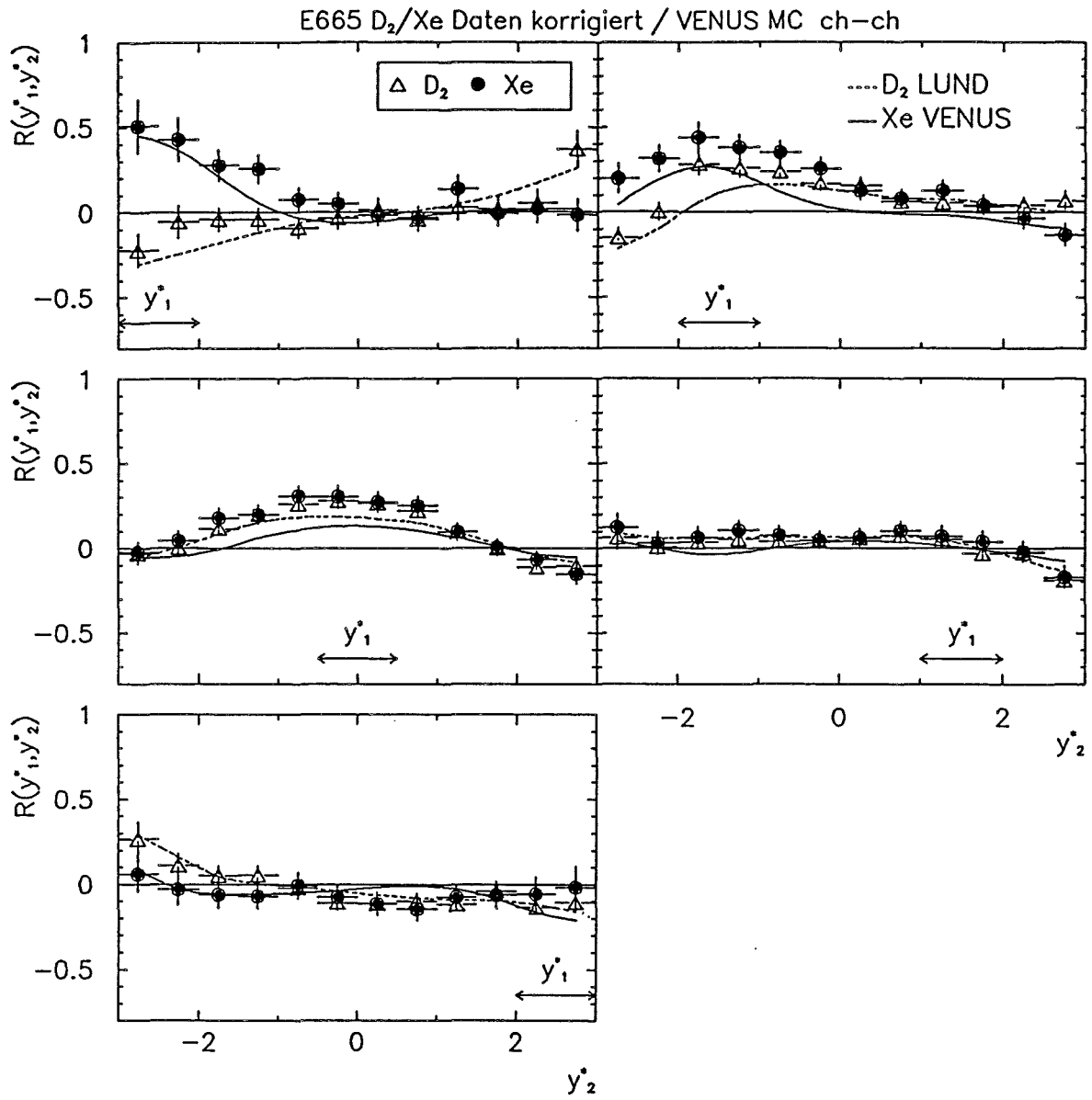


Abb. 9.10: Normalisierte Korrelationsfunktion  $R^{ch-ch}(y_1^*, y_2^*)$  für geladene Teilchen als Funktion von  $y_2^*$ . Die Rapiditäten  $y_1^*$  des Triggerteilchens liegen in den Bereichen  $-3.0 < y_1^* < -2.0$ ,  $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ,  $-0.5 < y_1^* < 0.5$ ,  $0.5 < y_1^* < 1.0$  und  $1.0 < y_1^* < 2.0$  und  $2.0 < y_1^* < 3.0$ . Die  $\mu$ Xe-Daten (dunkle Kreise) werden mit dem VENUS-Modell (durchgezogene Kurve), die  $\mu$ D<sub>2</sub>-Daten mit dem LUND-Modell (gestrichelte Kurve) verglichen.

