Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades

des Fachbereiches Physik
der
Bergischen Universität Gesamthochschule Wuppertal

vorgelegt
von
Arnd Röser
aus
Remscheid

AHB4647

Inhaltsverzeichnis

1 **Einleitung** 1

2 **Theoretische Grundlagen der Müon-Nukleon-Streuung** 3

2.1 Quark-Parton-Modell 5

2.2 Quanten-Chromo-Dynamik 8

2.3 Fragmentationsmodelle 9

2.3.1 Lund-String-Modell 10

2.3.2 Parton-Schauermodell 12

3 **Experiment E665** 15

3.1 NM-Müon-Strahl 15

3.2 E665 Spektrometer 17

3.2.1 Spurrekonstuktionssystem 17

3.2.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation 18

3.3 LAT- und LAT.PCN-Trigger 19

3.4 Onlinesystem 20

3.5 Datennahme 23

4 **C0-Online-Kalibration** 24

4.1 Zielsetzung und Mathematische Modelle 24

4.2 C0-Online-Überwachung 26

4.3 Analyse der C0-Online-Kalibrationsdaten 27

4.3.1 C0-Interspill-Prozessor 27

4.3.2 Berechnung der Pedestal 28

4.3.3 Methode und Approximation der Einelektronfits 30

4.4 Zeitliche Stabilität der C0-Photomultiplier-Parameter 31

5 **Datenanalyse und Datenreduktion** 34

5.1 Datensplit und -filter 34

5.2 Rekonstruktion aufgrund der elektronischen Dateninformationen . . 36

5.2.1 Spurerkennung 36

5.2.2 Spurfit 40
5.2.3 Müon-Match 40
5.2.4 Vertex-Rekonstruktion 41
5.3 Analyse der Streamerkammerdaten 42
5.3.1 Scanlisten und Messung der Bilder 42
5.3.2 Merge 42
5.3.3 Streamerkammer-Vorwärtsspektrometer-Match 43
5.3.4 Vertexrekonstruktion unter Berücksichtigung aller Hadronen 47

6 E665-Monte-Carlo **48**
6.1 Generierung der Ereignisse 48
6.2 Simulation des Spektrometers 50
6.3 Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse 51
6.4 Besonderheiten - relevant für die vorliegende Arbeit 52

7 Datenselektion **53**
7.1 Kinematische Schnitte 53
7.2 Vergleich der Daten mit dem Monte Carlo 57
7.3 Spurauswahl 62
7.4 Elektronkontamination 66
7.4.1 Kalorimeter-Methode 67
7.4.2 Mathematische Abschätzung des Elektronuntergrundes 67

8 Multiplizität geladener Hadronen **71**
8.1 Korrekturmethode und systematische Fehler 71
8.2 Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität 73
8.2.1 Energieabhängigkeit der Hadronvariablen x_f 83
8.2.2 Energieabhängigkeit der Hadronvariablen y^* 93
8.3 Form der Multiplizitätsverteilungen 95

9 Zusammenfassung **109**

10 Literaturverzeichnis **112**

A Tabellen **117**

Tabllenverzeichnis

1 *Die Kollaboration des Experiments E665* 2

2 *Die Ereignisvariablen der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Wechselwirkung* 4

3 *Hadronvariablen in der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Wechselwirkung* 7

4 *Parameter der einzelnen Komponenten des Müon-Spektrometers* . . 16

5 *Charakteristische Größen der in der Datenperiode 87/88 verwendeten Targets* 24

6 *Reduktion der Daten aufgrund der einzelnen Rekonstruktionsstufen* . 34

7 *Im Vertexprozessor verwendete Vertextypen* 41

8 *Spezifikation der Monte-Carlo-Datensätze* 52

9 *Spurselektionskriterien* 64

10 *Ereignisraten in den einzelnen Energieintervallen* 74

11 *Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität im gesamten Phasenraum, sowie getrennt nach den beiden Hemisphären* 74

12 *Ergebnisse der χ^2-Anpassung an die mittlere geladene Multiplizität* . 75

13 *Ergebnisse der χ^2-Anpassung an die mittlere geladene Multiplizität in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung* 78

14 *Fit der Energieabhängigkeit der einzelnen x_f-Intervalle, alle Hadronen* 89

15 *Fit der Energieabhängigkeit der einzelnen x_f-Intervalle, negative Hadronen* 91

16 *Fit der Energieabhängigkeit der einzelnen x_f-Intervalle, positive Hadronen* 92

17 *Polynomfit dritten Grades an die gemessenen KNO-Scalingfunktionen* 101

18 *Parameter der Levy-Funktion* 101

19 *Fit der NBD an die korrigierten Multiplizitäsverteilungen* 103

20 *Anzahl N und Größe n_c der Clans in der NBD-Interpretation der Multiplizitätsverteilungen* 108

Abbildungsverzeichnis

1 *Tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung in der Einphotonnäherung* . 3

2 *$Q^2 - \nu$-Ebene der tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung bei einem maximalen Müonimpuls von 600 GeV* 4

3 *Tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung im Quark-Parton-Modell* . . 5

4 *Partonverteilung im Nukleon* 6

5 *Definition der kinematischen Größen des hadronischen Endzustandes* 8

6 *Die grundlegenden Prozesse der QCD* 9

7 *Farbflußschlauch einer primären Partonverteilung und anschließende Hadronbildung im Lund-String-Modell* 11

8 *Gluondarstellung im Lund-String-Modell* 11

9 *Parton-Schauer eines primären $q\bar{q}$Zustandes* 13

10 *Schematischer Aufbau des Müon-Strahls am FNAL* 15

11 *E665 Spektrometer am Fermilab* 17

12 *Schema der Teilchenidentifikation im E665 Spektrometer* 19

13 *E665 LAT-Trigger - schematisch* 21

14 *Datenerfassung im Experiment E665* 22

15 *Mittlerer ADC-Pedestal eines C0-Photomultipliers als Funktion der Testzyklusnummer* 29

16 *ADC-Pedestal eines C0-Photomultipliers integriert über mehrer Testzyklen* 29

17 *Einelektronfits a) ohne b) mit Pedestalkorrektur, dabei gibt PEDCOR die Höhe der Korrektur an* 30

18 *Aus der Anpassung ermittelter ADC-Kanal des Einelektronsignals und seine Varianz als Funktion der Testzyklusnummer* 32

19 *Aus der Anpassung ermittelte Anzahl der Photoelektronen und ihre Streuung als Funktion der Testzyklusnummer* 33

20 *Typisches Streamerkammer-Ereignis* 35

21 *Impulsverteilung für Müonen und Hadronen* 36

22 *Methode der Spurrekonstruktion* 38

23 *Eindimensionale Nachweiswahrscheinlichkeit der Proportionalkammer PCV /RPV88/* 39

24 *Impulsauflösung der Streamerkammer $\frac{\Delta p}{p}$ als Funktion des Impulses, Monte Carlo* 44

25 *y-Extrapolationsfehler rekonstruierter Streamerkammer-Spuren am Ort der PC1, Monte-Carlo* 44

26 *z-Extrapolationsfehler rekonstruierter Streamerkammer-Spuren am Ort der PC1, Monte-Carlo* 45

27 *Spurverluste durch den PCN-Ortsraumschnitt als Funktion der y-Ortsraumbreite, integriert über die z-Koordinate* 46

28 *Beiträge in höherer Ordnung in e in der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Streuung /SL088/* 48

29 *Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung reeller Photonen als Funktion der Ereigniskinematik* 49

30 *Im Experiment E665 gemessenes Müonimpulsspektrum* 50

31 *$Q^2 - \nu$-Ebene rekonstruierter Streamerkammer-Ereignisse, LAT- und SAT-Trigger* 53

32 *Rekonstruierte Klusterenergie des elektromagnetischen Kalorimeters als Funktion des Energieübertrags selektierter Bremsstrahlungsereignisse* 54

33 *$Q^2 - y$-Ebene selektierter Ereignisse mit potentiellen Bremsstrahlungsphotonen* 55

34 *Kinematische Variablen selektierter Ereignisse mit potentiellen Bremsphotonen a) Q^2 - b) y - c) x_B - d) W^2* 56

35 *Vergleich der Q^2-Verteilung für rekonstruierte Streamerkammer-Ereignisse und Monte-Carlo, a) ohne - b) mit Strahlungskorrekturen* 58

36 *Vergleich der W^2-Verteilung für rekonstruierte Streamerkammer-Ereignisse und Monte-Carlo, a) ohne - b) mit Strahlungskorrekturen* 59

37 *Vergleich des kürzesten Abstandes zum Primärvertex, getrennt nach Vorwärtsspektrometer- und Streamerkammer-Spuren a),c) sowie der auf den Meßfehler normalisierte kürzeste Abstand zum Primärvertex b),d)* 60

38 *Verteilung der Spuren auf primäre N_p und sekundäre N_s* 61

39 *Abstand der V^0-Vertizes vom Primärvertex in x-Richtung* 61

40 *Invariante Masse an den V^0-Vertizes* 62

41 *Normalisierte unkorrigierte z_h-Verteilung im Vergleich mit den rekonstruierten Monte-Carlo-Verteilungen, a) ohne GAMRAD, b) mit GAMRAD* 63

42 *Quotient der beiden Monte-Carlo z_h-Verteilungen* 64

43 *Verteilung des kürzesten Abstandes zum Primärvertex, Monte-Carlo, a) an den primären Vertex gefittete Spuren, b) Vertexnahe Spuren* . . 65

44 *Energie rekonstruierter Kalorimeterkluster als Funktion des Spurimpulses für Elektronen und Pionen* 68

45 *Anteil der Ereignisse mit Bremsstrahlung als Funktion der Schwerpunktenergie* 69

46 *Exemplarischer Vergleich der Multiplizitätsverteilungen a) Korrektur durch Matrix-Methode b) "eindimensionale" Korrektur* 72

47 *Unkorrigierte mittlere geladene Multiplizität als Funktion der Filmnummer* 72

48 *Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität* 75

49 *Dispersion D und das Verhältnis $< n_{ch} > /D$ als Funktion von W* . . 76

50 *Vergleich von $< n_{ch} >$ mit der Vorhersage des Lundmodells* 77

51 *Energieabhängigkeit der mittleren galadenen Vorwärts- ($< n_f >$) und Rückwärtsmultiplizität ($< n_b >$)* 79

52 *Vergleich der Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität mit den Ergebnissen der EMC, pp-Streuung und der e^+e^--Annihilation* 80

53 *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion im Vergleich der verschiedenen Experimente* 81

54 *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion in Vorwärtsrichtung im Vergleich zu e^+e^-- und pp- Experimenten* 82

55 *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion in Rückwärtsrichtung im Vergleich zu e^+e^-- und pp- Experimenten* 82

56 *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion im Vergleich zu NA9* 83

57 *Normalisierte x_f und y^*-Verteilung identifizierter Hadronen im Experiment NA9 /BRU84/* 84

58 *Normalisierte x_f-Verteilung aller Hadronen* 85

59 *Normalisierte x_f-Verteilung positiv geladener Hadronen* 86

60 *Normalisierte x_f-Verteilung negativ geladener Hadronen* 87

61 *Energieabhängigkeit der normalisierten x_f-Verteilung* 88

62 *Steigung b der gefitteten Energieabhängigkeit als Funktion von x_f* . . 90

63 *Mittlere geladene Multiplizität als Funktion von W durch Integration der normalisierten x_f-Verteilung* 91

64 *normalisierte y^*-Verteilung aller Hadronen* 94

65 *normalisierte y^*-Verteilung getrennt nach dem Ladungsvorzeichen der Hadronen für das Energieintervall* $12 < W < 14$ *GeV* 95

66 *Energieabhängigkeit der normalisierten y^*-Verteilung* 96

67 *Energieabhängigkeit der normalisierten y^*-Verteilung getrennt nach den Teilchenladungen* 97

68 *Korrigierte Multiplizitätsverteilungen in der KNO-Formulierung* . . . 98

69 *KNO-Scaling, getrennt nach den Energieintervallen mit angepaßter Levy-Funktion* 99

70 *Vergleich des KNO-Scalings im Experiment E665 mit anderen Experimenten* 102

71 *Rekursionswert g(n) /GIO86/ für verschiedene Schwerpunktenergien in der Müon-Nukleon-Streuung* 104

72 *Multiplizitätsverteilung bei acht Schwerpunktenergien, die durchgezogene Linie ist das Resultat eines NBD-Fits an die Verteilungen* 106

73 *Parameter 1/k der NBD als Funktion der Energie* 107

74 *Energieabhängigkeit von 1/k in der Müon-Nukleon-Streuung im Vergleich mit anderen Wechselwirkungen* 107

1 Einleitung

Das Experiment E665 am Fermi-National-Accelerator-Laboratory (FNAL) ist im Bereich der tiefineleastischen Lepton-Nukleon/Nukleus-Streuung mit einer Müon-Strahl-Energie von 490 GeV z. Zt. das Experiment mit der höchsten erreichbaren Strahlenergie. An der Durchführung und Auswerteung des Experiments sind mehr als 70 Physiker aus 13 Instituten - davon 9 amerikanische und drei deutsche Institute und ein polnisches Institut - beteiligt (s. Tabl. 1).

E665 ist eine Weiterführung der tiefinelastischen Müonexperimente am FNAL und der EMC (European Muon Collaboration) am CERN (Organisation Europeen pour la Recherche Nucleaire). Durch die im Vergleich zum CERN fast doppelt so hohe Strahlenergie - die Müonen besaßen eine maximale Energie von 280 GeV - lassen sich die Messungen in einen kinematischen Bereich ausdehnen, der für andere Experimente dieser Wechselwirkungsform bisher nicht zugänglich war. Andererseits ist aufgrund des in diesem Experiment zur Verfügung stehenden Wertebereichs der Schwerpunktenergie W von 8 GeV bis maximal 30 GeV durch den Vergleich der Resultate der einzelnen Reaktionstypen eine Überprüfung der Hypothese des "environmental independence" möglich.

Durch die Verwendung einer Vielzahl von Spurkammern sowie einer Streamerkammer, die auch das Target umschließt, sind sowohl Messungen zu den Strukturfunktionen als auch zum hadronischen Endzustand durchführbar.

Im Rahmen dieser Arbeit soll der hadronische Endzustand untersucht werden, der sich aus der Streuung hochenergetischer Müonen ($< p_\mu >= 490\ GeV$) an einem 1 m langen flüssigen Deuterium Target ergibt. Die dabei verwendeten Daten basieren ausschließlich auf Ereignissen mit einem zugehörigen Streamerkammer-Bild, die mit dem Experiment E665 am FNAL in der Datenperiode 1987/88 gemessen wurden. Im Mittelpunkt steht die Bestimmung der geladenen Ereignismultiplizität sowie deren Energieabhängigkeit und Form. Aus diesen Informationen lassen sich durch den Vergleich mit Modellrechnungen Aussagen über die bei der Hadronisierung ablaufenden Mechanismen machen.

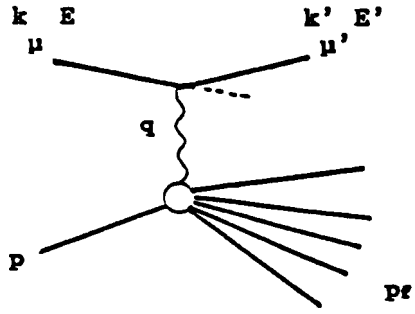
In den beiden folgenden Kapiteln werden die Grundzüge der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung dargelegt sowie das Experiment beschrieben. Nach der Vorstellung der Analysekette sollen die Qualitätsschnitte an die Daten erläutert werden. Am Ende stehen dann im Kapitel 8 die Vorstellung der Ergebnisse und der Vergleich mit anderen Experimenten.

E665 Collaboration
M.R. ADAMS [7], S. AID [8], P.L. ANTHONY [9], M.D. BAKER [9], J.F. BARTLETT [4], A.A. BHATTI [11], H.M. BRAUN [12], T. BURNETT [11], W. BUSZA [9], J.M. CONRAD [6], G.B. COUTRAKON [4]*, R. DAVISSON [11], S.K. DHAWAN [13], W. DOUGHERTY [11], T. DREYER [5], U. ECKER [12], V. ECKARDT [10], M. ERDMANN [5], A. ESKREYS [3], K. ESKREYS [3], H.J. GEBAUER [10], D.F. GEESAMAN [1], R. GILMAN [1], M.C. GREEN [1]**, J. HAAS [5], C. HALLIWELL [7], J. HANLON [4], V.W. HUGHES [13], H.E. JACKSON [1], D.M. JANSEN [11], G. JANCSO [10], S. KAUFMAN [1], R.D. KENNEDY [2], T.B.W. KIRK [4]+, H. KOBRAK [2], S. KRZYWDZINSKI [11]***, S. KUNORI [8], J. LORD [11], H.J. LUBATTI [11], T. LYONS [9], S. MAGILL [7], P. MALECKI [3], A. MANZ [10], D. McLEOD [7], H. MELANSON [4], D.G. MICHAEL [6], W. MOHR [5], H.E. MONTGOMERY [4], J.G. MORFIN [4], R.B. NICKERSON [6], S. O'DAY [8], A.M. OSBORNE [2,4,6]§, L. OSBORNE [9], B. PAWLIK [3], F.M. PIPKIN [6], E.J. RAMBERG [3], A. RÖSER [12], J. RYAN [9], A. SALVARANI [2], M. SCHMITT [6], K.P. SCHÜLER [13], E. SEXTON [2,7]***, H.J. SEYERLEIN [10], A. SKUJA [8], S. SÖLDNER-REMBOLD [10], P.H. STEINBERG [8]†, H.E. STIER [5], P. STOPA [10]§§, P. STRUBE [10], Robert A. SWANSON [2], R.L. TALAGA [8]+, S. TENTINDO-REPOND [1]++, H.-J. TROST [10]+, H. VENKATARAMANIA [13], M. VIDAL [10], M. WILHELM [5], J. WILKES [11], Richard WILSON [6], S. WOLBERS [4] and T. ZHAO [11]

[1] *Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA*
[2] *University of California, San Diego, La Jolla, CA 92093, USA*
[3] *Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland, and Institute of Nuclear Physics and Technology, Cracow, Poland*
[4] *Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510, USA*
[5] *Albert-Ludwigs-Universität, 7800 Freiburg i. Br., FRG*
[6] *Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA*
[7] *University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60680, USA*
[8] *University of Maryland, College Park, MD 20742, USA*
[9] *Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA*
[10] *Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, 8000 Münich 40, FRG*
[11] *University of Washington, Seattle, WA 98195, USA*
[12] *Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 5600 Wuppertal 1, FRG*
[13] *Yale University, New Haven, CT 06520, USA*

* Current address: Loma Linda University Medical Center, Loma Linda, CA 92350, USA.
** Current address: LeCroy Research Systems, Spring Valley, NY 10977, USA.
*** Current address: FNAL, PO Box 500, Batavia, IL 60510, USA.
§ Permanent address: CERN, 23 Geneve 1211, Switzerland.
† Deceased.
§§ Permanent address: Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland.
\+ Current address: H.E.P. Div., ANL, Argonne, IL 60439-4843, USA.
++ Current address: Northern Illinois University, Dekalb, IL 60115, USA.

Tabl. 1: *Die Kollaboration des Experiments E665*



Größen im Laborsystem:

k	Viererimpuls des einlaufenden Müons
E	Energie des einlaufenden Müons
k'	Viererimpuls des gestreuten Müons
E'	Energie des gestreuten Müons
	Streuwinkel im Laborsystem
q	Viererimpuls des ausgetauschten virtuellen Photons
p	Viererimpuls des Nukleons
pf	Viererimpuls des hadronischen Endzustandes

Abb. 1: *Tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung in der Einphotonnäherung*

2 Theoretische Grundlagen der Müon-Nukleon-Streuung

In den letzten 30 Jahren leistete die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung einen wesentlichen Beitrag zur Erforschung der Struktur der Materie. Im Gegensatz zu den in den hadronischen Prozessen (Pion-Nukleon-, Proton-Proton-Streuung ...) verwendeten Streuteilchen besitzen die Leptonen - zumindest bei den in diesem Experiment erreichbaren Schwerpunktenergien von maximal 30 GeV - keine innere Struktur und zeichnen sich dadurch als Sondenteilchen besonders aus.

Die in dieser Arbeit betrachtete Müon-Nukleon-Wechselwirkung läßt sich in erster Ordnung in e - der Kopplungskonstanten der Quanten-Elektrodynamik (QED) - durch den Austausch eines virtuellen Photons verdeutlichen /DRE83, SLO88,NACS6/ (Abb. 1) - der Austausch von schweren Vektorbosonen ist aufgrund der zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie stark unterdrückt und damit vernachlässigbar. Bei der Beschreibung dieses Streuprozesses bedient man sich mehrerer lorenzinvarianter Variablen (Tabl. 2), wobei jedoch zwei ausreichen, um die Kinematik vollständig festzulegen, alle weiteren Größen sind dann bestimmt und z. B. aus der $Q^2-\nu$-Ebene (Abb. 2) ablesbar.