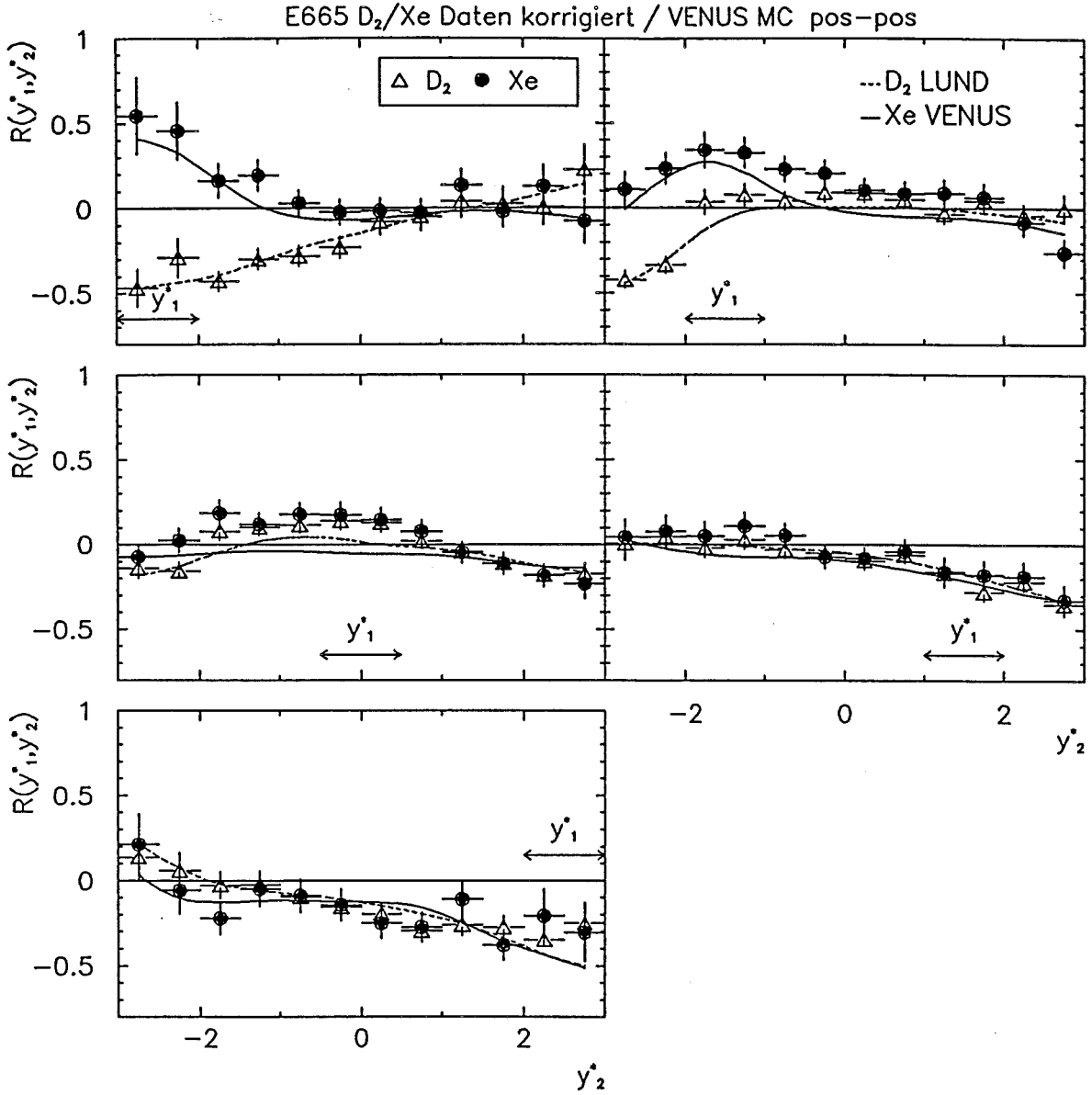


Abb. 9.11: Normalisierte Korrelationsfunktion  $R^{++}(y_1^*, y_2^*)$  für positiv geladene Teilchen als Funktion von  $y_2^*$ . Die Rapiditäten  $y_1^*$  des Triggerteilchens liegen in den Bereichen  $-3.0 < y_1^* < -2.0$ ,  $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ,  $-0.5 < y_1^* < -0.5$ ,  $1.0 < y_1^* < 2.0$  und  $2.0 < y_1^* < 3.0$ . Die  $\mu Xe$ -Daten (dunkle Kreise) werden mit dem VENUS-Modell (durchgezogene Kurve), die  $\mu D_2$ -Daten mit dem LUND-Modell (gestrichelte Kurve) verglichen.