Der inklusive Wirkungsquerschnitt ist in der Einphotonnäherung das Produkt eines Lepton- (l) und eines Hadrontensors (W)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{2\alpha^2 E'}{Q^4 E} l^{\mu\nu} W_{\nu\mu},$$

wobei l im Rahmen der QED exakt berechenbar ist. Für den Photon-Hadron-Vertex - beschrieben durch den Tensor W - benötigt man neben der Impuls- und Energieerhaltung und der Lorenzinvarianz zwei Strukturfunktionen F_1 und F_2, die die innere

$q^2 = -q^2 = (k-k')^2 =$ $= 4EE'sin^2\frac{\theta}{2}$	Viererimpulsübertragsquadrat des virtuellen Photons
$\nu = \frac{pq}{M} = E - E'$	Energie des virtuellen Photons
$W^2 = (p+q)^2 =$ $M^2 - Q^2 + 2M\nu$	invariante Masse des hadronischen Endzustandes
$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu}$	Bjorken'sche Skalenvariable
$y = \frac{\nu}{E}$	normalisierter Energieübertrag Elastizität der Streuung

Tabl. 2: *Die Ereignisvariablen der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Wechselwirkung*

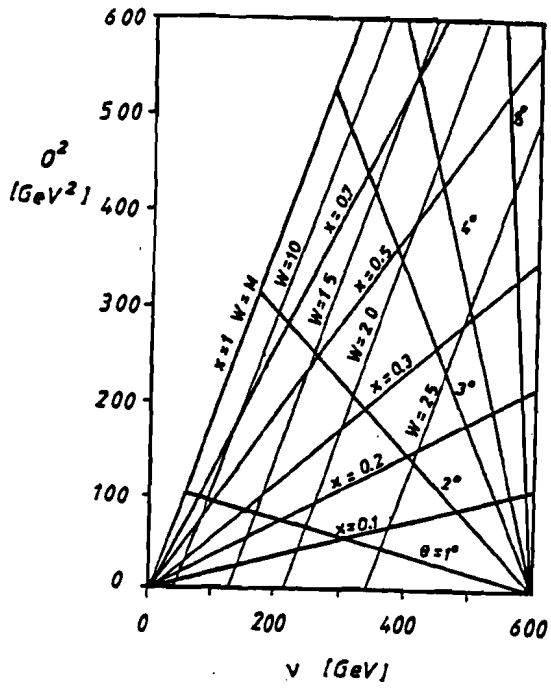


Abb. 2: *$Q^2 - \nu$-Ebene der tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung bei einem maximalen Müonimpuls von 600 GeV*

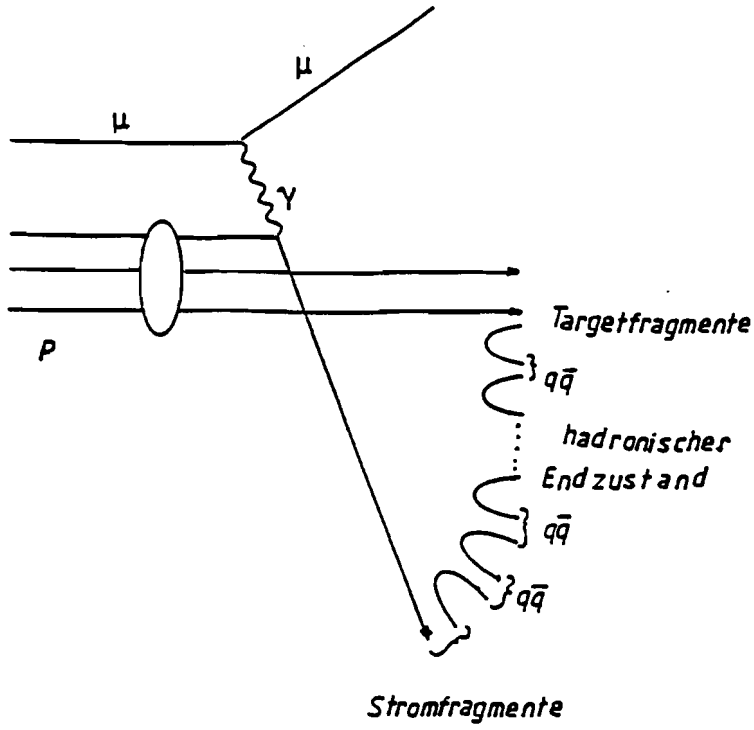


Abb. 3: *Tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung im Quark-Parton-Modell*

Struktur des Nukleons parametrisieren. Somit gilt:

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

2.1 Quark-Parton-Modell

Analysen der Elektron-Proton-Streuung am SLAC Ende der sechziger Jahre /MIL69/ gaben Hinweise auf eine punktförmige Substruktur (Partonen) der Nukleonen. Es zeigte sich, daß einige dieser Partonen mit den von Gell-Man und Zweig /GEL64/ unabhängig voneinander zur Erklärung der Hadronspektren postulierten Quarks gleichzusetzen sind, was zur Entwicklung des Quark-Parton-Modells (QPM) durch Bjorken und Feynman führte /BJO69a/. Im Rahmen dieses Modells erklärt man die tiefinelastische Müon-Nukleon-Streuung als elastische Streuung an einem der Partonen, über die inkohärent summiert wird (Abb. 3). Gleichzeitig beinhaltet dieses Modell das Skalenverhalten der Strukturfunktionen, das bereits von Bjorken /BJO69b/ vor Aufstellung des QPMs vorausgesagt wurde. Es besagt, daß im Limes $Q^2, \nu \rightarrow \infty$, ihr Quotient aber endlich, die Strukturfunktionen lediglich von einer dimensionslosen Variablen x, aber von keiner weiteren Massen- oder Längenskala abhängen, d. h.

$$F_{1,2}(Q^2,\nu) = F_{1,2}(x).$$

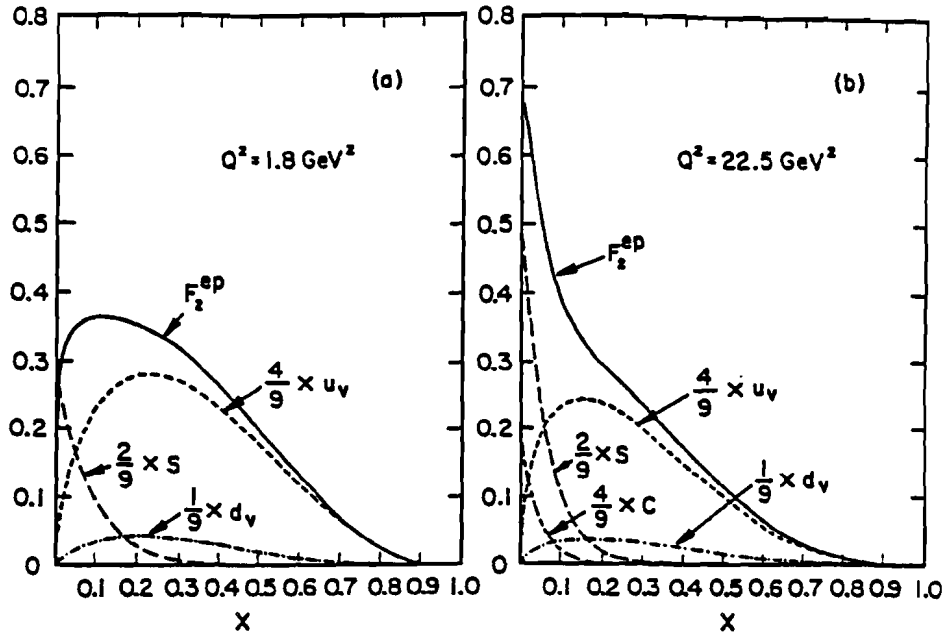


Abb. 4: *Partonverteilung im Nukleon*

Diese schon vorher eingeführte Bjorkensche Skalenvariable x_{Bj} gibt gerade den Impulsbruchteil des Partons an, an dem das virtuelle Photon koppelt. Die Strukturfunktion F_2 repräsentiert in diesem Zusammenhang die Verteilung der Partonen innerhalb des Nukleons:

$$F_2(Q^2, \nu) = \sum q_i^2 x_{Bj} f_i(x_{Bj}),$$

wobei $f_i(x_{Bj})$ die Wahrscheinlichkeit ist, das Quark q_i vom Typ i mit der Ladung q_i und dem Impulsbruchteil x_{Bj} vorzufinden.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse, die dieses Skalenverhalten bestätigen /MIL69/, mit modelltheoretischen Berechnungen zeigt, daß etwa 50% des Protonimpulses neutrale Partonen tragen. Diese werden ihrerseits mit den Gluonen identifiziert, die im Rahmen der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) die Träger der starken Wechselwirkung sind. Es muß daher zwischen den die Quantenzahlen des Nukleons bestimmenden Valenzquarks und den sogenannten Seequarks unterschieden werden, die durch Materialisation der Gluonen in $q\bar{q}$-Paare entstehen. Die relativen Anteile sind für zwei verschiedene Q^2-Werte in Abb. 4 wiedergegeben /BURS0/.

Bisher ist es selbst bei den höchsten z. Zt. erreichbaren Schwerpunktenergien nicht gelungen, freie Quarks zu beobachten, sie sind lediglich indirekt in Form von gebundenen Farbsingluett-Zuständen - den Hadronen - zugänglich ("confinement" /Hoo74/). Hierbei hat sich gezeigt, daß die beobachtbaren Hadronspektren unter Berücksichtigung der im Streuprozeß beteiligten Quarks weitestgehend unabhängig von der primären Wechselwirkung sind /POE86/, was mit dem Begriff "environ-

longitudinale Variablen	
$z_h = \frac{E_f^h}{\nu}$	Hadronenergiebruchteil
$x_F = \frac{2p_\parallel^*}{W}$	Feynman-x ($x_f = z_h$ für $z_h \geq 0.15$)
$y^* = \frac{1}{2} ln(\frac{E^*+p_\parallel}{E^*-p_\parallel})$	Rapidität
transversale Variablen	
p_t	Transversalimpuls relativ zum virtuellen Photon
Φ	Azimutwinkel um das virtuelle Photon relativ zur Müon-Streuebene

Tabl. 3: *Hadronvariablen in der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Wechselwirkung*

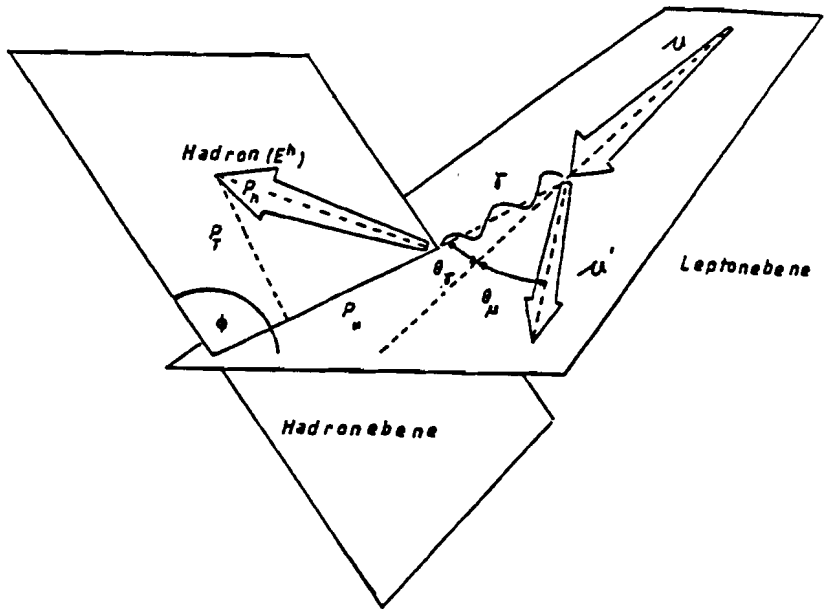


Abb. 5: *Definition der kinematischen Größen des hadronischen Endzustandes*

mental independance" /SEH77/ bezeichnet wird. Dies läßt sich durch den Vergleich der Eigenschaften der aus den verschiedenen Prozessen hervorgegangenen Hadronen bestätigen und weiter untersuchen.

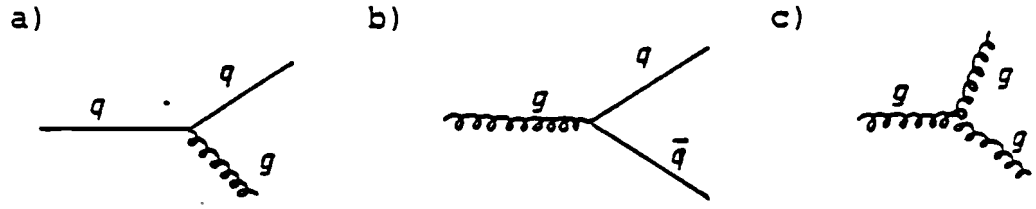
Zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes (s. Abb. 5) bedient man sich der in Tabl. 3 definierten Variablen. Die sich hieraus ergebenden differentiellen Multiplizitäten können im Rahmen des Quark-Parton-Modells in folgender Form ausgedrückt werden /FEY77/:

$$\frac{1}{\sigma}\frac{dN^h}{dz} = \sum \epsilon_i(x) D_i^h(z),$$

wobei die Summation über alle möglichen Quarkarten erfolgt. Diese Darstellungsweise impliziert eine Zweiteilung der Hadronproduktion (Faktorisierung). So ist der Übergang des Quarks i, an das das Photon mit der Wahrscheinlichkeit ϵ_i koppelt, in das Hadron h - beschrieben durch die Fragmentationsfunktion D_i^h - unabhängig von der Quarkenergie (Scaling).

2.2 Quanten-Chromo-Dynamik

Heutzutage ist die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) die weitestgehend verwendete Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung. Da bei der Aufstellung der QCD viele Eigenschaften aus der Quanten-Elektro-Dynamik durch Analogieschlüsse abgeleitet werden können, ist auch die QCD eine renormalisierbare Eichtheorie, jedoch treten an die Stelle der elektrischen Ladung in der QCD drei Farbladungen (rot,



a) Gluon-Bremsstrahlung
b) Quark-Paar-Produktion
c) Gluon-Selbstkopplung

Abb. 6: *Die grundlegenden Prozesse der QCD*

grün, blau), die einer SU(3)-Symmetrie genügen /BEC81/. Hieraus ergeben sich acht Eichbosonen - sie entsprechen den acht Erzeugenden der SU(3)-Symmetrie -, die mit den Gluonen identifiziert werden und damit die Träger der starken Wechselwirkung sind. Im Gegensatz zu den Photonen besitzen die Gluonen selbst eine Farbladung und können daher direkt mit anderen Gluonen in Wechselwirkung treten (Gluon-Selbstkopplung) - die möglichen Wechselwirkungen sind in Abb. 6 dargestellt. Die Stärke der Kopplung wird durch die Kopplungskonstante α_s beschrieben:

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

wobei N_f die Anzahl der Quarksorten angibt. Die Größe Λ ist eine Massenskala - der einzige freie Parameter der Theorie - und muß aus dem Vergleich mit den Daten bestimmt werden. Die Kopplungskonstante α_s beschreibt quantitativ die wichtige Eigenschaft der starken Wechselwirkung, die "asymptotische Freiheit", sie besagt: Mit wachsendem Impulsübertrag Q^2 verringert sich die Kopplung zwischen den Quarks, bis daß sie bei genügend großem Q^2 quasi frei sind.

2.3 Fragmentationsmodelle

Sowohl in der tiefinelastischen Streuung als auch in Annihilationsreaktionen werden Quarks und Gluonen erzeugt, die aufgrund von Confinement-Kräften in beobachtbare Hadronen fragmentieren. Dieser Prozeß ist im Rahmen der QCD nicht exakt berechenbar, so daß man auf phänomenologische Modelle zurückgreifen muß, die

die Hadronisierung beschreiben. Insgesamt läßt sich der Streu- bzw. Vernichtungsprozeß in zwei Phasen einteilen - die Motivation hierfür basiert auf dem "invironmental independance". In einem ersten Schritt muß unter Einbeziehung der QCD-Störungstheorie - sie ist aufgrund kurzer Distanzen, d. h. großen Werten in Q^2 anwendbar - eine primäre Partonverteilung für Quarks und Gluonen ermittelt werden /LUN82, LUA86/. Diese ist der Ausgangspunkt für die zweite Phase, in der sich die beobachtbaren Hadronen bilden. Da hier jedoch kleine Q^2-Werte dominieren, ist eine störungstheoretische Behandlung nicht möglich, so daß die verschiedenen Modelle hier ansetzen. Obwohl eine Vielzahl dieser Fragmentationsmodelle auf die Elektron-Positron-Anihilation zugeschnitten sind, können sie - da sie von einer gegebenen Partonverteilung ausgehen - auch auf andere Prozesse übertragen werden.

2.3.1 Lund-String-Modell

Der Ausgangspunkt für das Lund-String-Modell /LUN82, LUA86/ ist z. B. ein Quark-Antiquark-Zustand, wie er in der e^+e^--Streuung typischerweise vorkommt. Dabei bildet sich zwischen dem auseianderdriftenden $q\bar{q}$-Paar ein Farbflußschlauch (color flux tube) aus, der mit einem linearen masselosen relativistischen String - keine transversale Ausdehnung - vergleichbar ist, der den Energiefluß sowie die longitudinale Impulsverteilung beschreibt. Die Stringspannung bzw. das Potential nimmt linear mit dem Abstand r der Quarks zu

$$V = \kappa r,$$

wobei $\kappa = 1GeV/fm = 0.2GeV^2$ die Stringkonstante ist und die Massendichte entlang des Strings wiederspiegelt. Bei genügend großer Spannung - der Abstand zwischen den Quarks liegt dann bei 2-5 fm im Ruhesystem des Paares - bricht der String durch die Produktion eines neuen $q\bar{q}$-Paares in zwei Farbsinguletts auf, die ihrerseits auseianderdriften, so daß sich der Prozeß wiederholt (Abb. 7). Am Ende schließen sich jeweils ein Quark und ein Antiquark aus benachbarten $q\bar{q}$-Vertizes zu den beobachtbaren Hadronen zusammen.

Die in der primären Wechselwirkung durch Quarkbremsstrahlung entstandenen Gluonen sind in dieser Darstellung punktförmige Objekte und bewirken einen Knick im Farbfeld (Abb. 8). Da am Gluon zwei Stringsegmente angreifen, führen Gluon-Quark-Strings zu einer höheren mittleren Multiplizität als reguläre $q\bar{q}$-Verbindungen. Dieser sogenannte Stringeffekt konnte z. B. von der JADE-Kollaboration /JAD81/ auch experimentell nachgewiesen werden.

Um die Quarkmassen und Transversalimpulse mit einzubeziehen, bedient man sich des quantenmechanischen Tunneleffekts derart, daß die Quarks in einem Punkt erzeugt werden - im Rahmen einer klassischen Beschreibung bewegen sich die beiden Quarks auf den Ästen einer Hyperbel - und dann in den klassisch erlaubten Bereich

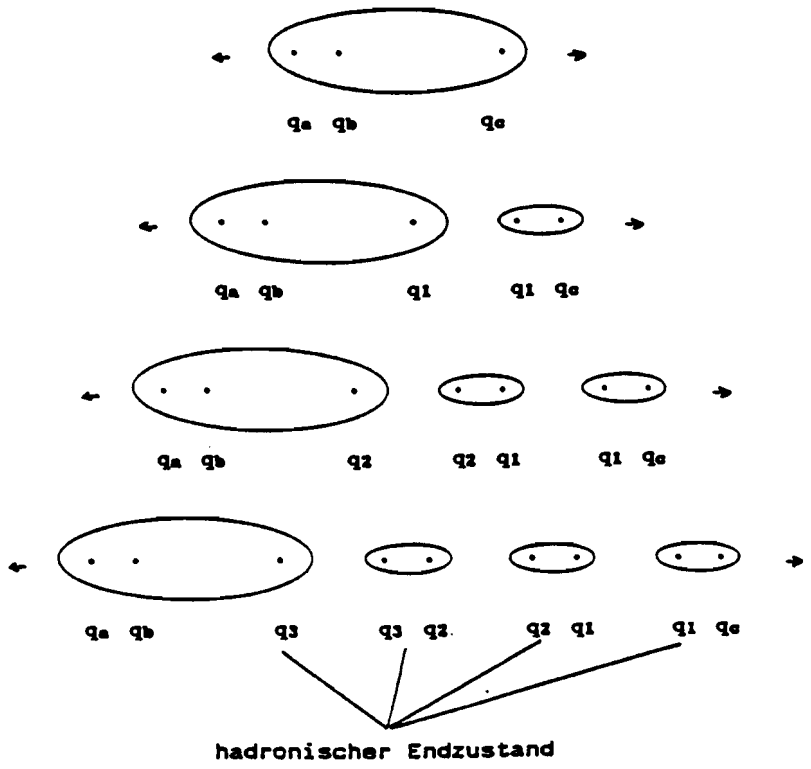


Abb. 7: *Farbflußschlauch einer primären Partonverteilung und anschließende Hadronbildung im Lund-String-Modell*

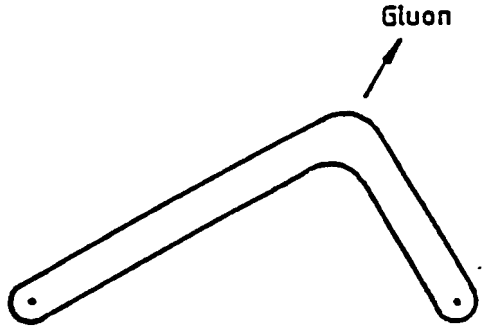


Abb. 8: *Gluondarstellung im Lund-String-Modell*

tunneln. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist gegeben durch

$$e^{-\frac{\pi m_t^2}{\kappa}} = e^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}} \, e^{-\frac{\pi p_t^2}{\kappa}}.$$

Diese Faktorisierung bedingt ein von der Quarkart unabhängiges p_t-Spektrum, und reguliert gleichzeitig die Produktion der einzelnen Flavours, die um

$$u : d : s = 1 : 1 : 0.3$$

gegeneinander abgestuft sind. Da die Strings jedoch keine Transversalkomponente besitzen, müssen die so eingeführten Transversalimpulse lokal kompensieren. Der noch nicht festgelegte longitudinale Impulsanteil wird durch die Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$f(z) \sim z^{-1}(1-z)^a e^{\frac{-bm_t^2}{z}}$$

ermittelt, wobei z den Energiebruchteil des Hadrons beschreibt und a und b im Vergleich zu den Daten zu ermittelnde Konstanten sind.

Die Produktion von Baryonen erfolgt in diesem Modell auf zweierlei Weisen, zum einen durch Erzeugung von Diquarks, die gegenüber der Quarkrate um

$$P(qq) : P(q) = 0.0075 : 1$$

untersetzt ist, zum anderen durch sukzessive Produktion von mindestens drei $q\overline{q}$-Paaren , die aufgrund ihrer im Vergleich zu den ursprünglichen Quarks unterschiedlichen Farbladungen, keine Energie im Stringfeld aufnehmen können und farbneutrale Baryonen bilden. Dabei sind neben $B\overline{B}$-Paaren auch $BM\overline{B}$ und $BMM\overline{B}$ ... Systeme möglich.

2.3.2 Parton-Schauermodell

Viele Monte-Carlo-Modelle ermitteln die primäre Partonverteilung im Rahmen der QCD mit Hilfe von Matrixelementen /LUB86/. Obwohl in e^+e^--Reaktionen neben der nullten Ordnung ($q\overline{q}$- Paar) auch die erste und zweite Ordnung in α_s, d. h. $q\overline{q}g$,$q\overline{q}gg$ und $q\overline{q}q\overline{q}$ Zustände, berücksichtigt werden, weichen die Modellvorhersagen mit zunehmender Energie immer weiter von den Daten ab, so z. B. die Anzahl der Vierjetereignisse in e^+e^- Experimenten /JAD86/.

Einen völlige anderen Weg zur Bestimmung der primären Partonverteilung beschreiten die Parton-Schauer-Modelle /GFO81, WEB84, LUA86/. In dieser Darstellung verzweigen die einzelnen Partonlinien ($a \rightarrow b + a'$) gemäß den in der QCD erlaubten Kopplungen, so daß eine Baumstruktur analog zu einem elektromagnetischen Schauer entsteht (Abb. 9). Die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten sind durch die in den Altarelli-Parisi-Integro-Differentialgleichungen /ALT77/

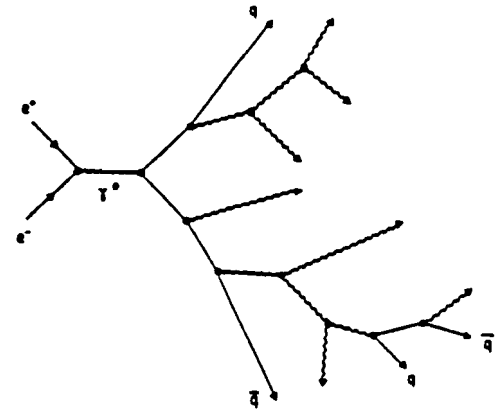


Abb. 9: *Parton-Schauer eines primären $q\bar{q}$Zustandes*

$$\frac{dq^i(x,t)}{dt} = \frac{\alpha(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\sum_{j=1}^{2f} q^j(y,t)P_{q^iq^j}(\frac{x}{y}) + G(y,t)P_{q^iG}(\frac{x}{y})\right]$$

$$\frac{dG(x,t)}{dt} = \frac{\alpha(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\sum_{j=1}^{2f} q^j(y,t)P_{Gq^j}(\frac{x}{y}) + G(y,t)P_{GG}(\frac{x}{y})\right]$$

verwendeten Splittingfunktuionen (P_{qq}, P_{qG}, P_{Gq}, P_{GG}) gegeben, wobei der Entwicklungsparameter t

$$t = ln(\frac{m_a^2}{\Lambda})$$

mit Hilfe der Masse die Virtualität des Partons beschreibt und z den Energiebruchteil des Partons b an a wiedergibt. Diese Kaskadenbildung wird erst abgebrochen, wenn die Masse m_a^2 einen gewissen Minimalwert unterschreitet.

Der anschließende Übergang zu den beobachtbaren Hadronen wird von den einzelnen Modellen unterschiedlich gehandhabt. So bedient man sich im Lund-Parton-Schauer-Modell wiederum der Strings, die sich zwischen den Partonen ausbilden. Bei der Klusterfragmentierung dagegen werden die in der Kaskade erzeugten Partonen zu farbneutralen Klustern zusammangefaßt, die dann im Ruhesystem der Kluster isotrop zerfallen. Schweren Klustern ermöglicht man zusätzlich den Zerfall in leichtere.

Genauere Untersuchungen haben gezeigt, daß Interferenzen zwischen abgestrahlten weichen Gluonen nicht vernachlässigbar sind, was zu immer kleiner werdenden

Abstrahlungswinkeln der Gluonen führt. Dies spiegelt sich im Entwicklungsparameter t wieder, der durch

$$t = ln(\frac{E_a^2 \xi_a}{\Lambda^2})$$

ersetzt werden muß, wobei $\xi = 1 - cos\theta$ und θ der Öffnungswinkel zwischen den Partonen b und a' ist. Diese Kohärenzeffekte wurden erstmalig von Webber in den Parton-Schauer- Formalismus mit einbezogen /WEB84/.

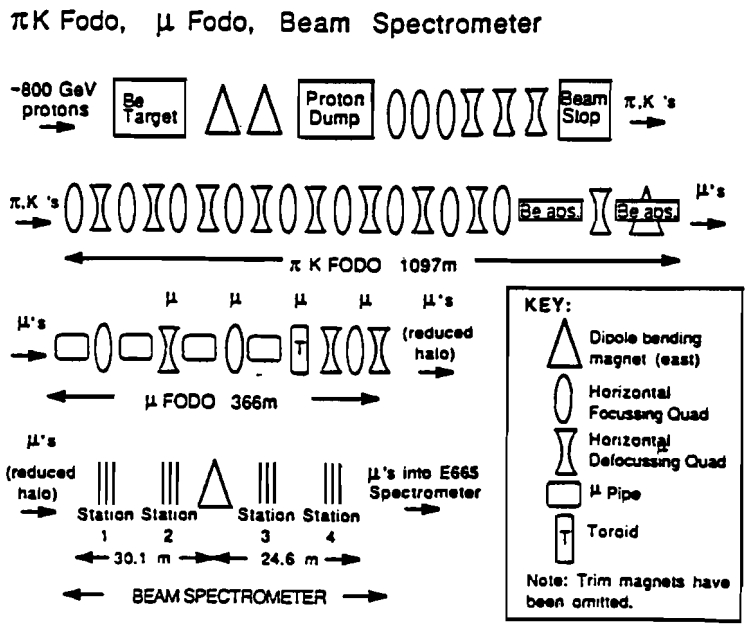


Abb. 10: *Schematischer Aufbau des Müon-Strahls am FNAL*

3 Experiment E665

3.1 NM-Müon-Strahl

Der 490 GeV Müonstrahl am FNAL ist ein Sekundärstrahl, der durch Streu- und Zerfallsprozesse aus hochenergetischen Protonen gewonnen wird. Die im Synchrotron auf 800 GeV beschleunigten Protonen streuen an einem ca. 1 m langen Beryllium Target. Die hierbei erzeugten sekundären Hadronen (K-, Pi-Mesonen) werden durch eine Magnetoptik gebündelt und nach ihrem Impuls selektiert, bevor sie dann in dem sich anschließenden Zerfallskanal in Müonen zerfallen (Abb. 10). Diese werden ihrerseits durch fokusierende und defokussierende Quadrupole gebündelt und zum Experiment E665 geführt /ADA90/.

Die den eigentlichen Strahl begleitenden niederenergetischen Müonen sowie Müonen, die nicht im Phasenraum des Targets liegen, werden zum Teil durch Toroidmagnete und sogenannte μ-Pipes (dickwandige Stahlzylinder mit einem toroiden Permanentmagnetfeld von ca. 20 T) aus der Strahlführung ausgelenkt. Die dann noch verbleibenden niederenergetischen Müonen bilden den sogenannten Halo, der etwa 20-30% der zum Experiment geleiteten eigentlichen Strahlmüonen ausmacht.

Am Ende des Zerfallskanals befindet sich das Strahlspektrometer. Neben der Bestimmung des Müonimpulses definiert es auch die potentiellen Müonen, die im Target tiefinelastisch streuen können. Dieses Spektrometer besteht aus einem Dipolmagneten und vier Stationen, die je neben einer Proportionalkammer (PBT) auch Hodoskope (SBT) besitzen (s. Tabl. 4), die den erforderlichen Strahltrigger liefern.

Spurkammern				
Detektor-kürzel	Detektor-typ	sensitive Fläche z*ym^2(*xm)	Ebenen Orientierung	Drahtabstand bzw. Auflösung
PBT	Prop.-Kammer	0.13 * 0.13	4(u,z,y,v,z',y')	1 mm
SC	Steamerkammer	0.7 * 1.2 * 2.0		850 μ m
PCV	Prop.-Kammer	1.0 * 2.8	y,u,u',v,v',y	2 mm
PTA	Prop.-Rohre	2.0 * 2.0	y,z,v,u	12.7 mm
PC 1-3	Prop.-Kammer	2.0 * 2.0	3(y,z,v,u)	3 mm
PCF 1-5	Prop.-Kammer	1.0 * 2.0	5(u,v,z)	2 mm
DC 1-4	Driftkammer	2.0 * 4.0	4z,2u,2v	$\leq 400\mu$ m
DC 5-8	Driftkammer	2.0 * 8.0	4z,2u,2v	$\leq 400\mu$ m
PSA	Prop.-Kammer	0.13 * 0.13	z,y,z',y',u,v,u',v'	1 mm
PSB	Prop.-Kammer	0.13 * 0.13	z,y,z',y'	1 mm
PTM	Prop.-Rohre	3.6 * 7.2	4(y,z)	12.7 mm

Hodoskope			
Detektor-kürzel	sensitive Fläche z*y m^2	Ebenen * Anzahl der Elemente	verwendete Photo-multiplier
SBT 1,3,4	0.18 * 0.14	3(13y,13z)	R1398
SBT 2	0.18 * 0.14	3(13y,13z)	R1398
SVJ	0.5 * 0.5	3x2(mit Loch)	RCA6655
SVW	3.0 * 7.0	28(2 Flächen)	RCA8575
TOF	1.6 * 4.2	2x28	XP2020, XP2230, XP2252
TOF Start	0.2 * 0.2	1x5(radial)	XP2252
SPM	3.0 * 7.0	4x30(2 Flächen)	R329
SMS	0.2 * 0.2	4(16y,16z)	R1166

Cerenkov-Zähler				
Detektor Kürzel	Brechungs-index	Radiator-länge	Photomulti-plier, Detektor	Schwelle $\pi - K - P(GeV/c)$
C0	1.00141	0.9	16 RCA8854Q 128 EMI9829QA	2.6 / 9.3 / 17.6
C1	1.00052	1.5	58 RCA8854Q	4.3 / 15.3 / 31.0
RICH	1.00033	6.0	Drahtkammer 10800 Pads	5.4 / 19.2 / 36.5

Elektromagnetisches Kalorimeter				
Detektor-kürzel	sensitive Fläche	Ebenen	Anzahl der Pads	Drahtab-stand
CAL	3.0 * 3.0	10(y,z)	1188	10.4 mm

Tabl. 4: *Parameter der einzelnen Komponenten des Müon-Spektrometers*

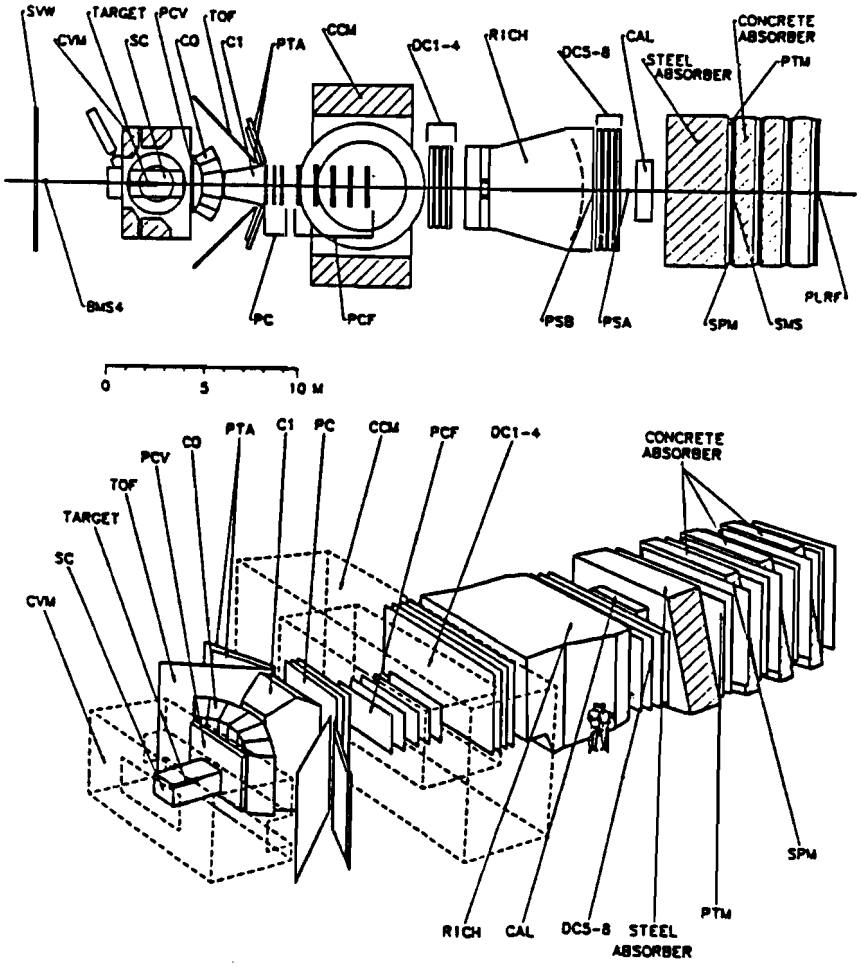


Abb. 11: *E665 Spektrometer am Fermilab*

3.2 E665 Spektrometer

Wesentlicher Bestandteil des E665 Spektrometers /ADA90/ (Abb. 11, Tabl. 4) sind zwei supraleitende Magnete (CVM und CCM), die aufgrund der gegensätzlichen Polung und die aufeinander abgestimmten Magnetfeldstärken eine fokussierende Optik bilden (s. Trigger). Durch die Verwendung von Teilchendetektoren auch zwischen den Polschuhen beider Magnete ermöglicht das Spektrometer eine Spurrekonstruktion im CM-System fast über den gesamten Raumwinkel. Die Teilchenidentifikation erfolgt mittels dreier Čerenkov-Zähler, eines Flugzeithodoskopes und eines elekromagnetischen Schauerkalorimeters.

3.2.1 Spurrekonstuktionssystem

Zur Spurrekonstruktion stehen neben einer Streamerkammer mehrere Proportional- und Driftkammern zur Verfügung. Die wichtigsten Parameter der verschiedenen Systeme sind in Tabl. 4 zusammengefaßt.

Die Streamerkammer, die auch das Targetgehäuse umschließt, befindet sich zwischen den Polen des CVM und ermöglicht so die Impulsmessung niederenergetischer Hadronen. Diese Anordnung erlaubt insbesondere den Nachweis der geladenen Teil-

chen, die aufgrund ihres kleinen Impulses den Magneten nicht verlassen ($< 500MeV$) und somit nicht von weiteren Drahtkammern nachgewiesen werden können.

Die Proportionalkammer PCV dient zum einen in Kombination mit den PTA's dem Nachweis niederenergetischer Spuren ($< 10GeV$) in den Flügeln des Spektrometers. Zum anderen führt sie zu einer höheren Impulsauflösung von Spuren hoher Impulse und damit zu einer genaueren Vertexbestimmung.

Der Nachweis hochenergetischer Teilchen erfolgt mittels der Proportionalkammern PC1-3, PCF1-5 und den Driftkammern DC1-8. Ihr Impuls wird dabei im CCM durch die Kammerpakete PCF bestimmt.

Die Rekonstruktion von Teilchenspuren, die einen kleinen Öffnungswinkel zur Strahlachse besitzen, wird im Bereich der Driftkammern, die in der Strahlregion nicht sensitiv sind, mit den Proportionalkammern PSA und PSB durchgeführt, die auch im Small-Angle-Trigger Verwendung finden.

Hinter dem Absorber (3m dick) ermitteln vier großflächige Proportionalrohrebenen PTM 1-4 die Spur des gestreuten Müons.

3.2.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Zur Identifikation von Hadronen mittleren und hohen Impulses stehen im Experiment zwei Gasschwellen- (C0 und C1) und ein Ringabblildender-Čerenkov-Zähler (RICH) zur Verfügung.

Durch die Verwendung unterschiedlicher Radiatorgase ergeben sich zählerspezifische Schwellenimpulse. Die Teilchenidentifikation basiert dann auf der logischen Kombination der zu den Spuren korrelierten Zählersignale gemäß Abb. 12.

Im Bereich hoher Impulse erfolgt die Identifikation der Hadronen im wesentlichen mit Hilfe des RICH, wobei die Teilchen über den Radius des im Radiator erzeugten Lichtkegels identifiziert werden.

Niederenergetische Hadronen - besonders in den Flügelbereichen - werden mit dem C0 und den Flugzeithodoskopen TOF identifiziert.

Der Nachweis von im Streuprozeß erzeugten neutralen Hadronen und Photonen sowie Elektronen erfolgt im elektromagnetischen Schauerkalorimeter. Dieses besteht aus einer Blei-Detektor-Sandwichbauweise aus je 20 Ebenen mit einer Dicke von insgesamt 20 Strahlungslängen. Der Nachweis erfolgt sowohl über Proportionalrohre als auch über eine PAD-Auslese, deren Granularität zum Strahlzentrum hin zunimmt.

Bei der Müonidentifikation bedient man sich eines 3m dicken Eisenabsorbers, der die Hadronen durch sekundäre Streuprozesse abbremst und so von den Müonen trennt.

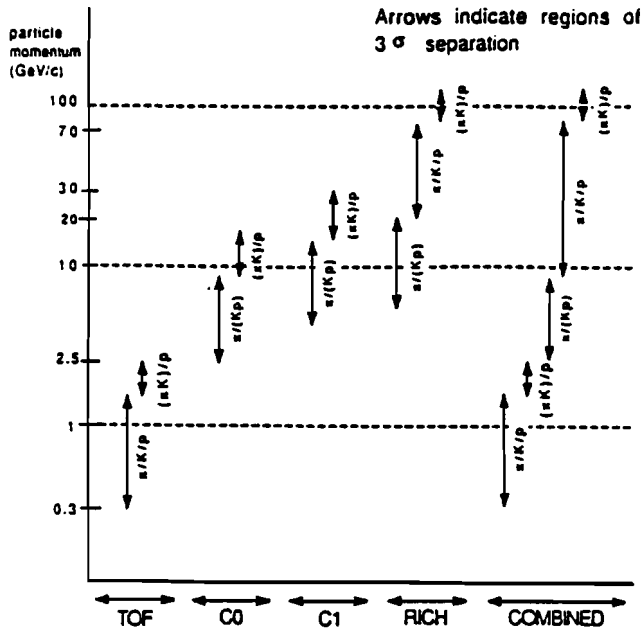


Abb. 12: *Schema der Teilchenidentifikation im E665 Spektrometer*

3.3 LAT- und LAT.PCN-Trigger

Das E665-Spektrometer wurde während der Datennahme aufgrund verschiedener Triggerbedingungen ausgelesen, die sich grob einteilen in Physiktrigger - hierzu zählen u. a. Large-Angle-Trigger (LAT), Small-Angle-Trigger (SAT), Streamerkammer-Trigger - und Kalibrationstrigger - z. B. Random-Beam, Random-SAT, HALO ...

Um auch anspruchsvollere Triggerbedingungen realisieren zu können, besteht der Trigger aus zwei Ebenen. Die erste Stufe erzeugt alle für die Digitalisierung und zur Zwischenspeicherung der Daten notwendigen Zeitfenster sowie Startsignale. Die so gewonnenen - noch in der Detektorelektronik (ADC [1], TDC [2], Buffers, FIFO) [3] gespeicherten - Informationen werden lediglich ausgelesen, falls die in der zweiten Ebene definierten Bedingungen erfüllt sind, für deren Erzeugung (Logik, Lookup-Tables) eine größere Zeitspanne erforderlich ist. In der Datenperiode 87/88 wurden lediglich für den Streamerkammer-Trigger weitere Bedingungen verwendet (s. u.).

Die erste Triggerebene des in diesem Rahmen etwas näher erläuterten LAT-Triggers besteht aus zwei Komponenten. Zum einen muß das einlaufende Müon in einem definierten Phasenraum liegen, um am Target streuen zu können, zum anderen ist eine Wechselwirkung nachzuwiesen.

Bei der Definition eines potentiellen Strahlmüons müssen alle sieben SBT-Hodos-

[1] Analog-Digital-Converter
[2] Time-Digital-Converter
[3] First-In-First-Out

kope angesprochen haben (7/7). Zusätzlich nutzt man die Hochfrequenz des Synchrotrons (RF) aus, die sich derart im Müon-Strahl wiederspiegelt, das die Müonen in regelmäßigen Abständen von 19ns (Stabilität $< 1\ ns$) auf das Target treffen. Um unerwünschte Trigger durch Halomüonen zu unterdrücken, schaltet man die Signale der Vetozähler (SVW, SVJ) in Antikoinzidenz, so daß sich insgesamt folgende Bedingung ergibt:

$$Beam_{LAT} = (7/7SBT) \wedge RF \wedge \overline{(SVW \vee SVJ)}$$

Der eigentliche LAT-Trigger (Nachweis der Wechselwirkung) ist ein Vetotrigger, d. h., es wird anstelle der gestreuten vielmehr die nicht wechselwirkenden Müonen nachgewiesen und damit eine Auslese verhindert. Diese Methode ist durch die fokussierende Optik der beiden Spektrometermagnete begünstigt. So treffen Müonen mit gleichen Startwinkeln im Target in erster Näherung (abhängig vom Startort im Target) unabhängig von ihrer Energie im gleichen Punkt in der ersten Müondetektorebene (SPM1) auf, lediglich der Divergenzwinkel spiegelt die Energieabhängigkeit wieder. Für ungestreute Müonen ist dieser Punkt identisch mit der geradlinigen Extrapolation des einlaufenden Müons und liegt im Bereich der SMS- Zähler, deren Signale in die Vetobedingung mit eingehen. Um zu gewährleisten, daß ein Müon die Müonzähler durchlaufen hat, müssen mindestens drei der vier SPM-Ebenen angesprochen haben. Diese Signale - dabei bilden alle SPM-Hodoskope einer Ebene ein logisches *ODER* - werden in Antikoinzidenz mit dem logischen *ODER* der Zähler SMS1 und SMS4 geschaltet (Abb 13). Somit gilt:

$$LAT = Beam_{LAT} \wedge (3/4\ SPM) \wedge \overline{(SMSY1 \wedge SMSZ1) \vee (SMSY4 \wedge SMSZ4)}.$$

Da die Streamerkammer im Gegensatz zum Vorwärtsspektrometer lediglich eine um den Faktor 1 : 50 niederigere Triggerrate von 1.5 Bilder/s verarbeiten kann, werden in der zweiten Triggerebene weitere Bedingungen für die Streamerkammer gefordert. Hierfür greift man auf die Ansprecher in den z-Ebenen der PC 1-3 zurück. Bedingt durch den Auslesemodus sind alle Drähte einer Ebene jeweils zu 32iger Gruppen zusammengefaßt. Die zusätzliche Triggerbedingung (LAT.PCN) ist erfüllt, falls mindestens zwei dieser Gruppen - wobei die beiden um den Strahlbereich zentrierten (19.2 cm) ausgeschlossen werden - in irgend einer der drei Ebenen ein Signal aufweisen.

3.4 Onlinesystem

Im Experiment E665 erfolgt die Datenaufnahme und die Überwachung der verschiedenen Detektoren mit Hilfe eines lokalen Rechnernetzes /GEE89/, bestehend aus drei PDP-11/34 Computern sowie einer μ-VAX II und einer VAX 11/780 (Abb. 14). Für die Auslese der einzelnen Detektorkomponenten besitzt jede der drei PDP-11 je

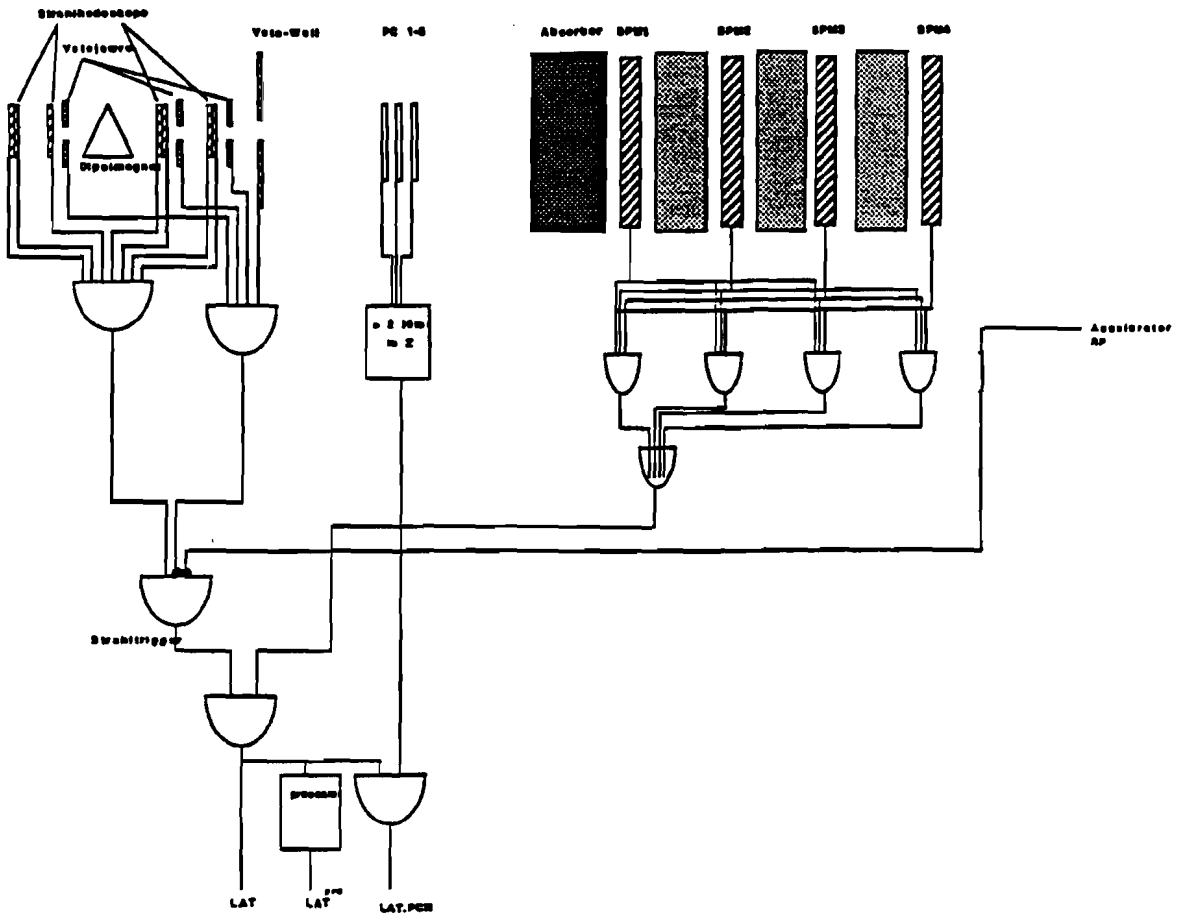


Abb. 13: *E665 LAT-Trigger - schematisch*

zwei parallele CAMAC-Branche - einer mit fester und einer mit variabler Wortlänge. Während der Spills werden bei jedem Ereignis alle parallelen Branche gleichzeitig ausgelesen und die Daten in den Speichern abgelegt, bis daß sie über einen 16bit parallen DR11-W-Link asynchron zur μ-VAX gelangen. Der Zwischenspeicher (Bulk-Memory) ist gerade so bemessen, daß er etwa 65-90% der anfallenden Datenmenge eines Spills umfaßt.

Da die Informationen des elektromagneteischen Kalorimeters im Mittel etwa 50% der Datenmenge eines Ereignisses ausmachen, erfolgte die Auslese über ein Fastbus-System. Hier erfolgt die Zwischenspeicherung in Fastbus 8 Mbyte Speichern, bis daß die Daten blockweise zur μ-VAX übertragen werden.