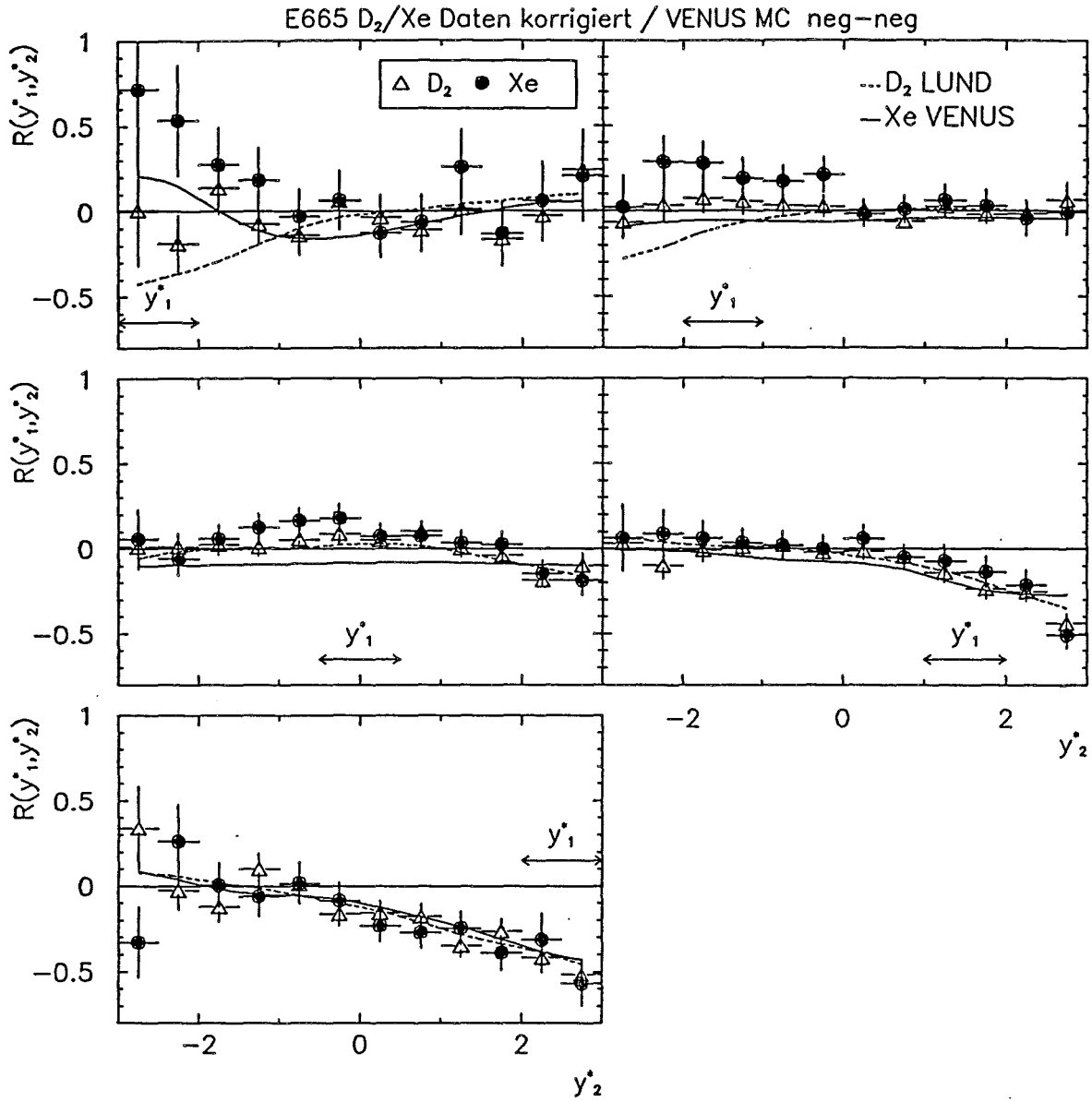


Abb. 9.12: Normalisierte Korrelationsfunktion  $R^{--}(y_1^*, y_2^*)$  für negativ geladene Teilchen als Funktion von  $y_2^*$ . Die Rapiditäten  $y_1^*$  des Triggerteilchens liegen in den Bereichen  $-3.0 < y_1^* < -2.0$ ,  $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ,  $-0.5 < y_1^* < -0.5$ ,  $1.0 < y_1^* < 2.0$  und  $2.0 < y_1^* < 3.0$ . Die  $\mu$ Xe-Daten (dunkle Kreise) werden mit dem VENUS-Modell (durchgezogene Kurve), die  $\mu$ D<sub>2</sub>-Daten mit dem LUND-Modell (gestrichelte Kurve) verglichen.

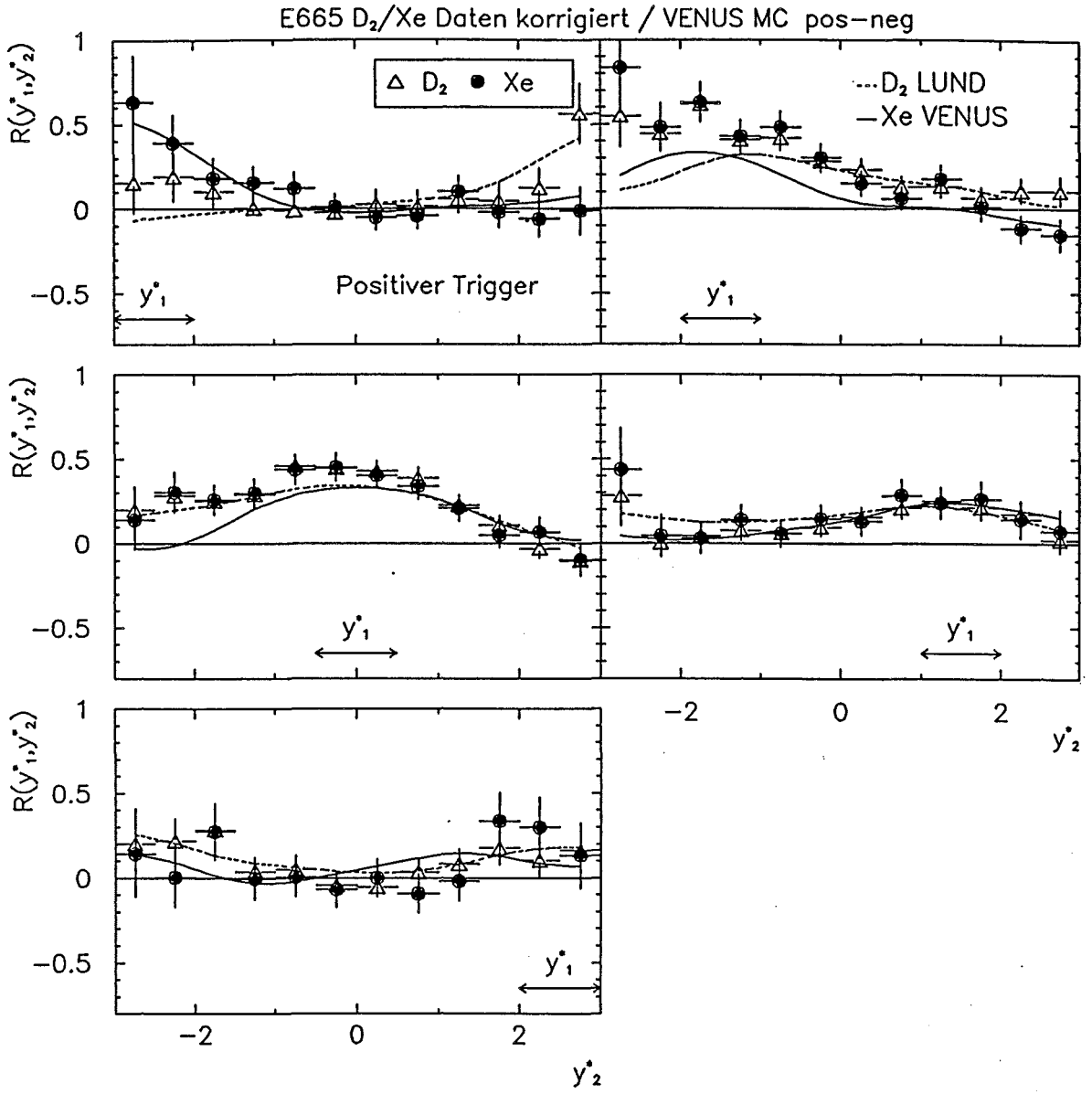


Abb. 9.13: Normalisierte Korrelationsfunktion  $R^{\pm-}(y_1^*, y_2^*)$  für positiv und negativ geladenen Teilchen als Funktion von  $y_2^*$ . Die Rapiditäten  $y_1^*$  des positiv geladenen Triggerteilchens liegen in den Bereichen  $-3.0 < y_1^* < -2.0$ ,  $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ,  $-0.5 < y_1^* < 0.5$ ,  $1.0 < y_1^* < 2.0$  und  $2.0 < y_1^* < 3.0$ . Die  $\mu Xe$ -Daten (dunkle Kreise) werden mit dem VENUS-Modell (durchgezogene Kurve), die  $\mu D_2$ -Daten mit dem LUND-Modell (gestrichelte Kurve) verglichen.

geladen, plus-plus, minus-minus und plus-minus dargestellt. Die  $\mu\text{Xe}$ -Daten werden mit den Vorhersagen des VENUS-Programms ( $r_b = 1.4 \text{ fm}$ ,  $r_m = 0.65 \text{ fm}$ ) verglichen, die  $\mu\text{D}_2$ -Daten mit den Vorhersagen des LUND-Programms.

Betrachten wir zuerst die Rapiditätskorrelationen aller geladenen Hadronen aus  $\mu\text{D}_2$ -Ereignissen (Abb. 9.10). Für das Triggerintervall  $-3.0 < y_1^* < -2.0$  existiert in den  $\mu\text{D}_2$ -Daten eine Anti-Korrelation im Bereich des Triggerintervalles und eine langreichweitige Korrelation in Relation auf die nach vorne gerichteten Hadronen. Die langreichweitige Korrelation, die in allen Ladungskombinationen (ch-ch, ++ (Abb. 9.11), -- (Abb. 9.12) und +- (Abb. 9.13)) sichtbar ist, kann als Folge der Impulserhaltung interpretiert werden. Wird an einem Ende der Rapiditätsverteilung ein Teilchen produziert, so wird dessen Impuls im allgemeinen durch ein Teilchen am anderen Ende der Rapiditätsverteilung kompensiert werden.

Die kurzreichweitige Anti-Korrelation ist besonders ausgeprägt für die (++)-Paare (die statistischen Fehler für die (--) - Paare in dieser Triggerregion sind sehr groß), während sie in den (+-) - Paaren nicht sichtbar ist, d. h. es ist viel wahrscheinlicher, zwei Hadronen ungleicher Ladung innerhalb eines kleinen Rapiditätsintervalls zu produzieren, als zwei Hadronen gleicher Ladung.

Noch klarer treten die kurzreichweitigen Korrelationen (SRC) im zentralen Rapiditätsbereich ( $-0.5 < y_1^* < 0.5$ ) hervor. Sie sind wesentlich stärker ausgeprägt für (+-) - Paare als für Paare gleicher Ladung. Die Korrelationslänge, über die sich die Korrelation erstreckt, beträgt etwa 1-2 Rapiditätseinheiten. Ein Teil dieser kurzreichweitigen Korrelationen kann durch Zerfälle von Resonanzen erklärt werden [68].

Ein signifikanter Unterschied zeigt sich zwischen den kurzreichweitigen Korrelationen im Rückwärtsbereich  $-2.0 < y_1^* < -1.0$  und im Vorwärtsbereich  $1.0 < y_1^* < 2.0$ . In den Kombinationen aller geladenen Teilchen ist eine positive Korrelation in der Rückwärtshemisphäre zu beobachten, während man in der Vorwärtshemisphäre praktisch keine Korrelation findet. Bei Berücksichtigung der Teilchenladung zeigt sich, daß die in der  $\mu\text{D}_2$ -Streuung starke positive kurzreichweitige Korrelation in der Vorwärtshemisphäre hauptsächlich von den Teilchen entgegengesetzter Ladung stammt. Die geringe positive Korrelation in der Vorwärtshemisphäre kommt durch Überlagerung einer deutlich negativen Korrelation zwischen gleichgeladenen und einer deutlich positiven Korrelation zwischen entgegengesetzt geladenen Hadronen zustande.

Der Unterschied zwischen Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre überrascht nicht, da die Objekte, die in beiden Hemisphären fragmentieren, unterschiedlicher Natur sind: In Vorwärtsrichtung das getroffene Quark, in Rückwärtsrichtung das übriggebliebene Di- oder Mehrquarksystem.

Analog dem Verhalten im ersten Triggerintervall ( $-3.0 < y_1^* < -2.0$ ) existieren für das Triggerintervall am anderen Ende der Rapiditätsverteilung ( $2.0 < y_1^* < 3.0$ )



kurzreichweitige Anti-Korrelationen in den  $(++)$ -Paaren und  $(--)$ -Paaren sowie langreichweitige Korrelationen in allen Ladungskombinationen.

Wenden wir uns nun dem Vergleich mit den  $\mu\text{Xe}$ -Daten zu: In den zentralen und vorwärts gerichteten Triggerregionen ( $-0.5 < y_1^* < 0.5$ ,  $1.0 < y_1^* < 2.0$  und  $2.0 < y_1^* < 3.0$ ) unterscheiden sich die Korrelationsfunktionen in keiner Weise.

In den beiden Triggerregionen der Rückwärtshemisphäre ( $-3.0 < y_1^* < -2.0$  und  $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ) besteht der wesentliche Unterschied zu den  $\mu\text{D}_2$ -Daten darin, daß die kurzreichweitigen Korrelationen nicht nur für entgegengesetzt geladene (wie in den  $\mu\text{D}_2$ -Daten), sondern auch für gleichgeladene Hadronen deutlich positiv sind. Die langreichweitigen Korrelationen, die in den  $\mu\text{D}_2$ -Daten zu finden sind, scheinen in den  $\mu\text{Xe}$ -Daten nicht vorhanden zu sein.

Diese Unterschiede deuten darauf hin, daß der Prozeß der intranuklearen Kaskade in einem begrenzten Bereich kleiner Rapiditäten - und damit kleiner Impulse - stattfindet, unabhängig von der Dynamik des restlichen Fragmentationsprozesses.

Um zu überprüfen, inwieweit die verschiedenen Monte-Carlo-Modelle das Verhalten der Korrelationsfunktionen  $R^{ab}(y_1^*, y_2^*)$  reproduzieren, wurden die mit Hilfe des LUND-Programms und des VENUS-Programms ( $r_b = 1.4 \text{ fm}$ ,  $r_m = 0.65 \text{ fm}$ ) berechneten Korrelationsfunktionen als Kurven den Abbildungen 9.10 bis 9.13 überlagert.

Das LUND-Programm zeigt gute Übereinstimmung mit den allgemeinen Eigenschaften der Korrelationsfunktion für die  $\mu\text{D}_2$ -Ereignisse. Die kurzreichweitigen Korrelationen liegen im zentralen Bereich ( $-0.5 < y_1^* < 0.5$ ) und im Rückwärtsbereich ( $-2.0 < y_1^* < -1.0$ ) etwas zu niedrig.

Das VENUS-Programm reproduziert das Verhalten der Korrelationsfunktionen von  $\mu\text{Xe}$ -Ereignissen ebenfalls gut. Auch hier scheinen die kurzreichweitigen Korrelationen etwas unterschätzt zu sein. Unter Berücksichtigung der statistischen Schwankungen der Daten und der eingangs erwähnten systematischen Fehler läßt sich keine signifikante Differenz zwischen Monte-Carlo-Modellen und Daten feststellen.