Die Koordination und Kommunikation zwischen den Rechnern sowie den Datenfluß regelt das am FNAL entwickelte *VAX-ONLINE-SYSTEM* /GEE89/. So faßt der *EVENT_BUILDER* die Ereignisfragmente der vier Quellen zu einem "Superereignis" zusammen und stellt es in einem allen weiteren Prozessen allgemein zugänglichen Speicherbereich - Shared Commen auch *Event-Pool* genannt, 128 kbyte - zur Verfügung. Von dort aus werden die Ereignisse zum einen auf weitere Datenträger (6250 BpI Bänder) gesichert (*OUTPUT*) zum anderen auf weitere Computer weitergeleitet (*BUFFER_MANAGER*). Auf diesen schreibt ein weiterer *EVENT_BUILDER* die Ereignisse ebenfalls in einen *EVENT_POOL*, auf den Analyseprogramme zugreifen

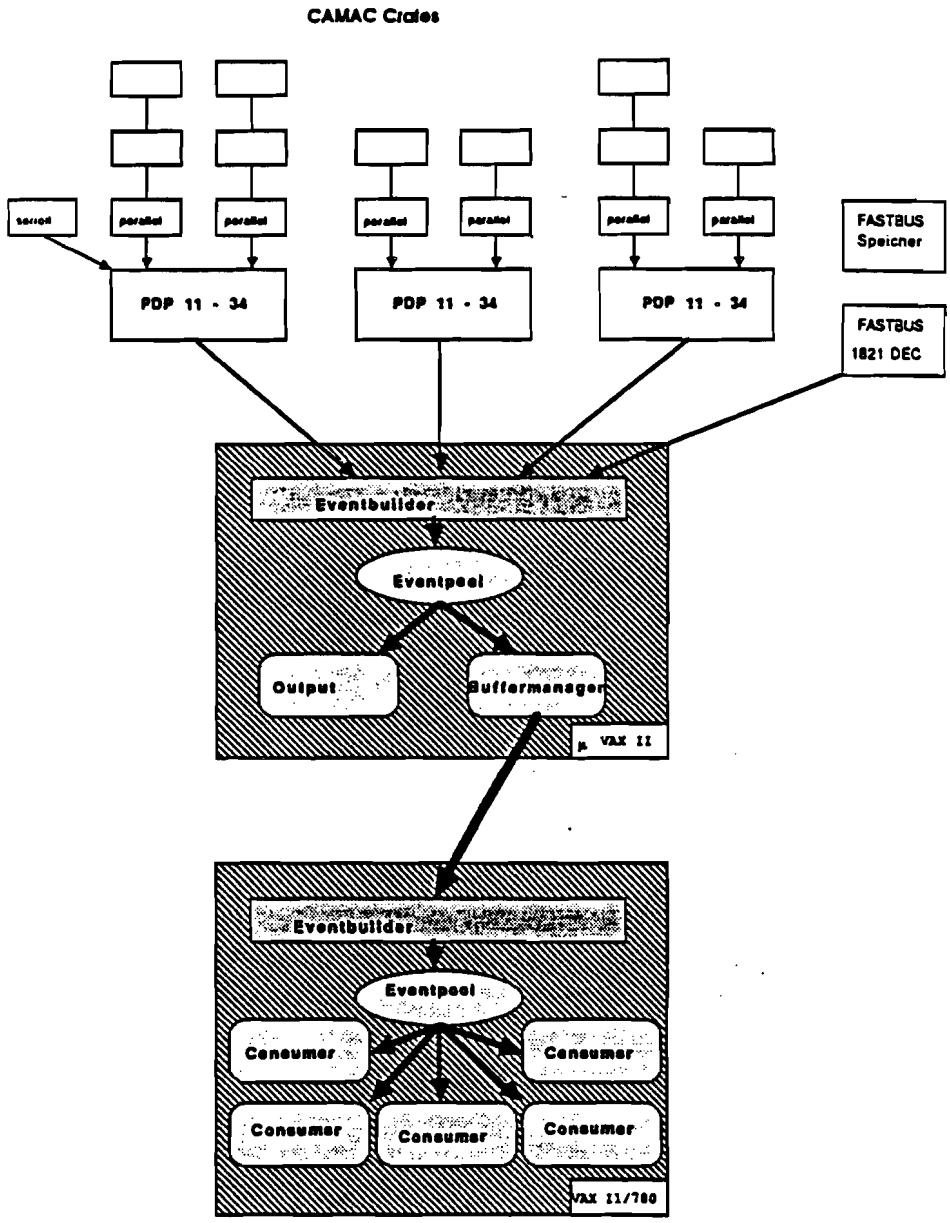


Abb. 14: *Datenerfassung im Experiment E665*

können. Zu dieser Klasse zählen u. a. sogenannte Consumer, die detektorspezifische Aspekte - z. B. Strahlprofile, Nachweiswahrscheinlichkeit, ... - analysieren. So verarbeitet der SCALE-Consumer lediglich Skalerinformationen, womit Aussagen über Triggerraten am Ende eines Spills sofort zur Verfügung stehen. Ein weiterer Consumer (EVENT_DISPLAY) stellt die Ansprecher der einzelnen Detektoren graphisch dar.

In den Spillpausen (40 s) werden auf den PDP-Rechnern Programme (TASKS) aktiviert, die die einzelnen Detektoren überwachen. Die dabei anfallenden Informationen - z. B. komplette Histogramme - werden in sogenannten INTERSPILL-EVENTS (maximale Länge 2 kbyte) eingebunden und durchlaufen als eigenständige Ereignisse den gleichen Weg wie die regulären Daten. Sie werden ebenfalls auf Band geschrieben, was eine anschließende CPU intensivere Analyse ermöglicht.

Solche eine TASK ist der C0-Monitor C0MONI, der die 144 Photomultiplier des C0's durch LED erzeugte Impulshöhensperktren überwacht, was zugleich eine erste Kalibration der Photomultiplierparameter erlaubt. Eine detaillierte Beschreibung sowie die Darstellung der anschließenden Analyse und der Ergebnisse ist in Kapitel 4 wiedergegeben.

3.5 Datennahme

Die erste Datennahme mit diesem Müon-Spektrometer erfolgte am FNAL während des "Fixed-Target-Runs" 1987/88 (Juni 1987-Februar 1988). In dieser Periode wurde vom Experiment E665 die tiefinelastische Müon-Nukleon-Wechselwirkung am flüssigen Wasserstoff und am flüssigen Helium sowie die tiefinelastische Müon-Nukleus-Wechselwirkung am gasförmigen Xenon bei 500 GeV und 100 GeV gemessen.

Da neben den Strukturfunktionen auch Messungen zum hadronischen Endzustand durchgeführt wurden, fanden lediglich Targets Verwendung, deren Flächendichte typischerweise zwischen 10 g/cm^2 und 20 g/cm^2 lagen, um die sekundären Wechselwirkungen der Hadronen im Target möglichst gering zu halten. Die wichtigsten Eigenschaften der Targets sowie die Triggerraten sind in Tabl. 5 aufgeführt.

	D_2 flüssig	H_2 flüssig	Xe gasförmig
Länge in m	1.15	1.15	1.12
Durchmesser in m	0.09	0.09	0.072
Dichte in g/cm^3	0.163	0.070	0.085 0.041
Dampf- bzw Gasdruck in kPa	104.6	106.9	1448 717
Temperatur in K	20.5	23.8	293
Triggerraten in $10^6/s$ LAT LAT.PCN	 7.5 0.21	 3.2 0.13	 4.5 0.16

Tabl. 5: *Charakteristische Größen der in der Datenperiode 87/88 verwendeten Targets*

4 C0-Online-Kalibration

Die Gesamthochschule Wuppertal steuerte zum Müon-Spektrometer am FNAL den Gasschwellen-Čerenkov-Zähler C0 [4] bei, der bereits Bestandteil des 280 GeV Müon-Spektrometers am CERN war. In diesem Kapitel soll die erste Kalibration dieses Zählers motiviert und beschrieben werden, auch wenn sie im Rahmen dieser Arbeit keine weitere Verwendung findet.

4.1 Zielsetzung und Mathematische Modelle

Während der Datennahme simulieren in den Spillpausen mehrere im C0-Gastank verteilte Leuchtdioden (LED) das von realen Teilchen im Radiator ausgesandte Čerenkov-Licht. Mit dieser Methode läßt sich zum einen die Arbeitsweise der 144 Photomultiplier kontinuierlich überwachen, zum anderen kann man aus den so erzeugten Impulshöhenspektren eine erste Kalibration des Zählers durchführen. Diese Kalibrationswerte, die später wiederum sowohl bei der Teilchenidentifikation benutzt werden als auch in die Monte-Carlo-Simulation eingehen, ergeben sich aus einem mathematischen Modell, das die LED erzeugten Spektren beschreibt. Es basiert auf den folgenden Annahmen /ROE86,RC088/:

[4] Eine detaillierte Beschreibung des C0-Čerenkov-Zählers ist zu finden in ARO86 und Referenzen darin

1. Die Sekundäremission an den einzelnen Dynoden läßt sich durch eine Gauß-Funktion parametrisieren.

2. Die primär an der Photokathode erzeugten "Photoelektronen" unterliegen einer Poisson-Verteilung.

3. Sekundäre Prozesse und Ineffizienten werden als additives Exponentialglied mit einbezogen.

4. Bei den verwandten Photomultipliern handelt es sich um hochauflösende Röhren, d. h. die Verstärkung zwischen Photokathode und erster Dynode ist dominant.

Die hieraus resultierende mathematische Funktion, die man durch Faltung der skizzierten Einzelverteilungen (1,2) erhält, ist eine Poisson gewichtete Superposition von Gauß-Funktionen /RC088/:

$$M(x, N, S, \sigma_1, \alpha) = \alpha e^{-N-\alpha x} + \frac{\frac{1}{S}}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{i}} \frac{N^i e^{-N}}{i!} e^{-\frac{(i-\frac{x}{S})^2}{2i\sigma_1^2}}$$

mit

- $\sigma_1^2 = \frac{1}{G}$,
- x ADC Kanalnummer,
- N, S, G, α Parameter.

Dabei haben die sich aus dieser Beschreibung ergebenden vier Parameter die folgende physikalische Bedeutung:

- **N** - mittlere Anzahl an der Photokathode erzeugten Photoelektronen,
- **S** - mittlerer ADC-Kanal des Einelektronsignals,
- **G** - reziproke Breite des Einelektronsignals,
- α - Abschwächungsfaktor des Exponetialgliedes.

Dieses Modell gilt vorzugsweise für kleine Lichtintensitäten

$$N < 6$$

und kann bei mittleren Intensitäten

$$6 < N < 15$$

durch eine modifizierte Poisson-Verteilung

$$P(x, N, S) = \frac{1}{S} \frac{e^{-N} N^{\frac{x}{S}}}{\Gamma(\frac{x}{S} + 1)}$$

und schließlich für

$$N > 15$$

durch eine Gauß-Verteilung

$$G(x, N, S) = \frac{\frac{1}{S}}{\sqrt{2\pi N}} e^{-\frac{(N - \frac{x}{S})}{2N}}$$

angenähert werden.

4.2 C0-Online-Überwachung

Die Überwachung des Čerenkov-Zählers C0 wird während der Datennahme sowohl mit LED erzeugten Impulshöhenspektren als auch mit Daten aus gemessenen Ereignissen durchgeführt.

Die LED-Überwachung der C0-Photomultiplier ist weitestgehend automatisiert und erfolgt in regelmäßigen Abständen. Jeder Testzyklus umfaßt

- die Kontrolle der Hochspannung,
- die Berechnung der ADC Pedestal,
- die Erzeugung und Auswertung der Pulshöhenspektren.

Dabei muß zwischen zwei Testmoden unterschieden werden:

1. *Kalibrationstests*
2. *Statustests*

Der Kalibrationstest unterscheidet sich gegenüber dem Statustest in der größeren Anzahl der LED Pulse, d. h. in der Statistik der resultierenden Spektren und der kleineren LED-Lichtintensität. Für die Kalibrationstests wird die Abschwächung der LEDs gerade so gewählt, daß die mittlere Anzahl der Photoelektronen etwa bei 2-3 liegt. Aus diesen Spektren werden in der Analyse die vier Kalibrationsparameter N, S, G, α ermittelt. Bei den Statustests dagegen können die Spektren durch eine Poisson-Verteilung angenähert werden, die mittlere Anzahl der Photelektronen liegt bei etwa 10. Aufgrund der hohen Anzahl der Photoelektronen ist diese Testart besonders sensitiv auf Magnetfeldschwankungen - sie wirken sich negativ auf die

Nachweiswahrscheinlichkeit der C0 Photomultiplier aus /RCO89/ - und eignet sich daher zur Überwachung der Kompensation des magnetischen Streufeldes, das die beiden Spektrometermagnete erzeugen.

Die Durchführung der LED-Überwachung teilt sich in zwei Phasen. Auf der PDP11 werden die Spektren in Gruppen, die sich aus der LED-Verkabelung ergeben, erzeugt - Programm **C0LED** - und über den DR11-W-Link in den regulären Datenfluß eingeschleust. Diese sogenannten *Interspill-Ereignisse* - die maximale Länge beträgt 2k Bytes - werden daher auf Magnetband gesichert, sie stehen aber auch für eine Onlineanalyse durch den C0-Consumer auf der VAX 11-780 zur Verfügung. Diese umfaßt neben der Berechnung der Pedestal eine erste vereinfachte Auswertung der Impulshöhenspektren (Berechnung der Stratwerte für den Fit) sowie deren Speicherung.

4.3 Analyse der C0-Online-Kalibrationsdaten

4.3.1 C0-Interspill-Prozessor

Aufgrund der limitierten CPU Zeit auch auf dem VAX Onlinerechner konnten die Fits an die LED-Spektren für den C0 nicht direkt während der Datennahme mit Hilfe des C0-Consumers durchgeführt werden. Die Berechnung der Kalibrationskonstanten erfolgte - wie auch für andere Detektoren - vielmehr separat als eigenständiges Analyseprogramm. Die Kalibrationsdaten wurden zunächst mit denen anderer Detektoren im Datensplit als ein mögliches Selektionskriterium von den Rohdaten separiert. In einem weiteren Schritt erfolgte die Trennung für die einzelnen Detektorkomponenten (C0, C1, TOF, CAL, ...). Die Analyse der so aufbereiteten Daten und die Berechnung der Konstanten wird im Rahmen des Programmpaketes *CPAM* durchgeführt. Dieses vereinigt die Analyseprogramme (Prozessoren) mehrerer Detektoren unter einer gegebenen Überstruktur, die den allgemeinen Programmablauf koordiniert.

Der C0-Interspill-Prozessor ist dem C0-Online-Consumer in der Aufgabenstellung sehr verwandt, er besitzt aber zusätzliche Optionen, die sich im Verlauf der Datennahme als sinnvoll erwiesen und im folgenden kurz motoviert werden sollen.

- Aufgrund der unterschiedlichen Fragestellungen von Kalibrations- und Statustests werden beide Modi in allen Optionen im Prozessor getrennt behandelt.
- Die erste Analyse der Statustests hat gezeigt, daß die gewählte Statistik von 3000 LED-Pulsen zwar für die Überwachung der Zählers und der Magnetfeldkompensation ausreicht, jedoch die statistischen Schwankungen in den einzelnen Bins des Spektrums zu groß sind, so daß die Parameter der Fits (Poisson-Fit an die Spektren) eine größere Streuung aufweisen als es bei den Kalibra-

tionstests der Fall ist. Dies wird zusätzlich noch dadurch begünstigt, daß die beiden Parameter N und S sich zwar in entgegengesetzter Richtung verändern können, jedoch die zugehörigen Funktionen beschreiben das zugrundeliegende Spektrum im Rahmem der statistischen Schwankungen in den einzelnen Bins gleich gut. Durch Superposition mehrer Spektren gleicht sich dieser Effekt aus.

- Schon während der Datennahme zeichnete sich ab, daß die Pedestal einen hohen Stellenwert in der Online-Überwachung einnehmen, da die Varianz der Pedestalspektren direkt Auskunft über die Arbeitsweise der Photomultiplier-Spannungsteiler-Systeme liefert - so vergrößert sich z. B. bei einer defekten Zenerdiode die Breite der Verteilung signifikant. Weiterhin beeinflußt der ermittelte Pedestalwert einer Röhre die Fitresultate - besonders für kleine Lichtintensitäten. Daher ermöglicht der C0-Prozessor sowohl das Abspeichern der Pedestalspektren als auch das Einlesen von extern berechneten Pedestalwerten.

- Durch die Instabilität des Online-Systems konnten nicht immer alle 24 Interspill-Ereignisse, die zu einem Testzyklus gehören, von der PDP auf die VAX übertragen werden. Der C0-Prozessor verwendet daher in seiner Grundkonfiguration nur komplette Testzyklen, d. h. alle 24 Ereignisse wurden übertragen und auf Band geschrieben.

4.3.2 Berechnung der Pedestal

Während der Datennahme erfolgte die Bestimmung und Überwachung der Pedestal lediglich mit einer Statistik von 100 Pulsen. Um signifikante Aussagen machen zu können, werden jeweils die Pedestal-Spektren aller Zyklen einer Periode superpoiniert. Dabei versteht man unter einer Periode die Zeitspanne bzw. die Testzyklen, während der die Pedestal-Mittelwerte eines Tests für alle Röhren nahezu konstant ist (Abb. 15).

Innerhalb einer Periode ist der Pedestal definiert als der ADC-Kanal, für den die Anzahl der Einträge gerade $\frac{1}{1000}$ der maximalen Population des Pedestalspektrums beträgt.

Es hat sich herausgestellt, daß diese Definition der Pedestal den einseitigen Ausläufern des Spektrums besser Rechnung trägt als z. B. die Varianz, da diese von einem eher symmetrischen Spektrum ausgeht, das jedoch nicht immer vorliegt (Abb. 16).

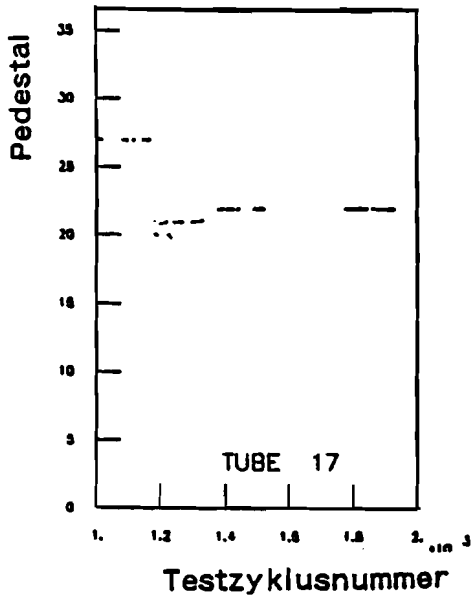


Abb. 15: *Mittlerer ADC-Pedestal eines C0-Photomultipliers als Funktion der Testzyklusnummer*

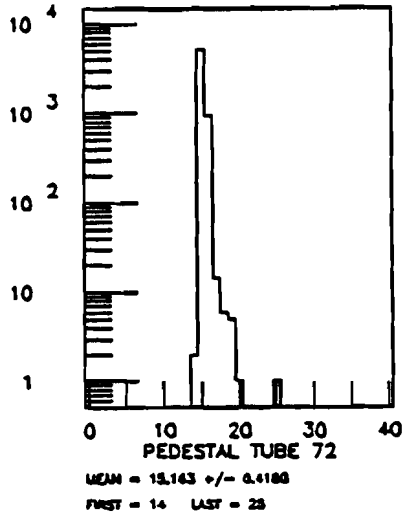


Abb. 16: *ADC-Pedestal eines C0-Photomultipliers integriert über mehrer Testzyklen*

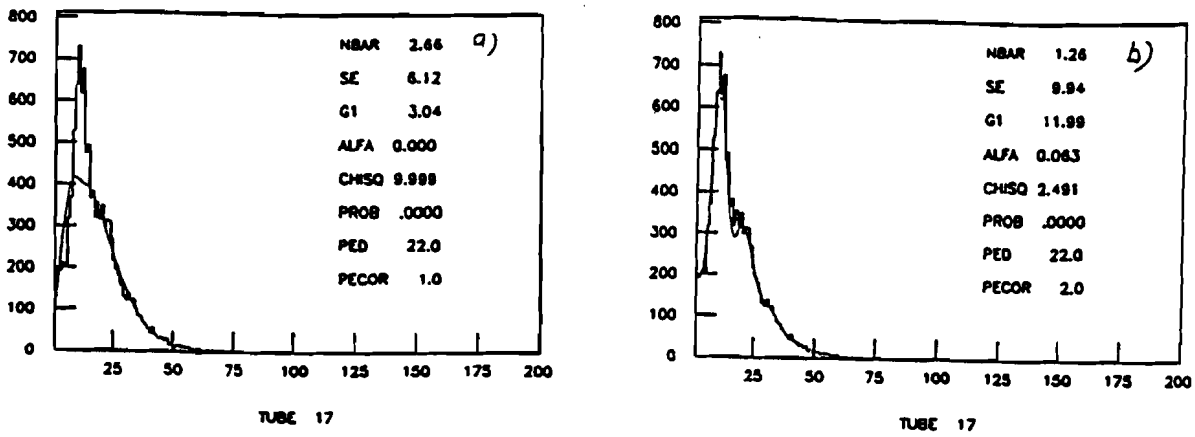


Abb. 17: *Einelektronfits a) ohne b) mit Pedestalkorrektur, dabei gibt PEDCOR die Höhe der Korrektur an*

4.3.3 Methode und Approximation der Einelektronfits

Bei der Anpassung (Fit) des mathematischen Modells an die gemessen Spektren bedient man sich des Programmpakets SNLSE, das Teil der SLATEC /SLAT/ Programmbibliothek ist. Die Fitmethode basiert auf einem modifizierten Marqurdt-Algorithmus.

Ausgangspunkt für den Fit sind nach der Subtraktion der Pedestal die Startwerte N_s und S_s, die sich dirket aus dem Spektrum unter der Annahme einer Poisson-Verteilung ergeben:

$$N_s = (\frac{\overline{X}}{\sigma})^2$$

$$S_s = \frac{\overline{X}}{N_s}$$

Da die vier Parameter N, S, G, α in der gegebenen Reihenfolge stärker auf statistische Schwankungen in den Spektren reagieren, werden die beiden letzteren während der Anpassung z. T. negativ. Damit die mathematische Funktion in diesem Fall nicht divegiert, müssen die Parameter korrigiert werden. Jedoch hängt die Qualität des resultierenden Minimums von dieser Korrektur ab, da der Algorithmus teilweise lokale Minima favorisiert. Dies ist hauptsächlich bei kleinen Lichtintensitäten der Fall, in denen das Spektrum durch eine Poisson-Verteilung mit hoher mittlerer Photelektronenzahl und einem kleinen Wert für S angenähert wird.

Ein ähnliches Verhalten liegt ebenfalls vor, falls der Pedestal unterschätzt wird und Teile des Pedestalspektrums mit in den Fit einfließen. In all diesen Fällen liegt der χ^2-Wert pro Freiheitgrad wesentlich über 3 (Abb. 17a), dagegen werden in absoluten Minima χ^2/Werte um 1 angenommen (Abb. 17b). Eine Korrektur der

Pedestal schafft dann Abhilfe.

4.4 Zeitliche Stabilität der C0-Photomultiplier-Parameter

Um eine einheitliche Analyse und insbesondere die Zuverlässigkeit der Einelektronfits zu gewährleisten, werden für alle Targets getrennt die Pedestal auf die bereits beschriebene Art berechnet und als externe Parameter für die weitere Auswertung verwendet. Aufgrund der Pedestalanalyse ergeben sich für die gesamte Datennahme im Run 87/88 acht C0-Interspill-Perioden , für die jeweils die Einelektronspektren gefittet und die Mittelwerte der vier Parameter bestimmt werden (die Resultate der Einelektronfits sind im Anhang aufgelistet).

Der für die Auswertung der Daten wichtigste Parameter ist der Wert des Einelektronsignals S. Innerhalb einer Periode ist S für alle Röhren auf ca. 0.4 ADC-Kanäle konstant, was bei einem mittleren S von etwa zehn ADC-Kanälen einer Stabilität von ca. 0.4-1% entspricht (Abb. 18). Bei etwa fünf der insgesamt 144 Photomultiplier ist S kleiner als 5 ADC/Kanäle. Es konnte jedoch während der Datennahme eine Proportionalität des Ausgangssignals dieser Photomultiplier und der Lichtintensität nachgewiesen werden, so daß diese Röhren trotz der geringen Verstärkung in die Analyse einzubeziehen sind.