Die gezeigten Ergebnissen stehen im Einklang zu den Ergebnissen anderer Experimente. Die bereits zitierten Messungen der Korrelationsfunktionen von  $\mu\text{p}$ -Ereignissen durch die Kollaboration NA9 [68] zeigen ein sehr ähnliches Verhalten wie die  $\mu\text{D}_2$ -Daten, die hier gezeigt werden. Insbesondere wurde auch eine Asymmetrie zwischen Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre beobachtet.

Kurzreichweitige Korrelationen im zentralen Rapiditätsbereich werden in allen Experimenten beobachtet, in der  $\pi(\text{K})\text{p}$ -Streuung [97], der  $\text{pp}$ -Streuung [98], der  $\text{e}^+\text{e}^-$ -Streuung [99] und in der  $\mu\text{p}$ -Streuung [68]. Im allgemeinen sind die kurzreichweitigen Korrelationen in den  $(+-)$ -Kombinationen stärker als in den Kombinationen von Teilchen gleicher Ladung.

Die NA5-Kollaboration hat die Korrelationsfunktionen aller geladenen Teilchen aus  $\text{pXe}$ - und  $\text{pp}$ -Ereignissen gemessen [88]. Im Vergleich zu den  $\text{pp}$ -Daten zeigt sich

auch hier in den pXe-Daten eine starke zusätzliche positive Korrelation bei Labor-rapiditäten  $y < 1$ , die auf die intranukleare Kaskade zurückzuführen ist.

## 10 Zusammenfassung

Für die vorliegende Arbeit wurden die hadronischen Endzustände von 6309 Myon-Deuterium-Ereignissen und 2064 Myon-Xenon-Ereignissen im kinematischen Bereich  $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $x > 0.002$ ,  $0.1 < y < 0.85$ ,  $8 < W < 30 \text{ GeV}$  und  $\theta > 3.5 \text{ mrad}$  untersucht. Durch den Vergleich der Wechselwirkungen in einem Deuteriumkern ( $A=2$ ) und einem Xenonkern ( $A=131$ ) ist es möglich, den Einfluß der Kernmaterie des Targetkerns auf die Hadronerzeugung zu studieren.

Durch die fast vollständige Rekonstruktion der Ereignisse mit Hilfe einer Streamerkammer beschränken sich die globalen Korrekturen für experimentelle Verluste auf 10-20%. Die Verluste und die Fehler aus der Datenrekonstruktion werden mit der Monte-Carlo-Simulation des Detektors gut reproduziert. Der verbleibende systematische Fehler wird in den Deuteriumdaten vor allem durch sekundäre Wechselwirkungen im Targetmaterial und in den Xenondaten durch Elektronen aus der Konversion von Bremsstrahlungsphotonen verursacht. Für die Xenondaten kommt hinzu, daß das zur Detektorsimulation verwendete Programm LUND keine Kerneffekte enthält und daher die Daten nicht gut beschreibt. Der systematische Fehler beträgt insgesamt etwa 4-5% für die mittlere hadronische Multiplizität.

Die Multiplizitätsverteilungen der Myon-Deuterium-Ereignisse und der Myon-Xenon-Ereignisse wurden mit Hilfe der negativen Binomialverteilung (NBD) in Intervallen der Schwerpunktsenergie  $W$  beschrieben. Die beiden Parameter  $\bar{n}$  (mittlere Multiplizität) und  $1/k$  zeigen für die Myon-Deuterium-Ereignisse eine lineare Abhängigkeit von  $\ln W^2$ , die den Trend der Daten aus der Lepton-Nukleon-Streuung bei niedrigeren Schwerpunktsenergien  $W$  fortsetzt. Die mittlere Multiplizität  $\bar{n}$  am Xenon ( $\bar{n} = 10.43 \pm 0.19$ ) ist deutlich höher als am Deuterium ( $\bar{n} = 7.76 \pm 0.07$ ).

Ein Vergleich der Multiplizitätsverteilungen von Myon-Deuterium-Ereignissen und Myon-Xenon-Ereignissen in der Vorwärtshemisphäre ( $y^* > 0$ ) und der Rückwärtshemisphäre ( $y^* < 0$ ) sowie für positiv und negativ geladene Hadronen ergibt, daß sich die Multiplizitätsverteilungen vor allem in der Rückwärtshemisphäre und für positiv geladene Hadronen unterscheiden. Die Erhöhung der mittleren Multiplizität  $\bar{n}$  und des Parameters  $1/k$  in den Xenondaten ist unabhängig von der Schwerpunktsenergie  $W$ . Die Zunahme der mittleren Multiplizität ist bei positiv geladenen Hadronen  $\Delta\bar{n}_+ = 2.25 \pm 0.15$  und bei negativ geladenen Hadronen  $\Delta\bar{n}_- = 0.55 \pm 0.11$ .

Die Zunahme der Multiplizität positiv geladener Hadronen in der Rückwärtshemisphäre wird als Folge einer intranuklearen Kaskade im Xenonkern interpretiert. In der intranuklearen Kaskade streuen Hadronen aus der primären Wechselwirkung an den Nukleonen des Targetkerns. Aus der mittleren hadronischen Nettoladung  $\langle Q_T \rangle$  aller Myon-Xenon-Ereignisse folgt, daß im Mittel  $4.4 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$  Kaskadenwechselwirkungen im Xenonkern stattfinden. Im Mittel werden in jeder Kaskadenwechselwirkung  $0.13 \pm 0.03$  negativ geladene Hadronen produziert.

Durch Anpassung der Levy-Funktion und der lognormalen Verteilung an die Verteilungen der reduzierten Multiplizitäten  $z$  wurden die Daten auf KNO und KNO-G-Skalenverhalten untersucht. Sowohl die Fits in den einzelnen  $W$ -Intervallen als auch der gleichzeitige Fit an die Verteilungen aller  $W$ -Intervalle sind in Übereinstimmung mit dem KNO-G-Skalenverhalten. Die aus der NBD bestimmte Dispersion  $D_z$  und die Ergebnisse für die Dispersionen  $D_{\text{Levy}}$  und  $D_{\text{Log}}$  unterscheiden sich kaum. Der globale Fit der lognormalen Verteilung ergibt  $D_{\text{Levy}}(D_2) = 0.413 \pm 0.009$  und  $D_{\text{Levy}}(\text{Xe}) = 0.477 \pm 0.049$ . Diese Werte liegen zwischen den Ergebnissen für die pp-Streuung und die  $e^+e^-$ -Streuung [87].