Die Schwankungen der mittleren Anzahl der Photoelektronen N (Abb. 19) sind prozentual gesehen größer als die Schwankungen des Kanals des Einelektronsignals - sie liegt im Mittel etwa bei 0.08 Photoelektronen, was einer durchschnittlichen Schwankung von ca. 2-4% entspricht. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Streuung von N nicht nur das zeitliche Verhalten der Photomultiplier wiederspiegelt, sondern beinhaltet auch die Variation der Lichtintensität der einzelnen Leuchtdioden innerhalb des C0 Gastanks.

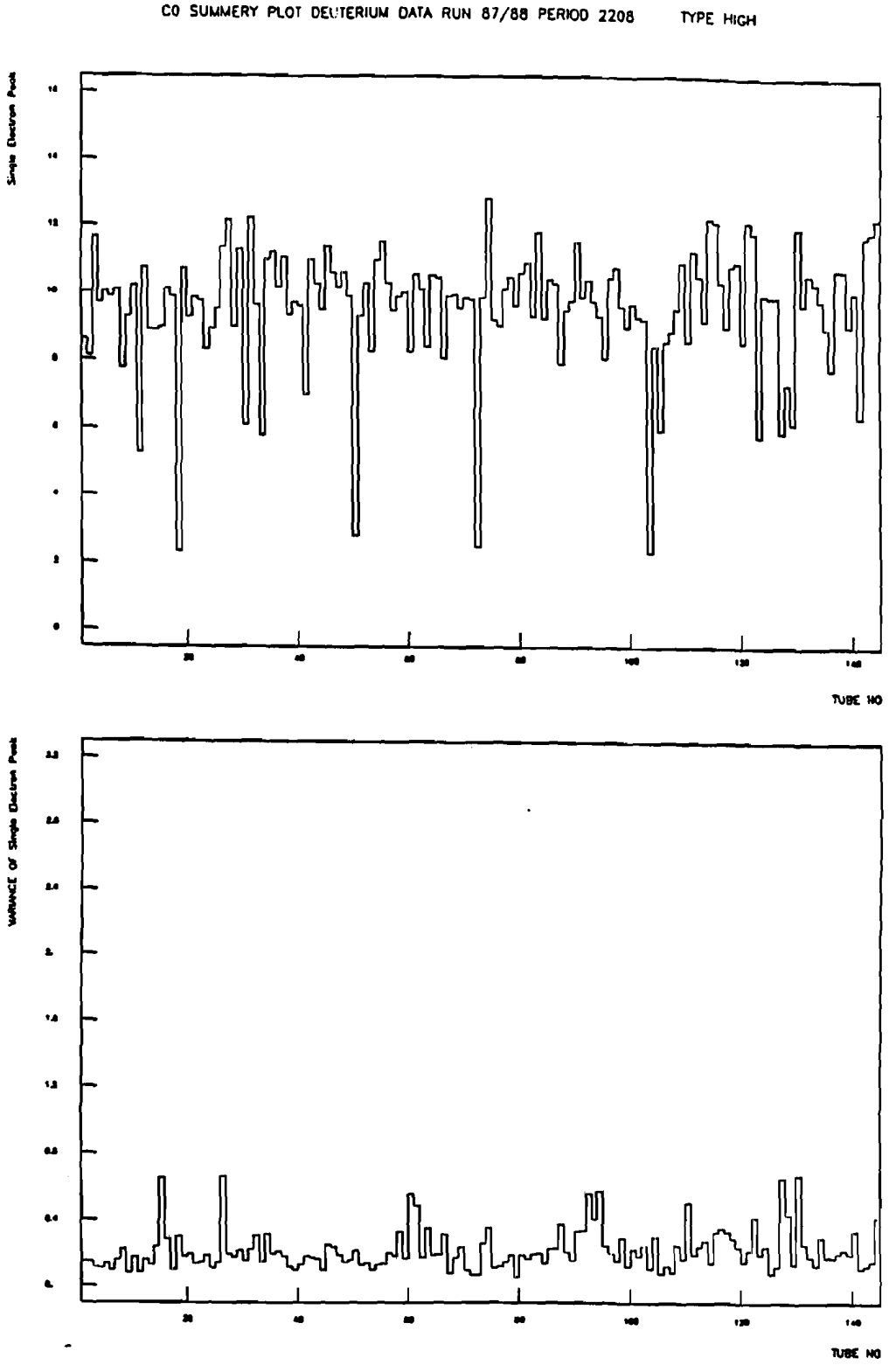


Abb. 18: *Aus der Anpassung ermittelter ADC-Kanal des Einelektronsignals und seine Varianz als Funktion der Testzyklusnummer*

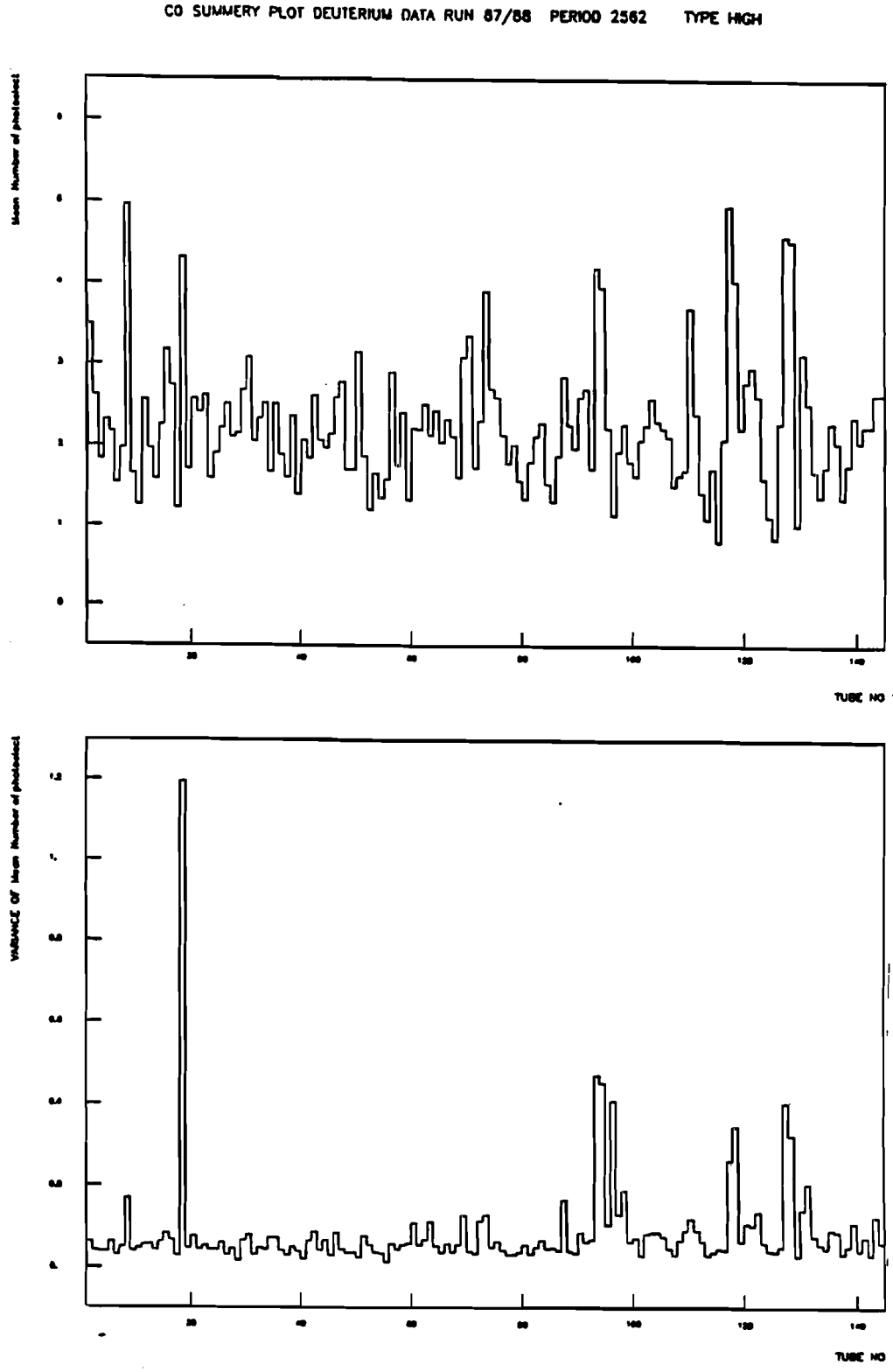


Abb. 19: *Aus der Anpassung ermittelte Anzahl der Photoelektronen und ihre Streuung als Funktion der Testzyklusnummer*

	Wasserstoff	Deuterium	Xenon
Streamerkammer-Ereignisse	118 397	195 049	141 134
Filter	55 413	97 677	76 024
Reduktion auf	46.8%	50.0%	53.8%
PTMV Scanlist	13 920	31 177	22 993
Reduktion auf	11.8%	16.0%	16.3%
kinematische Schnitte LAT Trigger $0.1 < y < 0.9$	6 329	16 587	8 439
Reduktion auf	5.3%	8.5%	5.9%
$Q^2 > 1 \wedge 0.1 < y < 0.9$	4 586	12 771	4 671
Reduktion auf	3.9%	6.5%	3.3%

Tabl. 6: *Reduktion der Daten aufgrund der einzelnen Rekonstruktionsstufen*

5 Datenanalyse und Datenreduktion

5.1 Datensplit und -filter

Während der Datennahme gibt es neben den eigentlichen Ereignistriggern ein Reihe von Kalibrations- und Normalisierungstrigger. Diese zusätzlich auf Band geschriebenen Ereignisse dienen der Überwachung der einzelnen Detektorkomponenten sowie der absoluten Normalisierung, die für die Berechnunmg der Strukturfunktionen relevant ist. Um die im "Fixed-Target-Run" 1987/88 angefallene Datenmenge - es handelt sich um ca. 3000 Datenbänder (6250 BpI) je mit maximal 15000 Triggern - handhaben zu können, werden in einem ersten Schritt alle Ereignisse nach den einzelnen Triggern sortiert und getrennt auf Band gespeichert. Dabei erfolgt außer der Bestimmung der einzelnen Triggerraten (Normalisierung der Strukturfunktionen) keine weitere Analyse der Daten.

Neben den LAT- und SAT-Datensätzen bilden die Ereignisse, für die ein Streamerkammer-Bild (Abb. 20) existiert, eine weitere eigenständige Kategorie, deren weitere Analyse mit ihren spezifischen Anforderungen im folgenden weiter beschrieben werden soll, da sie die Grundlage für diese Arbeit sind.

Eine erste Reduktion der Daten vollzieht sich im Datenfilter, der diejenigen Ereignisse von der weiteren Analyse ausschließt /HAN89/,

1. die keine Wechselwirkung im Target aufweisen (ein Scan der Streamerkammer-Bilder ergab etwa 30%),

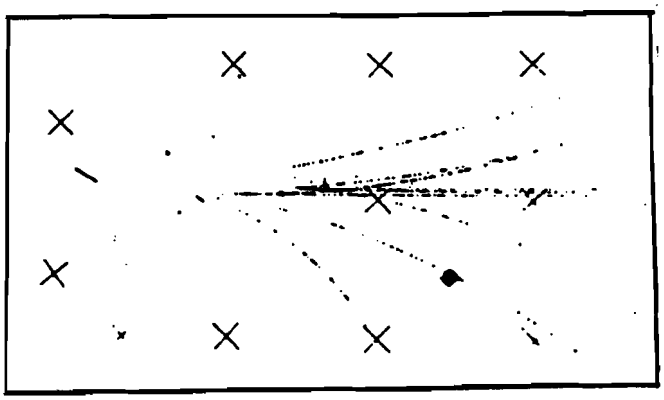


Abb. 20: *Typisches Streamerkammer-Ereignis*

2. die mehr als ein Strahllmüon besitzen (double beam events),
3. die kein Strahlmüon im richtigen Zeitfenster besitzen (out of time beam),
4. bei denen weder das einlaufende noch das gestreute Müon rekonstruierbar ist.

Hierzu erfolgt die Rekonstruktion des einlaufenden und des gestreuten Müons, ebenso sind weitere Anforderungen notwendig, die sich jedoch nach dem Typ des Filters (LAT, SAT) richten /HAN89/.

Da die Streamerkammer-Daten sowohl LAT- als auch SAT-Trigger enthalten, müssen alle Daten sowohl den SAT- als auch den LAT-Filter durchlaufen, wobei jeweils die Ereignisse der konträren Triggerbedingungen unberührt bleiben, d. h.:

1. LAT-Filter
   Prozessierung aller LAT-Ereignisse und Speicherung aller SAT-Ereignisse,
2. SAT-Filter
   Prozessierung aller SAT-Ereignisse und Speicherung aller zuvor behandelten LAT-Ereignisse.

Dies bewirkt eine Reduktion der Streamerkammer-Ereignisse auf ca. 50%-60% (Tab. 6) der ursprünglichen Streamerkammer-Datenmenge.

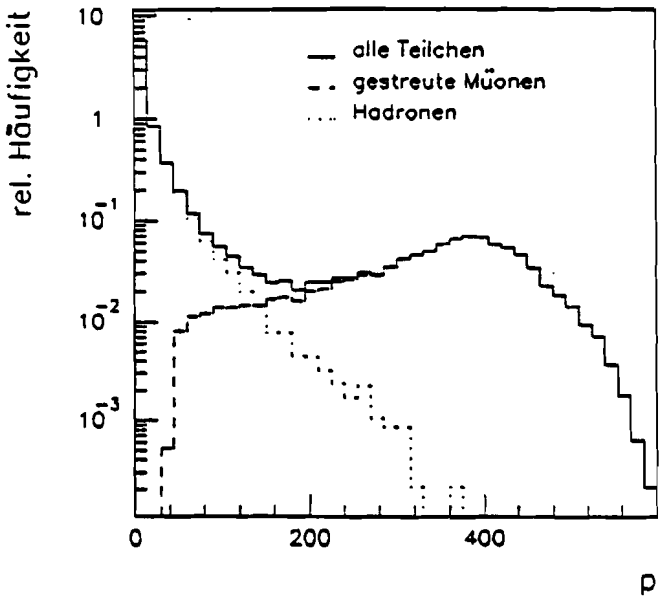


Abb. 21: *Impulsverteilung für Müonen und Hadronen*

5.2 Rekonstruktion aufgrund der elektronischen Dateninformationen

5.2.1 Spurerkennung

Die Spurrekonstruktion aus den Ansprechern der Drahtkammern (Pattern-Recognition) gliedert sich in drei Phasen:

1. Rekonstruktion des einlaufenden Müons,
2. Rekonstruktion des gestreuten Müons,
3. Rekonstruktion der Hadronen.

Dabei unterscheiden sich die beiden letzteren nicht in ihrer Methode, jedoch können aufgrund der verschiedenen Impulsspektren (Abb. 21) bei der Rekonstruktion unterschiedliche Schnitte für Müonen und Hadronen verwendet werden.

Die Spurrekonstruktion basiert auf der Suche nach Spursegmenten in den einzelnen Detektorgruppen, die anschließend zu Gesamtspuren zusammengefaßt werden. Diese Methode führt aber nur dann zum Ziel, falls jede der einzelnen Detektorkomponenten eine genügend hohe Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt. Zentrale Detektoren bei der Spurerkennung sind die Proportionalkammern PC 1-3 und die Driftkammern DC 1-8, die die Angelpunkte bei der Rekonstruktion der Spuren durch den Vorwärtsspektrometermagneten CCM (Drahtkammern PCF 1-5) bilden. Es stellte

sich aber schon bald heraus, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser wichtigen Detektoren (trigger timing PC 1-3) im Run 87/88 nicht ausreichte, so daß weitere Algorithmen notwendig sind und sich die Spurrekonstruktion so verkomplizierte.

Im folgenden sollen die einzelnen Schritte kurz aufgelistet werden (s. a. Abb. 22), ohne jedoch näher darauf einzugehen.

1. Rekonstruktion von Raumpunkten in den Strahlkammern mit anschließendem Fit unter Berücksichtigung des Feldes des Strahlspektrometermagneten
2. Rekonstruktion von Spursegmenten in PC 1-3 und DC durch Projektionen in den einzelnen Koordinaten
3. Kombination der gefundenen Spursegmente unter Verwendung einzelner Ansprecher in den PCF 1-5
4. Suche nach Raumpunkten in den SAT-Triggerkammern PSA, PSB
5. Extrapolation der in 2) nicht kombinierten Spursegmente auf einer Hyperbel durch den CCM mit Kombination von Segmenten in DC, PSA und PSB
6. Suche nach Spursegmenten in PCF und beidseitige geradlinige Extrapolation in PC und DC, PSA, PSB
7. Suche nach Spursegmenten in der PCV durch geradlinige Extrapolation von gefundenen Spuren in PC 1-3
8. Eigenständige Suche nach Raumpunkten in der PCV
9. Rekonstruktion von Raumpunkten in den PTA
10. Kombination der gefundenen Spursegmente bzw. Raumpunkte in PC 1-3 bzw. PTA mit Raumpunkten in der PCV

Auch bei der Rekonstruktion der PCV Spursegmente traten erhebliche Probleme zu Tage. So ist zum einen die Spurdichte am Ort der PCV am höchsten, zum anderen ist sie mit nur sechs Ebenen - wobei die Orientierung von vier Ebenen sich nicht wesentlich voneinander unterscheidet - unterdiminsoniert. Hinzu kommt, daß die sechste Ebene (y) über den gesamten Bereich lediglich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 50% besitzt, und zwei weitere Ebenen signifikante Einbrüche im zentralen Bereich aufwiesen (Abb. 23) /RPV88/. Auch ist die Methode der Raumpunkte eigentlich nicht immer anwendbar, da besonders in den Flügelbereichen die Auftreffwinkel recht groß sind /RPV88/. Aufgrund dieser Probleme werden - wie auch in den anderen Detektoren - z. T. falsche Ansprecher in die Spursegmente aufgenommen, was mit niedrigen χ^2-Wahrscheinlichkeiten im Spurfit in Verbindung steht (s. Spurfit).

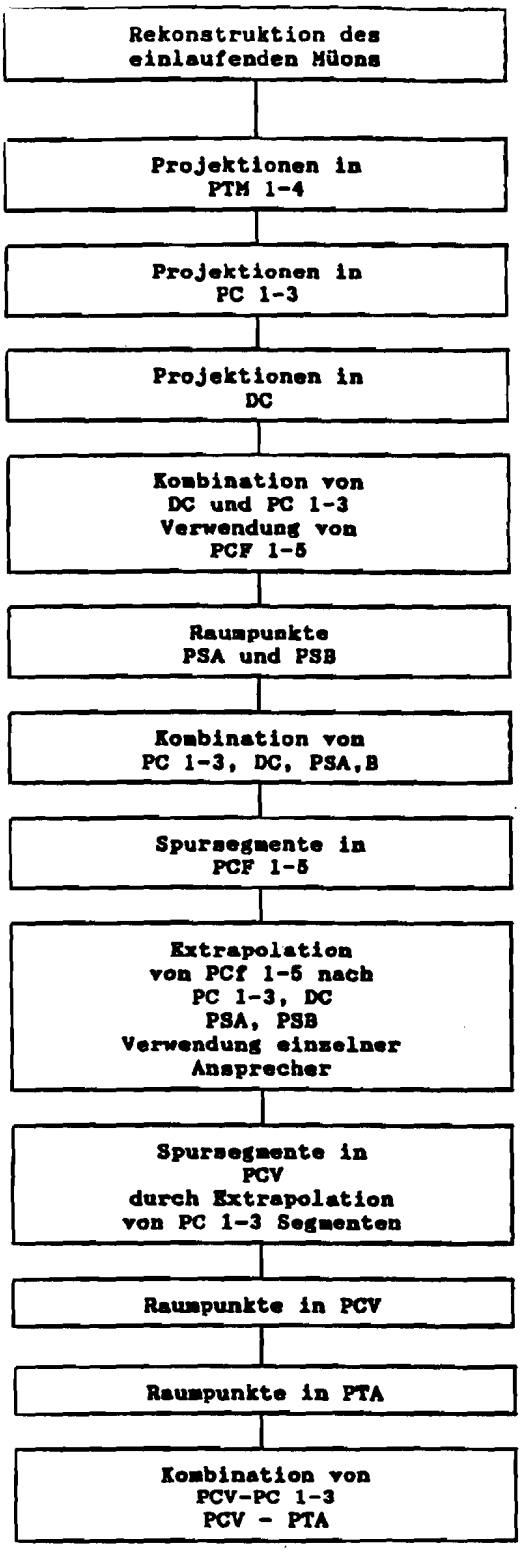


Abb. 22: *Methode der Spurrekonstruktion*

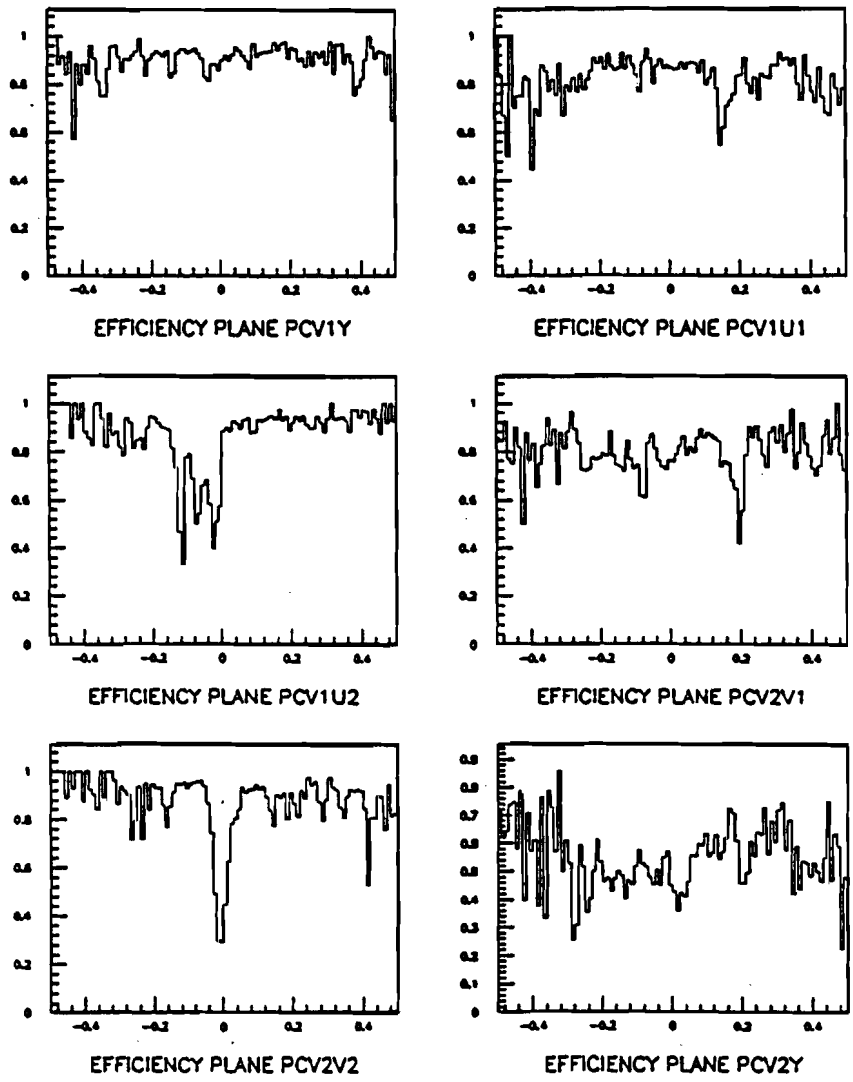


Abb. 23: *Eindimensionale Nachweiswahrscheinlichkeit der Proportionalkammer PCV /RPV88/*

5.2.2 Spurfit

Im Spurfit werden die Spurparameter der im Pattern Recognition rekonstruierten Spuren bestimmt. Hiezu bedient man sich einer Quintic-Spline-Methode /WIN74/. Neben dem Impuls, der sich aus der Spurkrümmung im CCM ergibt, wird für jede Trajektorie die zugehörige Fehlermatrix berechnet, die im Vertexprozessor die Wichtung der Spur regelt.