Eine gemeinsame Analyse der als graue Spuren in der Streamerkammer identifizierten Protonen in der Myon-Xenon-Streuung und der Proton-Xenon-Streuung (Experiment NA5) ermöglicht es, die Auswirkung der intranuklearen Kaskade von den Auswirkungen der Mehrfachkollisionen eines hadronischen Projektils zu trennen. Die nicht auf experimentelle Verluste korrigierte mittlere Anzahl  $\langle n_g \rangle$  der grauen Spuren und die mittlere hadronische Ladung  $\langle Q_T \rangle$  sind in den pXe-Ereignissen ( $\langle n_g \rangle = 2.39 \pm 0.07$  und  $\langle Q_T \rangle = 6.05 \pm 0.13$ ) wesentlich größer als in den Myon-Xenon-Ereignissen ( $\langle n_g \rangle = 0.55 \pm 0.02$  und  $\langle Q_T \rangle = 1.69 \pm 0.06$ ). Die Projektilwechselwirkungen bewirken eine deutlich stärkere Zunahme der mittleren hadronischen Multiplizität als die Kaskadenwechselwirkungen und erzeugen im Mittel weniger zusätzliche graue Spuren.

Die Rapiditätsverteilungen  $\rho(y^*)$  der positiv geladenen und der negativ geladenen Hadronen aus Myon-Deuterium-Ereignissen werden vom Monte-Carlo-Programm LUND (LEPTO 4.3 - JETSET 4.3) sehr gut beschrieben. In den Rapiditätsverteilungen von Myon-Xenon-Ereignissen ist bei negativen Rapiditäten eine starke Zunahme der positiv geladenen Hadronen und eine geringere Zunahme der negativ geladenen Hadronen zu beobachten, die durch das LUND-Modell ohne Kerneffekte nicht beschrieben werden kann. Die zusätzlich produzierten negativ geladenen Hadronen konzentrieren sich auf den Bereich kleiner Transversalimpulse ( $p_T^2 < 0.02 \text{ GeV}^2/c^2$ .) Im zentralen Rapiditätsbereich ( $y^* \approx 0$ ) und in der Vorwärtshemisphäre ( $y^* > 0$ ) unterscheiden sich die Verteilungen von Myon-Deuterium-Ereignissen und Myon-Xenon-Ereignissen dagegen kaum.

In den Zwei-Teilchen-Rapiditätskorrelationen können sowohl kurzreichweitige (SRC) als auch langreichweitige Korrelationen (LRC) nachgewiesen werden. Im zentralen Bereichen existieren positive SRC (vor allem für entgegengesetzt geladenen Hadronen) mit einer Reichweite von 1–2 Rapiditätseinheiten. Im Rückwärtsbereich sind die SRC stärker als im Vorwärtsbereich. An beiden Enden des Rapiditätsspektrums werden kurzreichweitige Anti-Korrelationen in Paaren gleicher Ladung beobachtet sowie langreichweitige positive Korrelationen, die auf die Impulserhaltung zurückgeführt werden können.

Die Zwei-Teilchen-Rapiditätskorrelation in den Xenondaten unterscheiden sich von

den Deuteriumdaten in Rückwärtsbereich. Hier ist eine starke positive SRC zwischen positiv geladenen Hadronen in Myon-Xenon-Ereignissen und eine negative SRC in Myon-Deuterium-Ereignissen zu beobachten. Die LRC zwischen Rückwärts- und Vorwärtsbereich, die sich in den Deuteriumdaten zeigt, ist in den Xenondaten nicht vorhanden. Insgesamt deutet dieser Unterschied darauf hin, daß die intranukleare Kaskade in einem begrenzten Bereich kleiner Rapiditäten stattfindet - relativ unabhängig vom restlichen Fragmentationsprozeß.

Das Monte-Carlo-Modell VENUS (Version 3.11) enthält eine vereinfachte Simulation der intranuklearen Kaskade mit Hilfe zweier Wechselwirkungsradien  $r_b$  und  $r_m$ . Die Fragmentation in Vorwärtsrichtung wird im Rahmen der hier untersuchten Verteilungen gut beschrieben. Die Zunahme der mittleren Multiplizität in der Rückwärtshemisphäre als Folge der intranuklearen Kaskade wird ebenfalls reproduziert. So ergibt sich beispielsweise bei der Multiplizitätsverteilung  $P(n_g)$  der grauen Spuren und bei der Verteilung  $d\langle Q \rangle / dy^*$  der hadronischen Nettoladung eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Daten. Die optimale Wahl für die beiden Wechselwirkungsradien im VENUS-Modell ist  $r_b = 1.4$  fm und  $r_m = 0.65$  fm.

Deutliche Unterschiede zwischen VENUS-Modell und Daten sind bei den NBD-Parametern  $\bar{n}$  und  $1/k$  in der Rückwärtshemisphäre der Ereignisse festzustellen. Die Werte von  $1/k$  sind für die Multiplizitätsverteilungen der  $\mu D_2$ -Daten und der  $\mu Xe$ -Daten signifikant größer als im Modell. Die Zunahme der mittleren Multiplizität beginnt in den Daten schon bei Rapiditäten  $y^* < -1$ , während im Modell die intranukleare Kaskade erst bei Rapiditäten  $y^* < -2$  eine Multiplizitätszunahme bewirkt. Ein Anwachsen des Verhältnisses  $R_A(p_T^2)$  der  $p_T^2$ -Verteilungen von  $\mu Xe$ - und  $\mu D_2$ -Ereignissen im Bereich  $p_T^2 > 0.3$  (GeV/c)<sup>2</sup> wird in den Daten nicht beobachtet.

In dieser Arbeit wurden zum ersten Mal die vollständigen hadronischen Endzustände in der tiefinelastischen Streuung von Myonen an schweren Kernen untersucht. Es wurde gezeigt, daß es sich bei der intranuklearen Kaskade um einen im wesentlichen auf den Bereich negativer Rapiditäten, d. h. kleiner Impulse, beschränkten Effekt handelt, der zu einer starken Zunahme positiv geladener und zu einer geringen Zunahme negativ geladener Hadronen führt.