Eine Spur wird vorerst verworfen, falls die χ^2- Wahrscheinlichkeit unter 0.1% liegt. Um diese Spuren für die weitere Analyse nicht zu verlieren, sind im Fitprozessor verschiedene "Rettungsprozeduren" (rescue) implementiert:

- Es wird geprüft, inwieweit einzelne Ansprecher zu der niedrigen Wahrscheinlichkeit führen. Dazu werden Ansprecher, die den Größten Beitrag zum χ^2 liefern eliminiert und die Spur wird neu gefittet. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis daß die Anzahl der Ansprecher für den Fit nicht mehr ausreicht. Ist nach maximal sechs Iterationen das gewünschte Ziel nicht erreicht wird der Versuch beendet.

- Es werden komplette Spursegmente verworfen.

- Falls die in der Spur enthaltenen PCV-Ansprecher die hohen χ^2-Beiträge liefert, werden alle PCV Anprecher der Spur eliminiert.

Da die PCV die Spurparameter erheblich verbessert, wird - falls die Spur keine PCV Ansprecher enthält - im Spurfit zusätzlich versucht, die PCV in der Spur zu integrieren. Hierzu erfolgt ein rückwärtige Extrapolation der Spur in die PCV, wobei in einem definierten Fenster Ansprecher gesucht werden. Dieses Verfahren hat zu der vergleichbaren Methode im Pattern-Recognition den Vorteil, daß die Spurparameter an dieser Stelle im Vergleich zu einem Garadenfit mit erheblich kleineren Fehlern behaftet sind.

5.2.3 Müon-Match

Das Ziel des Müon-Match-Prozessors ist es, gefittete Spuren vor und Spursegmente (PTM-Projektionen) hinter dem Absorber zu einer Gesamtspur zu vereinigen und damit als Müontrajektorie zu identifizieren. Dabei bedient man sich zweier Methoden:

- Extrapolation der gefitteten Spuren vor dem Absorber unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung durch den Absorber und Vergleich mit den rekonstruierten Müon-Projektionen (y- und z- Koordinaten),

Typnummer	Vertextyp	Topologie
1		einlaufendes und auslaufendes Müon gleicher Ladung
5		einlaufendes und auslaufendes Müon entgegengesetzter Ladung
2		einlaufendes und mehrere auslaufende Müonen gleicher Ladung
3	primärer Vertex	einlaufendes und gestreutes Müon mit oder ohne Hadronen
4	neutraler Zerfall	keine geladene einlaufende, zwei entgegengesetzt geladene auslaufende Spuren
6	geladener Zerfall	eine einlaufende und eine auslaufende Spur gleicher Ladung
8	neutrale sekundäre Wechselwirkung	keine einlaufende , eine oder mehrere auslaufende Spuren
7	geladene sekundäre Wechselwirkung	eine einlaufende und mehrere auslaufende Spuren

Tabl. 7: *Im Vertexprozessor verwendete Vertextypen*

- Extrapolation der PTM Segmente und der rekonstruierten Spuren vor dem Absorber durch den Absorber unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung. Sollte es dabei Schnittpunkte geben, werden beide Segmente zu einer Müonspur zusammengefaßt.

Falls auf diese Weise mehr als eine Müonspur existiert, muß während der Rekonstruktion des primären Vertex das gestreute Müon identifiziert werden.

5.2.4 Vertex-Rekonstruktion

Allgemein ist ein Vertex ein Raumpunkt, dem sich ein Satz von Spuren nähert, so daß die kürzesten Abstände der Spuren zu diesem Punkt gerade minimieren /WIT89/.

In erster Näherung legen zunächst das einlaufende und das gestreute Müon als zwei zu diesem Vertex gehörende Spuren den Ort der primären Wechselwirkung fest. Erst anschließend werden weitere Hadronen zum Vertex assoziiert. Hierzu erfolgt unter Berücksichtigung des magnetischen Feldes des CVM und der Vielfachstreuung die rückwärtige Extrapolation der Spuren. Es werden jedoch nur die Spuren dem primären Vertex zugeordnet, deren auf den Spurfehler normalisierter Abstand kleiner als 4 ist und für die die χ^2-Wahrscheinlichkeit eines globalen Vertexfits größer als

1% ist. Auf dieser Basis lassen sich - in Bezug auf den Primärvertex - alle in einem Ereignis erzeugte Spuren in zum Vertex gefittete und vertexnahe Spuren einteilen. Sie unterscheiden sich in erster Linie in ihrem minimalen Abstand zum Vertex. Bessere Aussagen lassen sich aber mit Hilfe des auf den Spurfehler normierten kürzesten Abstandes machen, was bei der Spurselektion näher zu untersuchen sein wird.

Die Rekonstruktion von sekundären Vertizes, hierzu zählen Vertizes aus neutralen und geladenen Zerfällen (K^0, K^{+-}, Λ, π^0, γ-Konversion ...) sowie neutrale und geladene sekundäre Wechselwirkungen (s. Tab. 7), geschieht ein einer zweiten Phase.

5.3 Analyse der Streamerkammerdaten

5.3.1 Scanlisten und Messung der Bilder

Im Zuge der Vertexrekonstruktion wird für die Streamerkammerdaten eine Liste aller Ereignisse erstellt, die die folgenden Kriterien erfüllen /SSR89/:

- Es existiert ein primärer Vertex innerhalb des Targets, das durch einen vereinfachten Schnitt definiert wird:

$$-12.5m < x_{Tg} < -9.5m.$$

- Für die kinematischen Variablen gilt:

$$Q^2 > 0.05,$$

$$W^2 > 0,$$

$$\nu > 0.$$

Nach dieser sogenannten *Scanlist* erfolgt die Vermessung der Streamerkammer-Bilder in den drei Instituten MPI, FNAL und Crakov. Bei jedem Ereignis werden für alle drei Ansichten einzeln alle Spuren vermessen, die nicht parallel zu den ebenfalls sichtbaren Strahlmüonen verlaufen. Die anschließende Streamerkammer-Geometrie faßt die gemessenen Punkte zu einer dreidimensionalen Spur zusammen und ermittelt die Spurparameter. Dabei hängt die Qualität dieser Messung insbesondere von der Kenntnis der optischen Verzerrungen ab, die in die Streamerkammer-Geometrie mit eingehen.

5.3.2 Merge

Die Ergebnisse der Streamerkamer-Geometrie, die - aus historischen Gründen - nicht schon bei der Messung in den Vorwärtsspektrometer-Datensatz integriert

sind, werden im Merge mit den elektronischen Daten kombiniert. Dabei erfolgt ebenso die Übersetzung der lokalen Streamerkammer-Koordinaten in das globale Vorwärtsspektrometer-Koordinatensystem unter Berücksichtigung des Streamerkammer-Alignments.

5.3.3 Streamerkammer-Vorwärtsspektrometer-Match

Im nachfolgenden Schritt sollen Streamerkammer- und Vorwärtsspektrometer-Spuren, die in Wirklichkeit ein und dieselbe physikalische Teilchenspur beschreiben, zu einer Spur zusammengefaßt werden. Hierzu werden alle Spuren unter Berücksichtigung der Magnetfelder bis zur Proportionalkammer PCV extrapoliert. Ein Vergleich der Ortskoordinaten und Impulse von Vorwärtsspektrometer- und Streamerkammer-Spuren auf der Basis eines χ^2 der Form

$$\chi^2 = \frac{\Delta^2 y}{\sigma_y^2} + \frac{\Delta^2 z}{\sigma_z^2} + \frac{\Delta^2 y'}{\sigma_{y'}^2} + \frac{\Delta^2 z'}{\sigma_{z'}^2} + \frac{\Delta^2 1/p}{\sigma_{1/p}^2}$$

entscheidet über die Vereinigung der Spursegmente, die durchgeführt wird, falls die χ^2-Wahrscheinlichkeit größer als 0.2% ist.

Die Spurparameter der resultierenden Spur wird entweder der Vorwärtsspektrometer- oder der Streamerkammer-Spur entnommen, je nachdem welche der beiden die höhere χ^2-Wahrscheinlichkeit besitzt.

Von vorneherein werden alle diejenigen Vorwärtsspektrometer-Spuren von der Vereinigung ausgeschlossen, deren Wahrscheinlichkeit des Spurfits unter 0.1% liegt.

Aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens der Streamerkammer - insbesondere bei hohen Impulsen (Abb. 24) - nimmt der Extrapolationsfehler mit dem Impuls zu, so daß die soeben beschriebene Kombination für alle Spuren im überlappenden Akzeptanzbereich nicht immer möglich ist. So läßt sich mit Hilfe der Monte-Carlo-Daten zeigen, daß die Unsicherheit im rekonstruierten Impuls $\Delta p/p$ - wobei Δp die Differenz zwischen dem rekonstruierten und dem generierten Impuls p ist - schon bei 20 GeV/c bis zu 20% (Abb. 24) beträgt. Von daher verbleiben immer noch Spursegmente in den Streamerkammer- und den Vorwärtsspektrometer-Daten, die jedoch ein und dieselbe Teilchenspur beschreiben (double counting). Um dies zu vermeiden, wird an der PC1 ein Ortsraum definiert, in der Art, daß vor der endgültigen Vertexrekonstruktion alle Streamerkammer-Spuren außerhalb und alle Vorwärtsspektrometer-Spuren innerhalb dieses Ortsraumes verwendet werden. Eine Berücksichtigung der zugehörigen Steigungen ist aufgrund der Abhängigkeit zwischen Ort und Steigung nicht notwendig.

Zur Festlegung des gesuchten Ortsraumes wird neben dem Extrapolationsfehler (Abb. 25 und Abb. 26) auch die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit herangezogen, um die Anzahl der nach dem Ortraumschnitt verbleibenden Spuren zu optimieren.

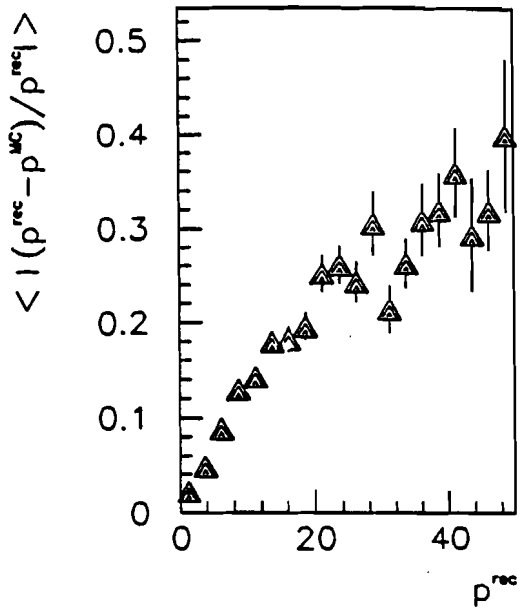


Abb. 24: *Impulsauflösung der Streamerkammer* $\frac{\Delta p}{p}$ *als Funktion des Impulses, Monte Carlo*

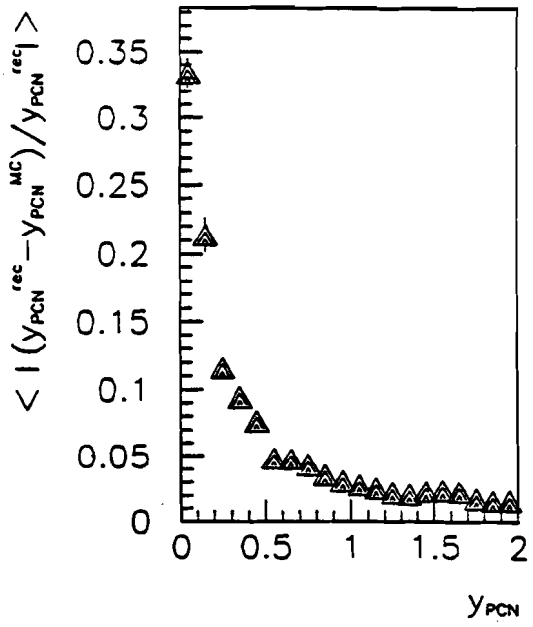


Abb. 25: *y-Extrapolationsfehler rekonstruierter Streamerkammer-Spuren am Ort der PC1, Monte-Carlo*

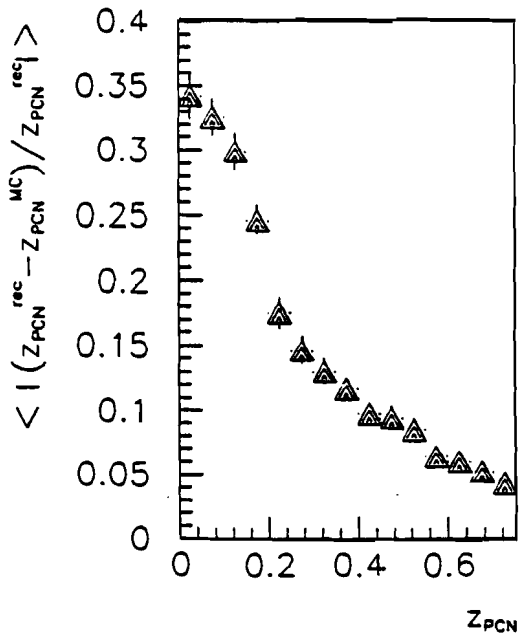


Abb. 26: *z-Extrapolationsfehler rekonstruierter Streamerkammer-Spuren am Ort der PC1, Monte-Carlo*

In Abb. 27 ist - als Funktion der y-Breite des PCN-Orstraumes - die Anzahl der nicht kombinierten Spuren dargestellt, die aufgrund des Ortsraumschnitts für die spätere Vertexrekonstruktion nicht mehr zur Verfügung stehen, zusätzlich sind die Beiträge der Streamerkammer- und der Vorwärtsspektrometer-Spuren eingezeichnet.

Der sich ergebende lineare Anstieg der Streamerkammer-Verluste resultiert aus der nahezu konstanten Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerkammer-Spuren über den gesamten y-Bereich der PCN. Dagegen fallen die Verluste im Bereich des Vorwärtsspektrometers bereits bei $y_{PCN} = 0.5\ m$ auf null ab, was mit einer niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeit des Vorwärtsspekrometers im Bereich $|y_{PCN}| > 0.5m$ zusammenhängt.

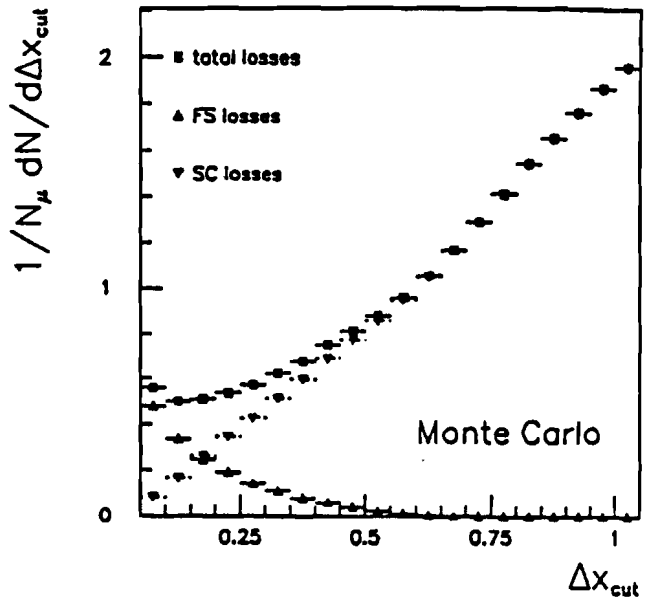
Insgesamt liegt der Verlust durch den Ortsraumschnitt aufgrund der fast konstanten Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerkammer im Bereich

$$Y_{PCN} < 0.5\ m$$

bei ca. 0.8 Spuren pro Ereignis. Dieses Verhalten zeigt sich sowohl im rekonstruierten Monte-Carlo als auch in den Daten (Abb. 27b). Der systematische Unterschied zwischen den beiden Datensätzen ist in der höheren Wahrscheinlichkeit zu suchen, im Monte-Carlo Streamerkammer- und Vorwärtsspektometer-Spuren zu kombinieren.

Unter Berücksichtigung des mittleren Extrapolationsfehler wird der Ortsraum auf

$$y_c = 0.45m$$



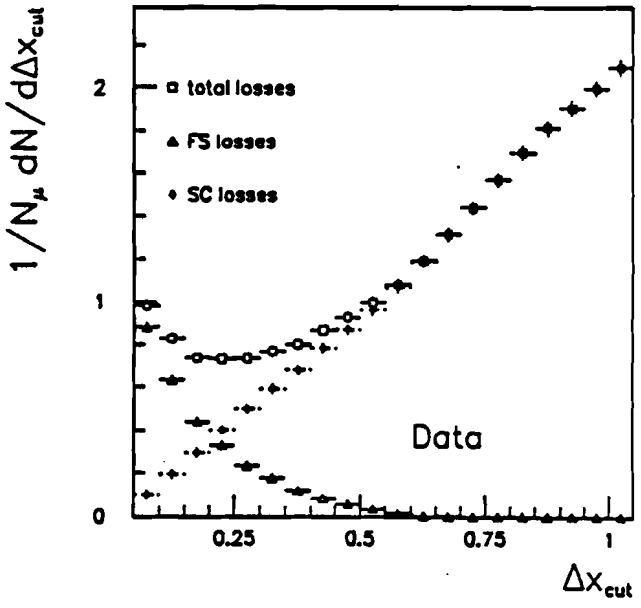


Abb. 27: *Spurverluste durch den PCN-Ortsraumschnitt als Funktion der y-Ortsraumbreite, integriert über die z-Koordinate*

$$z_c = 0.25m$$

festgelegt. Da die y-Koordinate zusätzlich mit dem Impuls korreliert ist, bedeutet dieser Schnitt gleichzeitig auch einen Impulsschnitt

$$P_{SC} < 13GeV,$$

womit die Impulsunsicherheit der Streamerkammer-Spuren kleiner als 10% ist.

5.3.4 Vertexrekonstruktion unter Berücksichtigung aller Hadronen

Nach dieser Vorselektion wird eine erneute Vertexrekonstruktion durchgeführt, diesmal jedoch unter Berücksichtigung aller Hadronen. Aufgrund der unterschiedlich großen Fehler der beiden Spurklassen (Streamerkammer-, Vorwärtsspektrometer-Spuren) erweist sich die Anpassung der Fehler als notwendig, um flache Wahrscheinlichkeitsverteilungen bei der Vertexrekonstruktion zu erhalten. Da diese zusätzlichen Fehlerbeiträge mehr apparativen Effekten zuzuordnen sind und weniger mit den Meßfehlern der einzelnen Institute in Verbindung stehen, werden die Meßfehler sowohl der Vorwärtsspektrometer- als auch der Streamerkammer-Spuren additiv vergrößert.

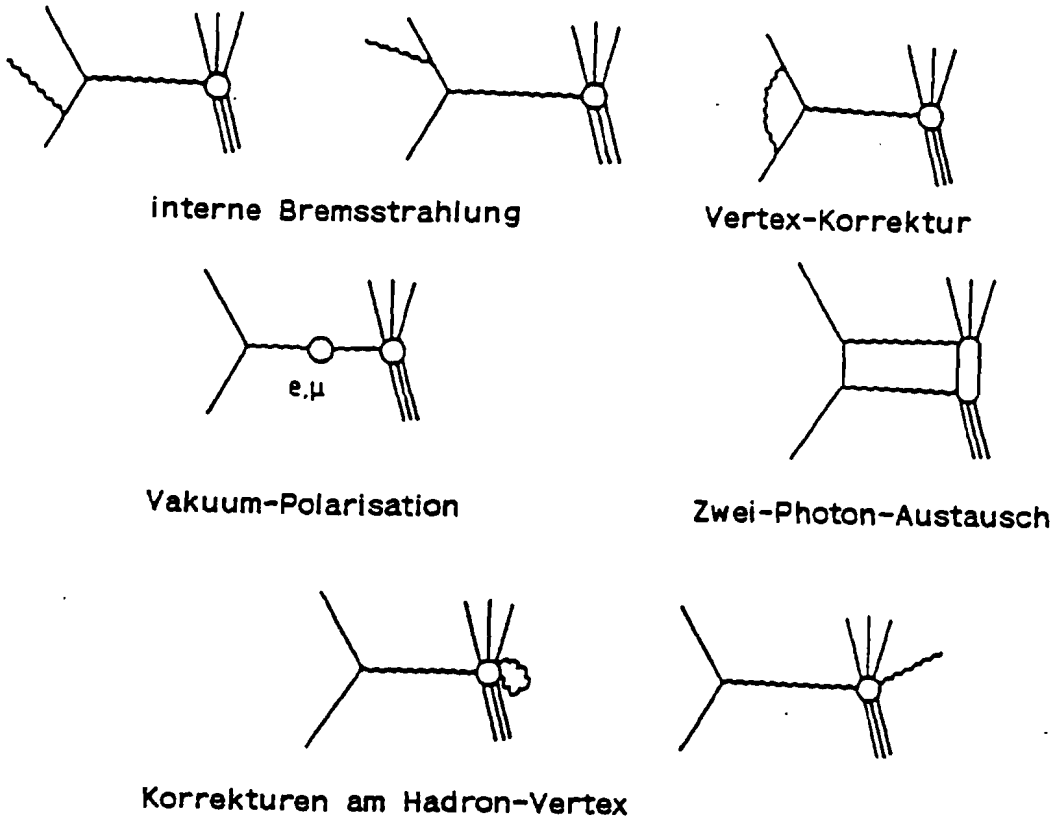


Abb. 28: *Beiträge in höherer Ordnung in e in der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Streuung /SL088/*

6 E665-Monte-Carlo

Da in einem tiefinelastischen Streuprozeß weder alle im Akzeptanzbereich des Spektrometers liegenden Spuren nachgewiesen werden können noch alle Prozesse rekonstruierbar sind, ist es notwendig, die im Experiment gemessenen Verteilungen auf diese Verluste und Fehler hin zu korrigieren. Hierzu bedient man sich eines Monte-Carlos, in dem alle auftretenden physikalischen Prozesse sowie alle Detektoreffekte simuliert werden. Die so erzeugten Ereignisse durchlaufen die gleiche Analysekette wie die regulären Daten, so daß die rekonstruierten Monte-Carlo Ereignisse am Ende ebenfalls alle Effekte enthalten, die die Analyseprogramme mit einbringen.

6.1 Generierung der Ereignisse

In der ersten Phase des Monte-Carlos werden alle auftretenden Wechselwirkungen simuliert. So sind neben der Einphotonnäherung σ_0 auch Beiträge höherer Ordnung in e (Abb. 28), die man unter den Sammelbegriff Strahlungkorrekturen zusammenfaßt,

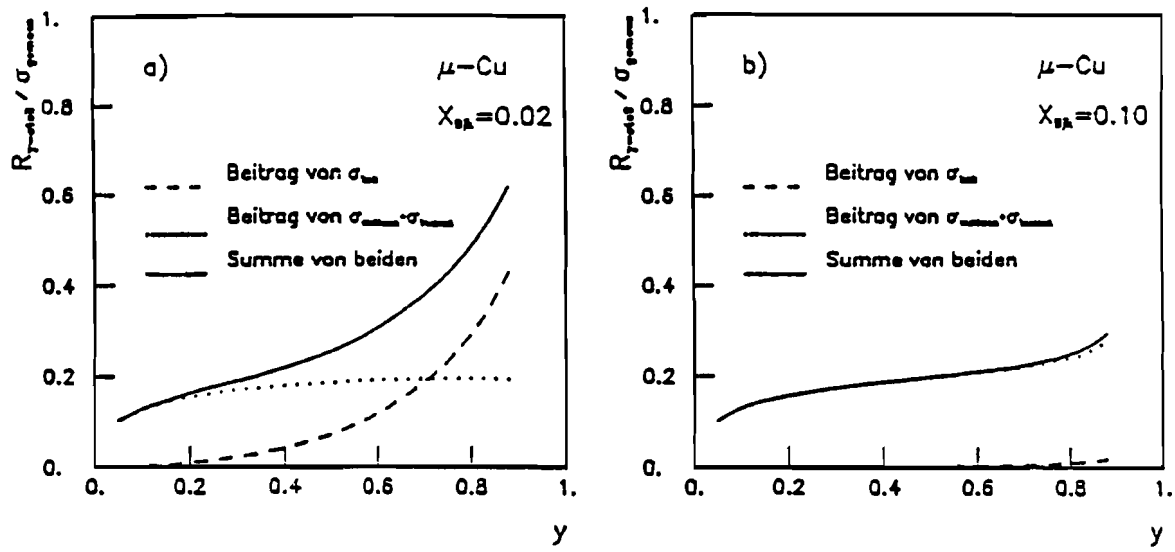


Abb. 29: *Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung reeller Photonen als Funktion der Ereigniskinematik*

zu berücksichtigen, so daß der zu simulierende Wirkunsquerschnitt σ_m lautet:

$$\sigma_m = \sigma_0 f + \sigma_{tail},$$

wobei f kleinere QED-Korrekturen beinhaltet /DRE78, PAV88, PAV89/. Die dominanten Beiträge, die die Abstrahlung reeller Photonen (Bremsstrahlung) beschreiben, sind in dem Glied σ_{tail} enthalten:

$$\sigma_{tail} = \sigma_{inel} + \sigma_{quasi} + \sigma_{koh}.$$

Die Bremsstrahlung erfolgt dabei sowohl aufgrund der inneren Struktur des Streuzentrums (σ_{inel}), d. h. die Verteilung der Partonen ist maßgebend, als auch bedingt durch die elektromagnetischen Eigenschaften des Nukleons (σ_{quasi}) - hier sind die Strukturfunktionen durch die elektromagnetischen Formfaktoren zu ersetzen. Falls das Nukleon zusätzlich in einen Kern eingebunden ist - z. B. beim Xenon-Target -, so muß auch die Bremsstrahlung am Kern (σ_{koh}) mit einbezogen werden. Diese ist im Gegensatz zu den beiden ersteren Beiträgen stark abhängig von der Kernladungszahl und kann je nach Kinematik der dominante Prozeß sein (Abb. 29). Die Wahrscheinlichkeiten dieser QED-Prozesse höherer Ordnung fließen in Form von Tabellen bei der Generierung der Leptonkinematik mit ein.

Um die Simulation möglichst realistisch zu gestalten, bedient man sich bei der Generierung der auf das Target treffenden Müonen der im Experiment gemessenen Strahlprofile und Impulsverteilungen (Abb. 30). Die Leptonkinematik des Streuprozesses ergibt sich dann gemäß des differentiellen Wirkungsquerschnitts, wobei die

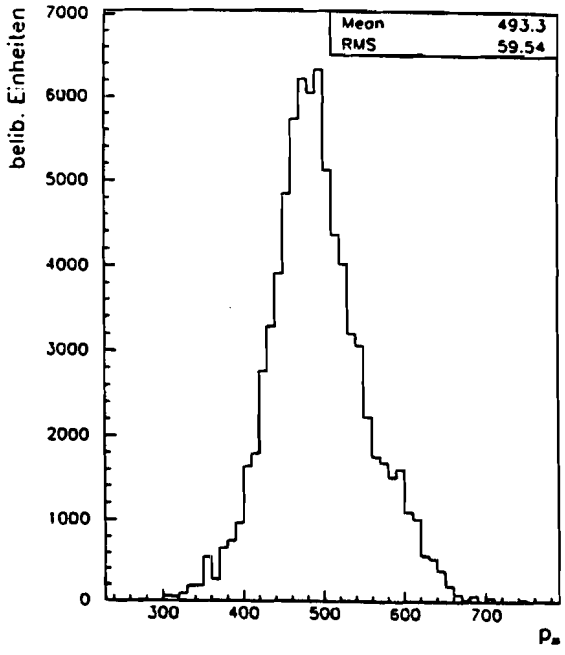


Abb. 30: *Im Experiment E665 gemessenes Müonimpulsspektrum*

Wahl der Parametrisierung der Strukturfunktionen - in diesem Falle nach Glück, Hoffmann und Reya /GLU82/ - variabel ist.

Bei den aus der Streuung resultierenden primären Partonverteilungen werden neben Quark-Di-Quark Zuständen auch Prozesse erster Ordnung in α_s, d. h. Quark-Bremsstrahlung und Photon-Gluon-Fusion, berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit für die jeweiligen Anfangszustände ist dabei durch eine vorher als Funktion von W^2 und X_{Bj} berechneten Tabelle bestimmt.

Der Übergang zu den beobachtbaren Hadronen sowie die Zerfälle kurzlebiger Hadronresonanzen regelt das Lund-String-Modell. Hierbei greift man auf die ältere Version *JETSET* 4.3 /LUN82/ zurück, die im Gegensatz zu der neueren Version (*JETSET* 6.3) einige fundamentale Hadronverteilungen - insbesondere die Abhängigkeiten des mittleren Transversalimpulses - im Vergleich zu den Daten besser beschreibt /KRU87/.

6.2 Simulation des Spektrometers

Das Progammpaket *GEANT* /GEA87/ ist ein effektives Werkzeug zur Simulation des Detektors. Es regelt neben der Verfolgung der einzelnen Spuren durch das Spektrometer und die Zerfälle langlebriger Hadronen vor allem sekundäre Wechselwirkungen im Target und in den einzelnen Detektorkomponenten.

Der Behandlung der Photonkonversion in e^+e^- Paaren speziell im Bereich des Targets - die Photonen stammen aus π^0- Zerfällen und aus der Müon-Brems-

strahlung - kommt dabei besondere Bedeutung zu, da diese teilweise irrtümlich dem primären Vertex zugeordneten Elektronen einen unerwünschten Untergrund darstellen. Der Wirkungsquerschnitt der γ-Konversion berechnet sich gemäß

$$\sigma(Z, E_\gamma) = Z(Z+1)\,(F_1(X) + F_2(X)Z + \frac{F_3(X)}{Z})$$

mit $X = ln(\frac{E_\gamma}{m})$, m=Elektronmasse, E_γ=Photonenergie und

$$F_i(X) = \sum c_n\, X^n,$$

wobei die Parameter c_i aus einem Datenfit stammen /HUB80/. Im Rahmen dieser Darstellung lassen sich die Daten bis zu Photonenergien von etwa 100 GeV gut beschreiben.

Für jede einzelne Drahtkammerebene werden die Durchstoßpunkte der Teilchenspuren mit den im Experiment gemessenen ein- oder zweidimensionalen Nachweiswahrscheinlichkeiten gefaltet. Mit Hilfe der kammerspezifischen Geometrie lassen sich aus den so gewonnen Durchtrittsorten Konfigurationen der Drahtansprecher erzeugen. Zufällige Ansprecher durch δ-Elektronen oder Elektronikeffekte werden ebenfalls erzeugt.

Bei der Simulation der Streamerkammer werden die bei der Spurverfolgung durch das Spektrometer erzeugten Raumpunkte unter Berücksichtigung der in der Streamerkammer-Geometrie verwendeten Verzerrungen auf die drei Filmebenen projeziert. Die Fehler, die aus der Vermessung der einzelnen Bilder resultieren, werden durch Verschmierung der y- und z-Koordinate mit eingebracht. Diese setzt sich aus einer Gaussverteilung $\delta(\overline{RMS})$, deren Mittelwert $\overline{RMS}$ gerade der Meßunsicherheit entspricht, und einem im Vorzeichen gleichgewürfelten konstanten Term zusammen, der die laborabhängigen Effekte beschreibt:

$$\Delta(x, y) = \delta\overline{RMS} \pm 7\overline{RMS}$$

Zusätzlich werden Spuren, deren y-Koordinate sich vom ersten bis zum letzten in der Streamerkammer sichtbaren Punkt weniger als 4 mm ändert, von der weiteren Streamerkammer-Analyse ausgeschlossen.

6.3 Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse

Nach der Generierung durchlaufen die Monte-Carlo-Ereignisse die gleichen Analyseprogramme wie die regulären Daten. Neben den Resultaten der Rekonstruktion wird zusätzlich für jedes Ereignis die gesamte Information aus der Generierungsphase mit gespeichert, so daß die Qualität der Rekonstruktion überprüfbar ist. Insbesondere lassen sich Aussagen über den Anteil von Geisterspuren machen. Hierzu wird einer

Zweck	simulierte Effekte	kinematischer Bereich	Anzahl der gen. Ereignisse
Akzeptanz-verluste	Ereigniskinematik Rekonstruktion	$Q^2 > 1.0$ $0.1 < Y < 0.85$	12606
Strahlungs-korrekturen	Ereigniskinematik Strahlungskorrekturen	$Q^2 > 1.0$ $0.1 < Y < 0.85$	4347
Elektron-kontamination	Ereigniskinematik Rekonstruktion Strahlungskorrekturen	$Q^2 > 1.0$ $0.1 < Y < 0.85$	2934

Tabl. 8: *Spezifikation der Monte-Carlo-Datensätze*

rekonstruierten Spur durch den Vergleich der rekonstruierten mit den generierten Ansprecherkonfigurationen genau dann eine generierte Spur zugeordnet, falls 70% der Ansprecher übereinstimmen. In diesem Zusammenhang kommt der Erzeugung von Ansprecherklustern besondere Bedeutung zu, da je nach Klusteralgorithmus - d. i. die Zusammenfassung von Drahtansprechern zu einem Kammerebenenansprecher - die Zuordnung beeinflußt. Von daher ist der Begriff der Geisterspur etwas weiter gefaßt, d. h. in diese Klasse fallen ebenfalls die Spuren, die den generierten Spuren sehr nahe kommen können.

Auf dieser Basis lassen sich - vor der Vereinigung von Vorwärtsspektrometer- und Streamerkammer-Spuren - etwa 80% der Vorwärtsspektrometer-Spuren einer generierten Spur zuordnen. Die verbleibenden 20% besitzen zumeist eine sehr niedrige Wahrscheinlichkeit des Spurfits, womit auch der Ausschluß der Vorwärtsspektrometer-Spuren, deren Spurwahrscheinlichkeit unter 0.1% liegt, gerechtfertigt ist.

Im Falle der Streamerkammer-Spuren ist solch eine Zuordnung immer möglich, da die Korrespondenz zwischen rekonstruierten und generierten Spuren während der Streamerkammer-Analyse immer aufrechterhalten werden kann.

6.4 Besonderheiten - relevant für die vorliegende Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit finden drei Monte-Carlo-Datensätze Verwendung (Tabl. 8). So enthält der umfangreichste Satz, der zur Berechnung der Akzeptanzverluste dient, keinerlei Strahlungskorrekturen. Diese werden vielmehr gesondert in einem zweiten Monte-Carlo-Sampel ermittelt, wobei lediglich die Ereignisse unter Berücksichtigung der elektromagnetischen Korrekturen generiert werden und auf eine Simulation des Spektrometers sowie die gesamte Rekonstruktion verzichtet wird. Lediglich die Bestimmung der Elektronkontamination erfordert die Simulation aller Prozesse, was im letzten Datensatz verwirklicht ist.

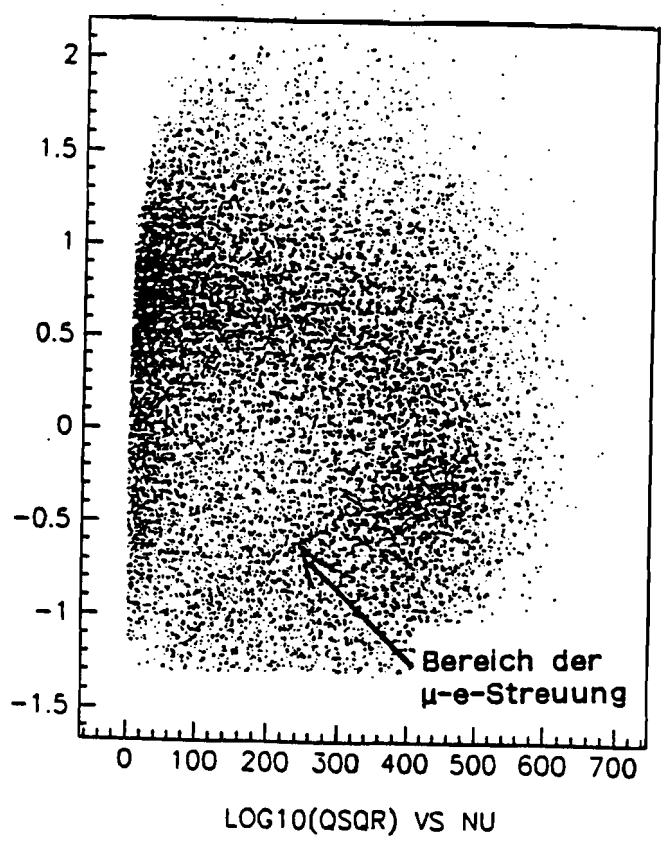


Abb. 31: *Q^2 – ν-Ebene rekonstruierter Streamerkammer-Ereignisse, LAT- und SAT-Trigger*

7 Datenselektion

7.1 Kinematische Schnitte

Kinematische Schnitte an die Daten sind notwendig, um zum einen Untergrundereignisse zu eliminieren und zum anderen kinematische Regionen mit überproportional großen Korrekturen auszuschließen.

Zu der Klasse der Untergrundereignisse gehören u. a. nicht wechselwirkende Strahlereignisse, die hauptsächlich bei kleinen Q^2 und kleinen Energieüberträgen angesiedelt sind. Sie sind auf das limitierte Auflösungsvermögen sowohl des Strahl- als auch des Vorwärtsspektrometers zurückzuführen und können durch einen globalen Schnitt

$$Y > 0.1$$

von der Mehrzahl der tiefinelastischen Ereignisse getrennt werden.

Eine weitere Gruppe ist die Müon-Elektron-Streuung. Hierbei handelt es sich

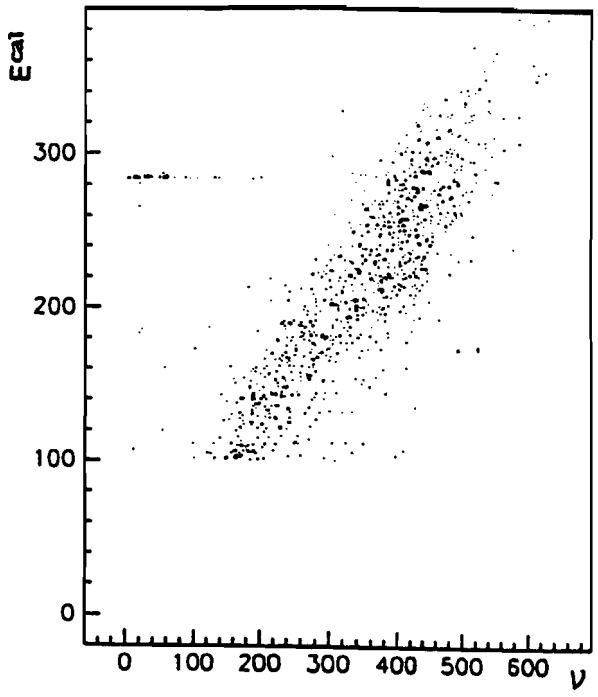


Abb. 32: *Rekonstruierte Klusterenergie des elektromagnetischen Kalorimeters als Funktion des Energieübertrags selektierter Bremsstrahlungsereignisse*

um einen elastischen Prozeß, der daher verstärkt in den SAT-Daten zu finden ist. In der Nomenklatur der tiefinelastischen Streuung entspricht dies

$$X_{Bj} = Q^2/2M = 1,$$

wobei M durch die Elektronmasse zu ersetzen ist. Somit liegt der maximale Wert von Q^2 bei einer mittleren Strahlenergie von 475 GeV in der Größenordnung von

$$Q^2_{max} = Q^2(Y = 1) = 2M < E >= 0.485(GeV/c)^2$$

und ist als schmales Band in der $Q^2 - \nu$-Ebene sichtbar (Abb. 31).

Der weitaus wichtigste Grund für die Notwendigkeit von kinematischen Schnitten rührt von elektromagnetischen Prozessen her, insbesondere die Emission reeller Photonen (Strahlungskorrekturen).

Um den kinematischen Bereich der harten Bremsstrahlung festzulegen /SCH89/ und durch kinematische Schnitte auszuschließen, werden mittels des Vorwärtsspektrometers und des elektromagnetischen Kalorimeters die Ereignisse selektiert, die lediglich ein einlaufendes und ein gestreutes Müon sowie ein einziges Energiekluster im Kalorimeter mit einer Energie $E^{cal} > 100\ GeV$ besitzen. In diesem Fall geht der gesamte Energieübertrag auf das reelle Photon über. Eine zuverlässige Selektion einzelner Ereignisse auf dieser Basis ist nicht möglich. Zum einen kann aufgrund des fehlenden Monte-Carlos für das Kalorimeter die Effizienz des Algorithmus

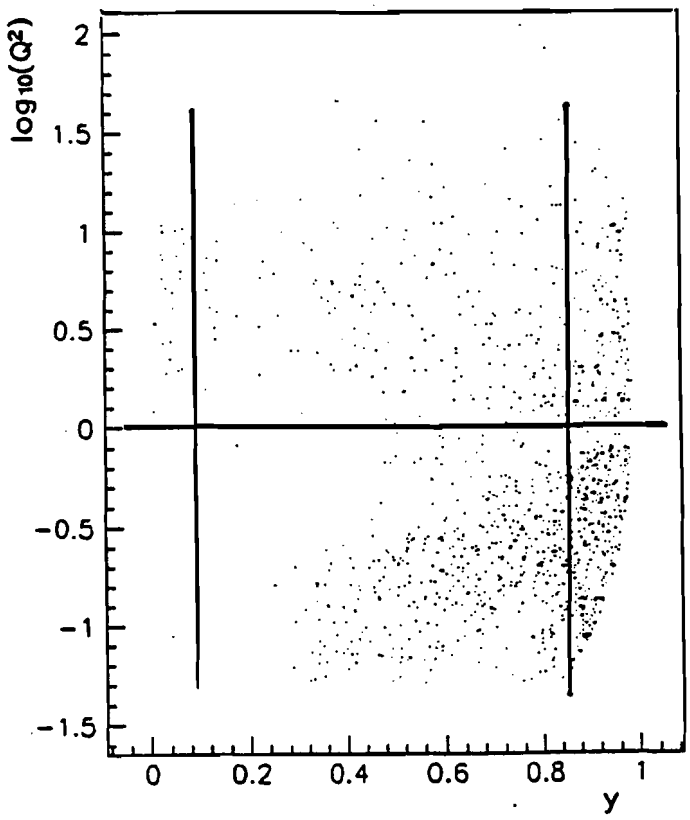


Abb. 33: *$Q^2 - y$-Ebene selektierter Ereignisse mit potentiellen Bremsstrahlungsphotonen*

nicht bestimmt werden. Andererseits ist mit den zum gegenwärtigen Zeitpunkt zur Verfügung stehenden Konstanten zwar ein linearer Zusammenhang der Klusterenergie des Kalorimeters mit dem Energieübertrag ν erkennbar (Abb. 32), allerdings geht ein Teil der Kalorimeterenergie bei der Rekonstruktion verloren, was einen Schnitt auf die Klusterenergie als problematisch erscheinen läßt. Von daher kann das Kalorimeter zu Trendbestimmungen herangezogen werden, jedoch ist man zur Reduktion von Untergrundereignissen auf globale kinematische Schnitte angewiesen.

Wie erwartet liegt die Mehrzahl der Ereignisse im Bereich hoher y und kleiner Q^2 (Abb. 33, Abb. 34) und kann durch globale kinematische Schnitte in Q^2 und y eliminiert werden. Wegen der Proportionalität zwischen y und W^2 im Bereich hoher y reduziert ein harter aber sicherer Schnitt in y jedoch drastisch die Anzahl der Ereignisse mit hohen Schwerpunktenergien, so daß die kinematischen Schnitte

$$0.1 < y < 0.85$$

$$Q^2 > 1\,(GeV)^2$$

als Kompromiß anzusehen sind.

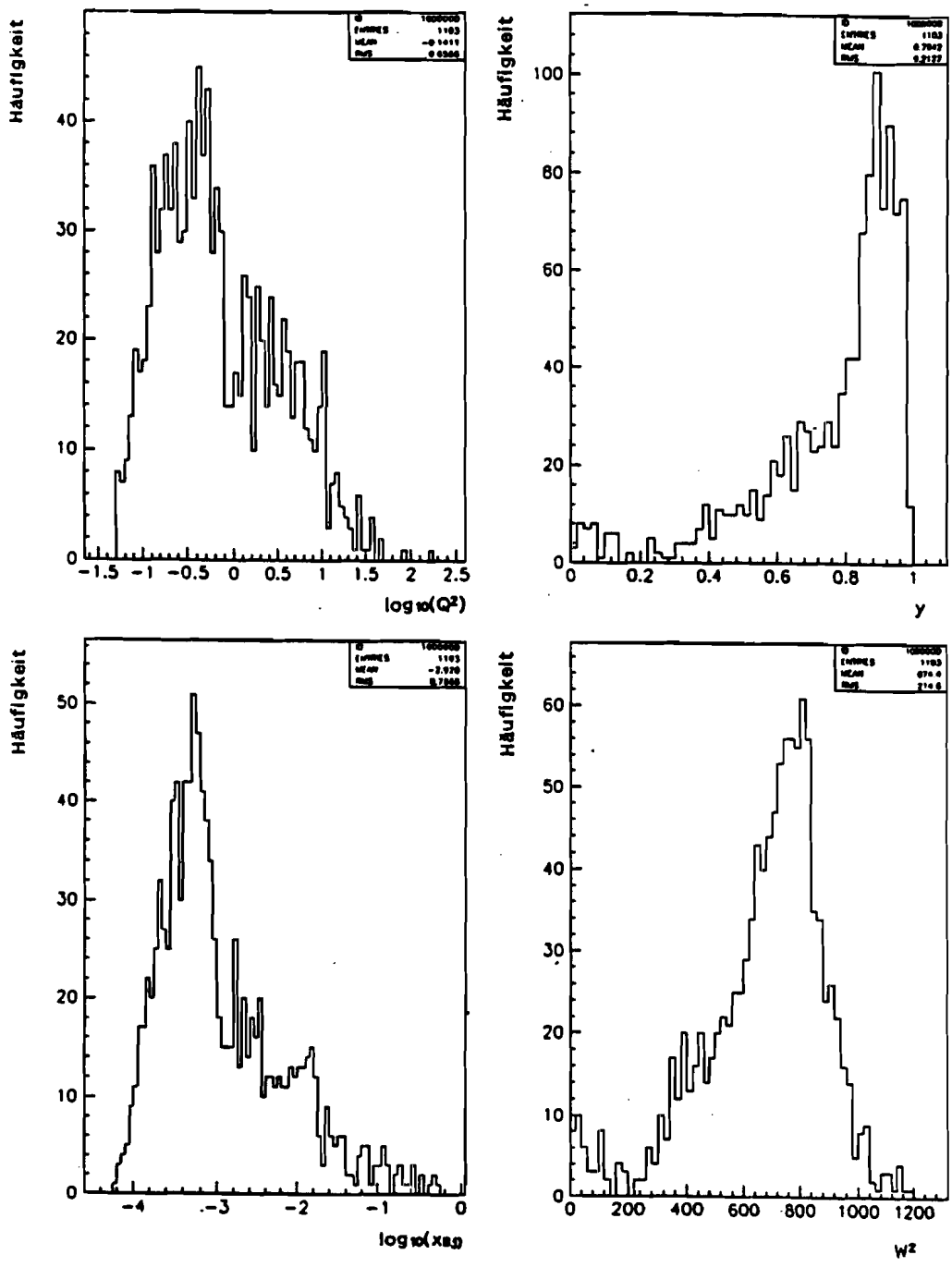


Abb. 34: *Kinematische Variablen selektierter Ereignisse mit potentiellen Bremsphotonen a) Q^2 - b) y - c) x_B - d) W^2*

7.2 Vergleich der Daten mit dem Monte Carlo

Da bei der Festlegung der Spurselektionskriterien auf das E665-Monte-Carlo zurückgegriffen wird, steht vor der Darlegung dieser Kriterien der Vergleich der Rohdaten mit den rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen. Dabei sind neben den kinematischen Variablen auch die Verteilungen zu vergleichen, die sowohl die Eigenschaften der Rekonstruktion als auch die Behandlung der in das Monte-Carlo eingebrachten Spurfehler wiedergeben.