# Literaturverzeichnis

- [1] S. R. Magill, Doktorarbeit, University of Illinois at Chicago (1990).
- [2] M. R. Adams et al., E665 Kollaboration, in Vorbereitung.
- [3] D. Jaffe, Proc. XXVI Rencontre de Moriond,  
*High Energy Hadronic Interactions*, Les Arcs, Frankreich, 219–224 (1991).
- [4] T. H. Burnett et al., Phys. Lett. **B77**, 443–446 (1978).
- [5] J. P. Berge et al., Phys. Rev. **D18**, 3905–3909 (1978).
- [6] H. Deden et al., Nucl. Phys. **B198**, 365–379 (1982).
- [7] E. B. Brucker et al., Phys. Rev. **D32**, 1605–1608 (1985).
- [8] W. Wittek et al., Z. Phys. **C40**, 231–251 (1988).
- [9] E. Matsinos et al., Z. Phys. **C44**, 79–87 (1989).
- [10] D. S. Baranov et al., Z. Phys. **C21**, 189–196 (1984);  
D. S. Baranov et al., Z. Phys. **C21**, 196–204 (1984).
- [11] L. Hand et al., Z. Phys. **C1**, 139–142 (1979).
- [12] L. S. Osborne et al., Phys. Rev. Lett. **40**, 1624–1627 (1978).
- [13] A. Arvidson et al., Nucl. Phys. **B246**, 381–407 (1984).
- [14] J. Ashman et al., Z. Phys. **C52**, 1–11 (1991);  
N. Pavel, Doktorarbeit, Universität Wuppertal, WUB 89-24 (1989).
- [15] A. Salvarani, Doktorarbeit, University of California, San Diego (1991).
- [16] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **179**, 1547–1553 (1969).
- [17] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 935–939 (1969).
- [18] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415–1417 (1969);  
R. P. Feynman, Proc. 3rd Int. Conf. on High Energy Collisions,  
Stony Brook, USA, 237–258 (1969).
- [19] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214–215 (1964).
- [20] J. J. Aubert et al., Phys. Lett. **B123**, 275–278 (1983).

- [21] W. R. Francis, T. Kirk, Phys. Rep. **54**, 307–390 (1979);  
J. Drees, H. E. Montgomery, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 383–452 (1983);  
T. Sloan et al., Phys. Rep. **162**, 45–167 (1988).
- [22] N. Schmitz, Int. Jou. Mod. Phys. **A3**, 1997–2065 (1988).
- [23] A. C. Benvenuti et al., Phys. Lett. **B237**, 592–598 (1990).
- [24] M. Glück, E. Hoffmann, E. Reya, Z. Phys. **C13**, 119–130 (1982).
- [25] W. Ochs, L. Stodolsky, Phys. Lett. **B112**, 93–96 (1982).
- [26] R. D. Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1–76 (1978).
- [27] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298–318 (1977).
- [28] G. Marchesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. **B310**, 461–526 (1988).
- [29] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **27**, 243–284 (1982);  
T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **39**, 347–407 (1986).
- [30] T. Sjöstrand et al., *The LUND Monte Carlo Programs*,  
CERN Long Writeup (1989).
- [31] L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. **18**, 135–137 (1967).
- [32] N. N. Nikolaev, V. I. Zakharov, Phys. Lett. **55B**, 397–399 (1975).
- [33] R. Windmolders, Proc. 24th Int. Conf. on High Energy Physics,  
München, 267–281 (1988).
- [34] G. V. Davidenko, N. N. Nikolaev, Nucl. Phys. **B135**, 333–353 (1978).
- [35] A. Bialas, Acta Phys. Pol. **B11** 475–480 (1980);  
A. Bialas, T. Chmaj, Phys. Lett. **B133**, 241–244 (1983);  
A. Bialas, E. Bialas, Phys. Rev. **D21**, 675–684 (1980).
- [36] A. Bialas, M. Gyulassy, Nucl. Phys. **B291**, 793–812 (1987);  
A. Bialas, J. Czyzewski, Phys. Lett. **B222**, 132–134 (1989).
- [37] A. G. Tenner, N. N. Nikolaev, NIKHEF-Preprint (1991).
- [38] V. B. Gavrilov et al., Nucl. Phys. **A532**, 321c–338c (1991).
- [39] N. Nikolaev, Z. Phys. **C5**, 291–297 (1980).
- [40] Y. Iga und H. Sumiyoshi, Z. Phys. **C41**, 599–605 (1989);  
Y. Iga et al, Z. Phys. **C38**, 557–564 (1988).

- [41] F. Dengler et al., Z. Phys. **C33**, 187–196 (1986).
- [42] K. Werner und P. Koch, Phys. Lett. **B242**, 251–256 (1990);  
K. Werner, Phys. Rev. **D39**, 780–791 (1989);  
K. Werner, Phys. Lett. **B208**, 520–524 (1988).
- [43] K. Werner und P. Koch, Z. Phys. **C47**, 255–262 (1990).
- [44] K. Werner, CERN-Preprint CERN-TH-5682/90 (1990).
- [45] M. R. Adams et al., Nucl. Inst. and Meth., **A291**, 533–551 (1990).
- [46] H. Schellman, E665 interner Bericht GN035 (1988).
- [47] E. J. Ramberg, Doktorarbeit, University of Maryland (1989).
- [48] H. J. Trost, E665 interner Bericht BT046 (1987).
- [49] D. Hantke, S. Söldner-Rembold, A. Röser, E665 interner Bericht (1989).
- [50] P. L. Anthony, Doktorarbeit, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (1990).
- [51] A. Bhatti, W. Wittek, S. Wolbers, E665 interner Bericht SW072 (1989).
- [52] G. Jancso, S. Söldner-Rembold, E665 interner Bericht VS020 (1988).
- [53] S. Söldner-Rembold, E665 interner Bericht ST0168 (1989).
- [54] S. Söldner-Rembold, E665 interner Bericht ST0177 (1989).
- [55] G. Ingelman, *LEPTO Version 5.2 Program Documentation*.
- [56] U. Krüner, Diplomarbeit, Universität Wuppertal, WUB 89-5 (1989)
- [57] S. Söldner-Rembold, E665 interner Bericht MC042 (1991).
- [58] M. Arneodo et al., Z. Phys. **C36**, 527–543 (1987).
- [59] S. Söldner-Rembold, E665 interner Bericht MC022 (1990).
- [60] L. W. Mo, Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41**, 205–235 (1969).
- [61] N. Pavel, EMC interner Bericht EMC/88/2.
- [62] D. Hantke, E665 interne Berichte MC023–MC026 (1990).
- [63] J. Drees, Universität Wuppertal, WUB 78-16 (1978).
- [64] R. Brun et al., GEANT 3, CERN DD/EE/84-1 (1987).



- [65] Review of Particle Properties, Phys. Lett. **B239** (1990).
- [66] J. J. Ryan, Doktorarbeit, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (1990).
- [67] M. Schmitt, Doktorarbeit, Harvard (1991);  
S. R. Magill, Doktorarbeit, University of Illinois at Chicago (1990);  
M. Schmitt, E665 interner Bericht AN058 (1989);  
H. Melanson, E665 interner Bericht AN094 (1991).
- [68] S. Maselli, Doktorarbeit, MPI München (1988).
- [69] A. Röser, Doktorarbeit, Universität Wuppertal, WUB-DIS 91-2 (1991).
- [70] M. Arneodo et al., Z. Phys. **C35**, 335–345 (1987).
- [71] V. Blobel, Proc. CERN School of Computing, Aiguablava, Spanien, 88–127 (1984).
- [72] A. Giovannini, L. Van Hove, Z. Phys. **C30** 391–400 (1986);  
L. Van Hove, A. Giovannini, Proc. 17th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, Seewinkel, Österreich, 561–580 (1986).
- [73] G. J. Alner et al., Phys. Rep. **154**, 247–383 (1987);  
G. J. Alner et al., Phys. Lett. **B160**, 199–206 (1985);  
G. J. Alner et al., Phys. Lett. **B160**, 193–198 (1985).
- [74] Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen, Nucl. Phys. **B40**, 317–334 (1972).
- [75] P. Carruthers, Proc. XXI Rencontre de Moriond, *Strong Interactions and Gauge Theories*, Les Arcs, Frankreich (1986).
- [76] F. James, M. Roos, MINUIT 89.12j, CERN Program Manual D506 (1989).
- [77] G. T. Jones et al., Preprint MPI-München, MPI-PhE/91-03 (1991).
- [78] B. Jongejans et al., Nuovo Cim. **A101**, 435–453 (1989).
- [79] I. V. Ajinenko et al., Z. Phys. **C46** 569–582 (1990);  
F. Verbeure, Meeting on Multiparticle Dynamics (Festschrift für L. van Hove), La Thuile, Italien, 231–256 (1989).
- [80] A. I. Golokhvastov, Sov. J. Nucl. Phys. **27**, 430–431 (1978).
- [81] D. Levy, Nucl. Phys. **B59**, 583–588 (1973).
- [82] N. Schmitz, Int. Jou. Mod. Phys. **A3**, 1997–2065 (1988);  
M. Arneodo et al., Nucl. Phys. **B258** 249–266 (1985).

- [83] C. Fuglesang, Proc. Meeting on Multiparticle Dynamics  
(Festschrift für L. van Hove), La Thuile, Italien, 193–210 (1989).
- [84] R. Szwed, G. Wrochna, Z. Phys. **C47**, 449–456 (1990);  
R. Szwed, G. Wrochna, A. K. Wroblewski, Mod. Phys. Lett. **A5**, 1851–1869  
(1990).
- [85] G. Wrochna, Preprint Universität Warschau, IFD/8/1990 (1990).
- [86] M. Aderholz, persönliche Mitteilung.
- [87] M. Gazdzicki, R. Szwed, G. Wrochna, A. K. Wroblewski,  
Mod. Phys. Lett. **A6**, 981–992 (1991).
- [88] C. De Marzo et al., Phys. Rev. **D26**, 1019–1035 (1982).
- [89] C. De Marzo et al., Phys. Rev. **D29**, 2476–2482 (1984).
- [90] W. Busza, Acta Phys. Pol., **B8**, 333–354 (1977).
- [91] B. Anderson et al., Phys. Lett **B73**, 343–346 (1978).
- [92] N. Nikolaev, Z. Phys. **C44**, 645–650 (1989);  
N. Nikolaev, persönliche Mitteilungen.
- [93] N. M. Agababyan et al., Preprint Universität Brüssel, IIHE-90.02 (1990).
- [94] D. H. Brick et al., Phys. Rev. **D41**, 765–773 (1990).
- [95] J. L. Bailly et al., Z. Phys. **C35**, 301–307 (1987).
- [96] J. W. Cronin et al., Phys. Rev. Lett. **31**, 1426–1429 (1973);  
D. Antreasyan et al., Phys. Rev. **D19**, 764–778 (1979).
- [97] V. V. Aivazyan et al., Z. Phys. **C51**, 167–178 (1991).
- [98] R. E. Ansorge et al., Z. Phys. **C37**, 191–213 (1988).
- [99] M. Althoff et al., Z. Phys. **C29**, 347–359 (1985).
- [100] R. Singer et al. Phys. Lett. **B49**, 481–487 (1974).

# Danksagung

Herrn Professor Dr. Norbert Schmitz und Herrn Dr. Ivo Derado möchte ich für die Möglichkeit danken, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Physik in München und am Fermilab in Batavia anzufertigen, sowie für die anregenden Diskussionen über die physikalischen Fragestellungen der vorliegenden Arbeit.

Die Mitglieder der Münchner Gruppe, insbesondere Dr. Wolfgang Wittek, Dr. Gabor Jancso, Petra Strube, Detlev Hantke, Dr. Michael Aderholz, Brigitte Leupold, Andreas Manz, Dr. Volker Eckardt, Hans-Jürgen Gebauer, Ulrich Katz und meine Frau Ana Söldner-Rembold, haben mir bei meiner Arbeit sehr geholfen. Besonders erwähnen möchte ich auch Dr. Arnd Röser aus Wuppertal und Dr. Martin Erdmann aus Hamburg.

Ohne die sorgfältige Arbeit und das Engagement des Meßpersonals wäre eine physikalische Analyse mit Hilfe von Streamerkammerdaten nicht möglich. Mein Dank gilt daher allen, die mit dieser Aufgabe am MPI und unter der Leitung von Dr. Jim Hanlon am Fermilab betraut waren.

Das Experiment E665 hat mehr als 80 Mitarbeiter, ohne deren Einsatz das Gelingen Experiments und damit diese Arbeit nicht denkbar wäre. Ihnen allen angemessen zu danken ist hier nicht möglich. Besondere Unterstützung habe ich erfahren von Dr. Hugh Montgomery und Dr. Don Geesaman, aber auch von vielen anderen, die mir verzeihen mögen, daß ich sie nicht alle persönlich nennen kann.