Der Vergleich der Ereigniskinematik (Abb. 35 und Abb. 36) - insbesondere die Verteilung des Impulsübertragsquadrats Q^2- verdeutlicht sofort, daß eine Übereinstimmung der Daten mit dem Monte-Carlo lediglich vorliegt, falls zu den apparativen Effekten (Abb. 35a, Abb. 36a) zusätzlich die Strahlungskorrekturen mit einbezogen werden (Abb. 35b, Abb. 36b). Dabei ist der Einfluß - bezogen auf den Mittelwert - in Q^2 mit ca. 16% am stärksten und tritt in W^2 lediglich mit 4% zu Tage.

Wie bereits erwähnt, kommt der Behandlung der Fehler eine besonders hohe Bedeutung zu. Da sowohl Streamerkammer- als auch Vorwärtsspektrometer-Spuren Verwendung finden, muß überprüft werden, daß die in das Monte-Carlo eingebrachten Spurfehler den real gemessenen Fehlern entsprechen. Hierzu werden exemplarisch die Verteilungen des kürzesten Abstandes zum primären Vertex getrennt nach Vorwärtsspektrometer- (Δx_{FS}) und Streamerkammer-Spuren (Δx_{SC}) untersucht und mit den Daten verglichen (Abb. 37). Es zeigt sich, daß das Monte-Carlo die Daten gut wiederspiegelt, was auch daran zu erkennen ist, daß die Verteilung der Spuren auf primäre und sekundäre Vertizes in beiden Datensätzen in etwa gleich ist (Abb. 38).

Eine weitere gute Vergleichsmöglichkeit stellen die neutralen Zerfallsvertizes (V^0) dar. Diese sind zudem von Bedeutung, da sie erste Rückschlüsse auf die Gammakonversion erlauben. So ist in Abb. 39 der Abstand (x-Koordinate) der V^0- Vertizes zum primären Vertex dargestellt. Dabei ist der steile Anstieg der Verteilung gegenüber dem schwächeren Abfall hervorzuheben. Der Unterschied ist auf die Konversion der Photonen im Spektrometer zurückzuführen und ist in den Daten und dem Monte-Carlo etwa gleich stark ausgeprägt. Eine ähnlich gute Übereinstimmung ist in der invarianten Masse zu erkennen, die sich an dem Zerfallsvertex aus den Viererimpulsen der Zerfallsprodukte ergibt (Abb. 40). Dabei wird jedoch lediglich diejenige invariante Masse berücksichtigt, die unter den verschiedenen möglichen Massenhypothesen (e^+e^-, $\pi^+\pi^-$, $p\pi^-$) der wirklichen Masse eines Photons oder eines der neutralen Hadronen am nächsten kommt. Deutlich sind die neutralen Hadronen K^0 und Λ zu erkennen, deren Signale in den beiden Datensätzen gleich stark ausgeprägt sind. Unterschiede sind lediglich in der Photonhypothese zu erkennen, was aber auch von mißidentifizierten K^0s oder Λs herrühren kann.

Am Ende dieses Unterkapitels soll der exemplarische Vergleich der unkorrigier-

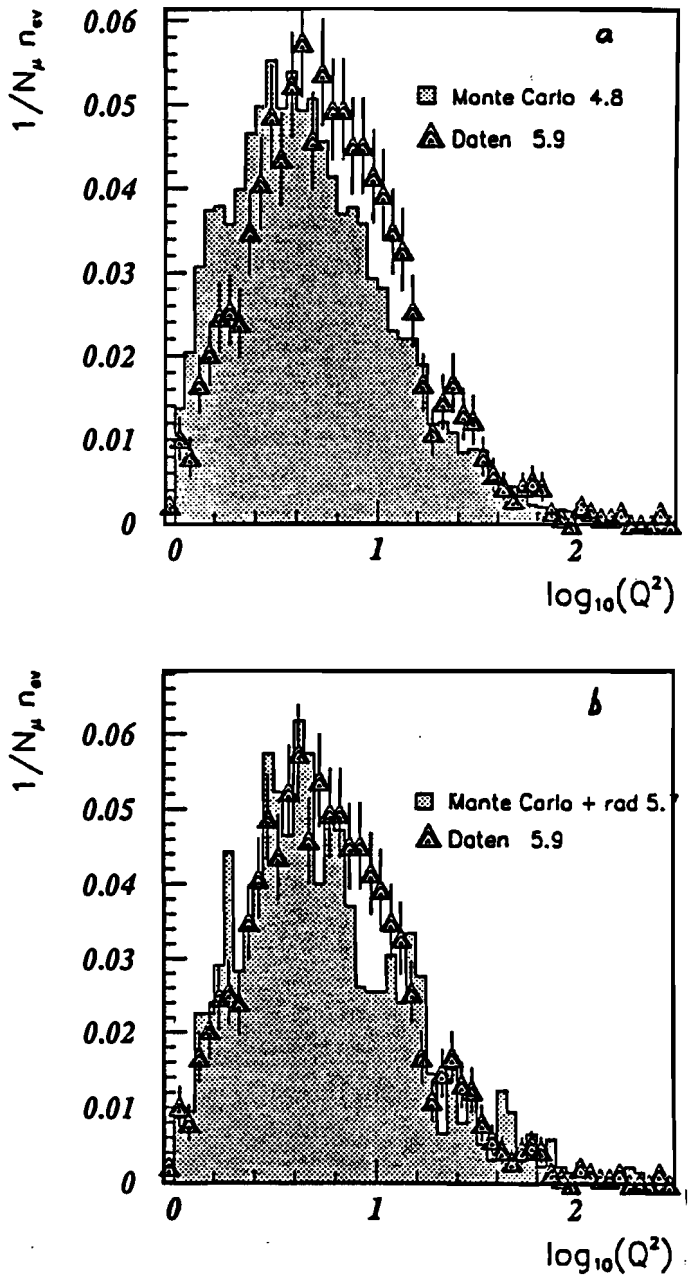


Abb. 35: *Vergleich der Q^2-Verteilung für rekonstruierte Streamerkammer-Ereignisse und Monte-Carlo, a) ohne - b) mit Strahlungskorrekturen*

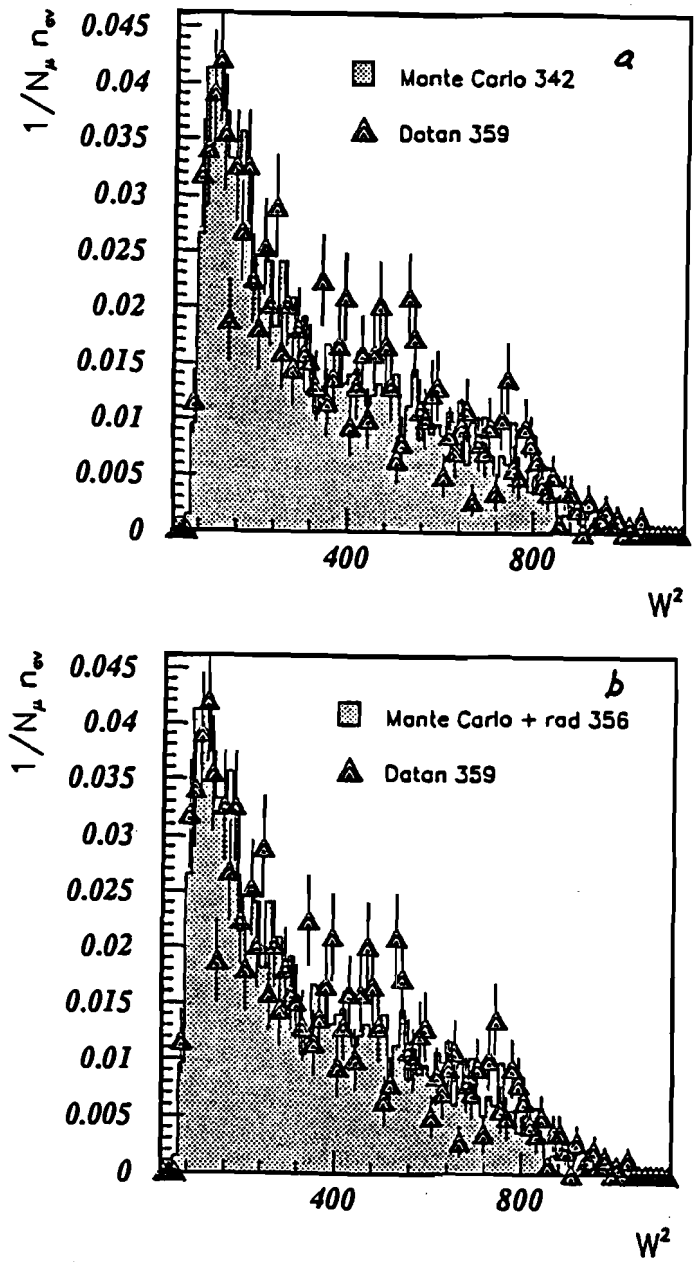


Abb. 36: *Vergleich der W^2-Verteilung für rekonstruierte Streamerkammer-Ereignisse und Monte-Carlo, a) ohne - b) mit Strahlungskorrekturen*

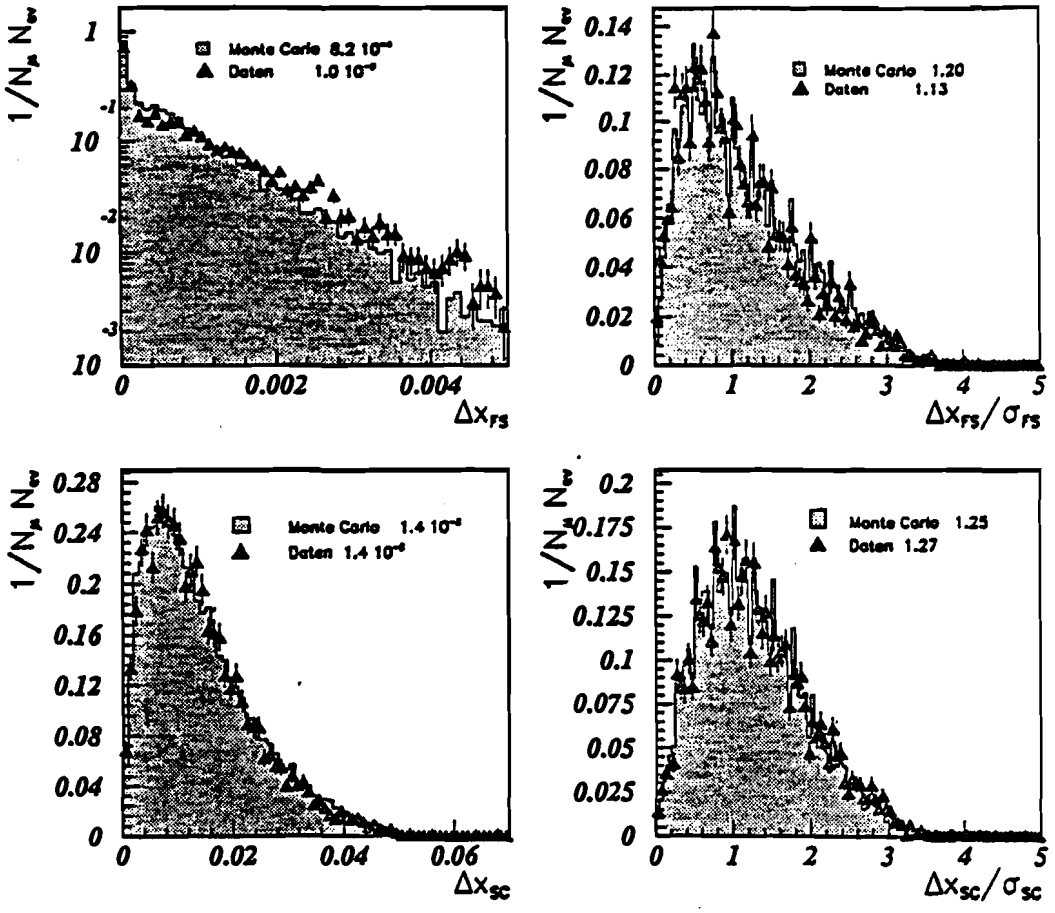


Abb. 37: *Vergleich des kürzesten Abstandes zum Primärvertex, getrennt nach Vorwärtsspektrometer- und Streamerkammer-Spuren a),c) sowie der auf den Meßfehler normalisierte kürzeste Abstand zum Primärvertex b),d)*

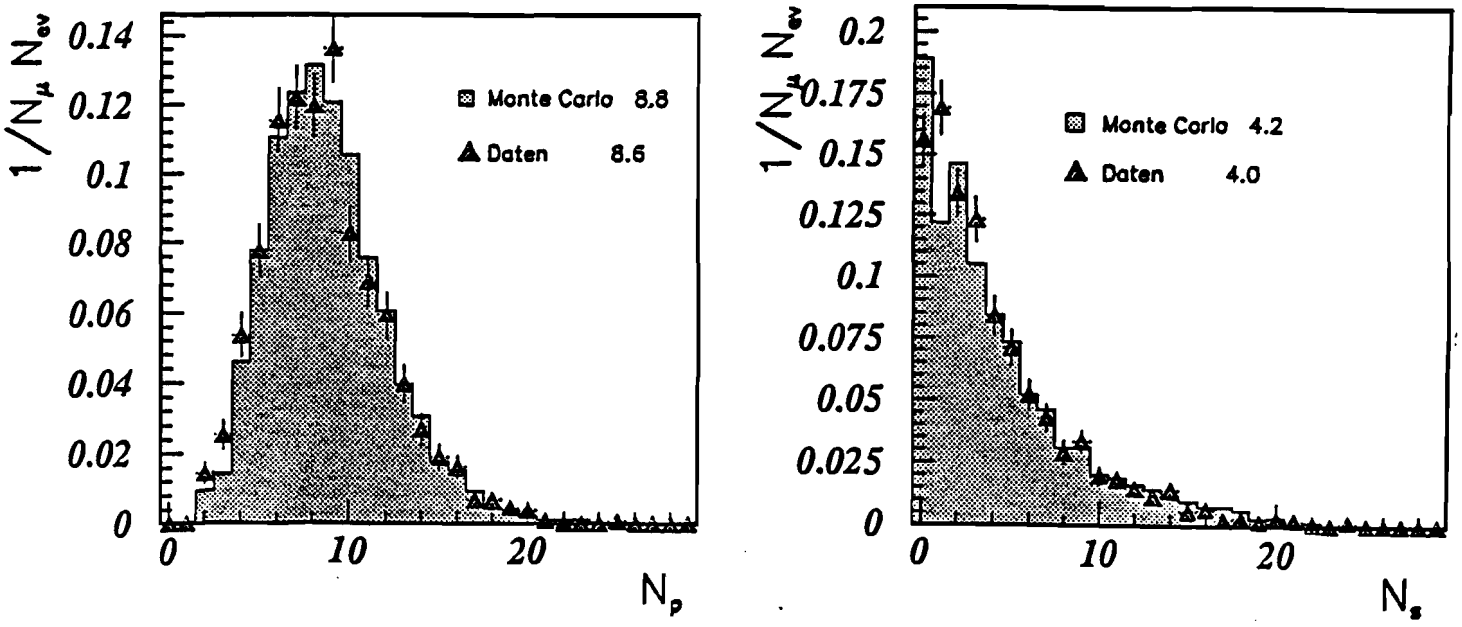


Abb. 38: *Verteilung der Spuren auf primäre N_p und sekundäre N_s*

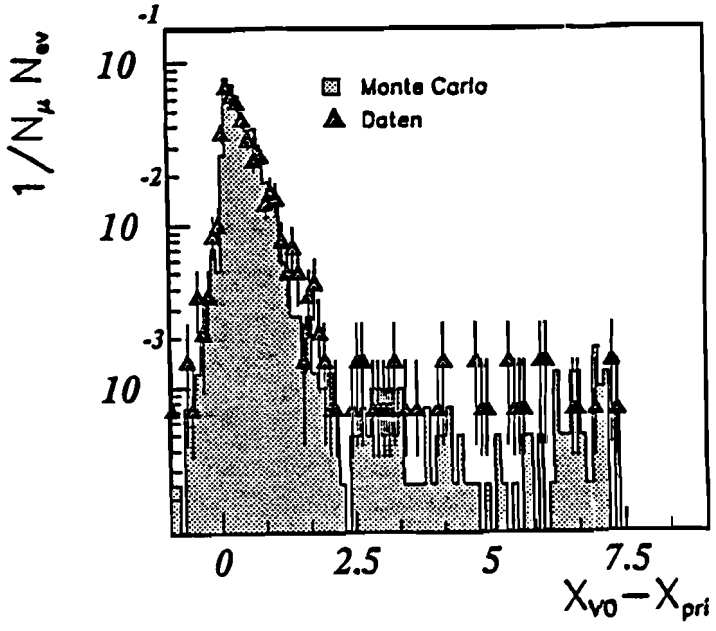


Abb. 39: *Abstand der V^0-Vertizes vom Primärvertex in x-Richtung*

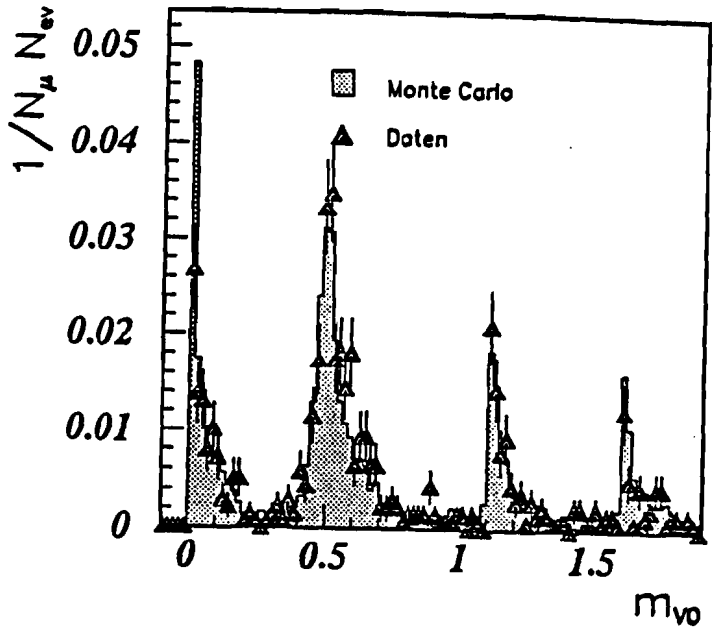


Abb. 40: *Invariante Masse an den V^0-Vertizes*

ten Verteilungen der Hadronvariablen z_h stehen (Abb. 41), dabei enthalten die in Abb. 41a verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse im Unterschied zu Abb. 41b keine Strahlungskorrekturen. Der Einfluß der Strahlungskorrekturen wird am deutlichsten im Verhältnis der beiden normalisierten Monte-Carlo-Verteilungen (Abb. 42). Die Zunahme der differentiellen Multiplizität, im Bereich $z_h > 0.8$ sichtbar, rührt von zusätzlichen Elektronen aus konvertierten Bremsstrahlungsphotonen her.

7.3 Spurauswahl

An dieser Stelle sind die Kriterien zu erläutern, mit Hilfe derer aus der Gesamtheit aller rekonstruierten Spuren lediglich die Trajektorien gefiltert werden, welche hauptsächlich aus der primären Wechselwirkung stammen.

Die wichtigste Unterscheidung erfolgt bereits bei der Vertexrekonstruktion durch die Klassifizierung in

- an den Vertex gefittete Spuren,
- vertexnahe Spuren.

Da im Monte-Carlo für den überwiegenden Teil der rekonstruierten Spuren durch die Zuordnung zu einer generierten Spur der Ursprung (primär oder sekundär) bekannt ist, kann gezeigt werden, daß diese Einteilung dem gesuchten Kriterium entspricht. Für diesen Zweck zeichnet sich die Verteilung des kürzesten Abstandes zum

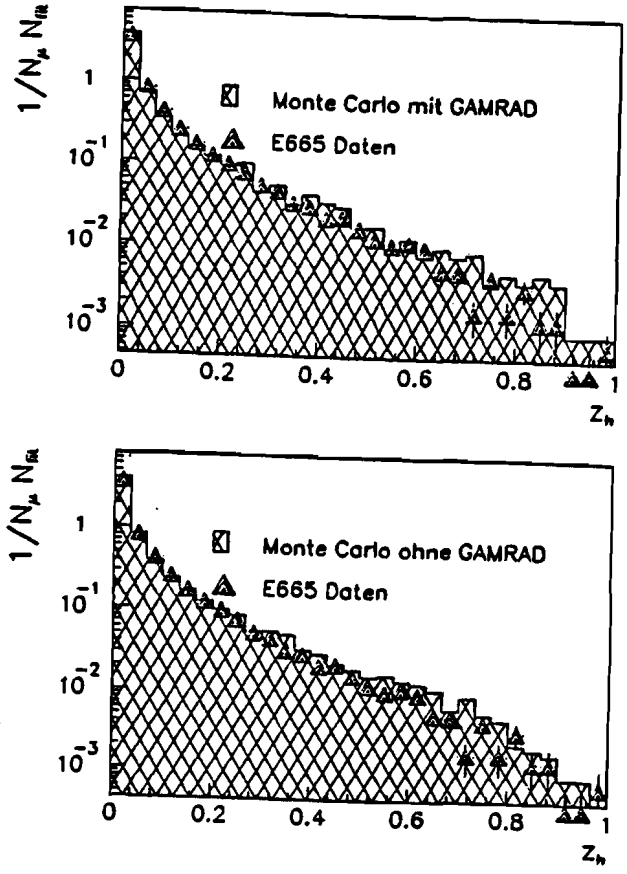


Abb. 41: *Normalisierte unkorrigierte z_h-Verteilung im Vergleich mit den rekonstruierten Monte-Carlo-Verteilungen, a) ohne GAMRAD, b) mit GAMRAD*

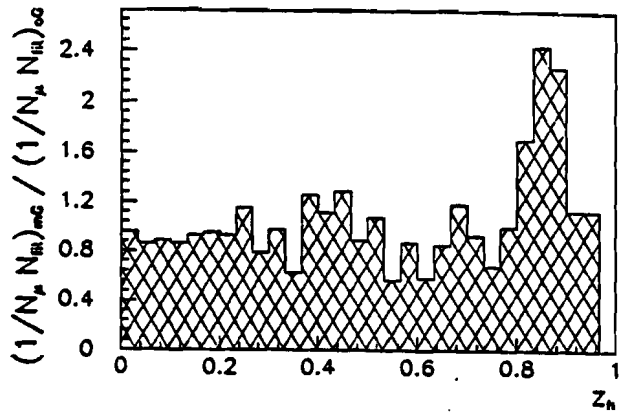


Abb. 42: *Quotient der beiden Monte-Carlo z_h-Verteilungen*

Schnittkriterium	Schnittwert	Velust in Spuren pro Ereignis
Vorwärtsspektrometer		
Akzeptanzschnitt (PC1-Fenster)	$Y_{PCN} < 0.45m$ $Z_{PCN} < 0.25m$	0.06
Wahrscheinlichkeit des Spurfits	$PROB(\chi^2) > 0.001$	0.8
Streamerkammer		
Akzeptanzschnitt (PC1-Fenster)	$Y_{PCN} > 0.45m$ $Z_{PCN} > 0.25m$	0.4
Impulsfehler	$\frac{\Delta p}{p} < 0.2$	0.7
Vorwärtsspektrometer und Streamerkammer		
Vertexprozessor	an den Primärvertex gefittete Spuren	6.8

Tabl. 9: *Spurselektionskriterien*

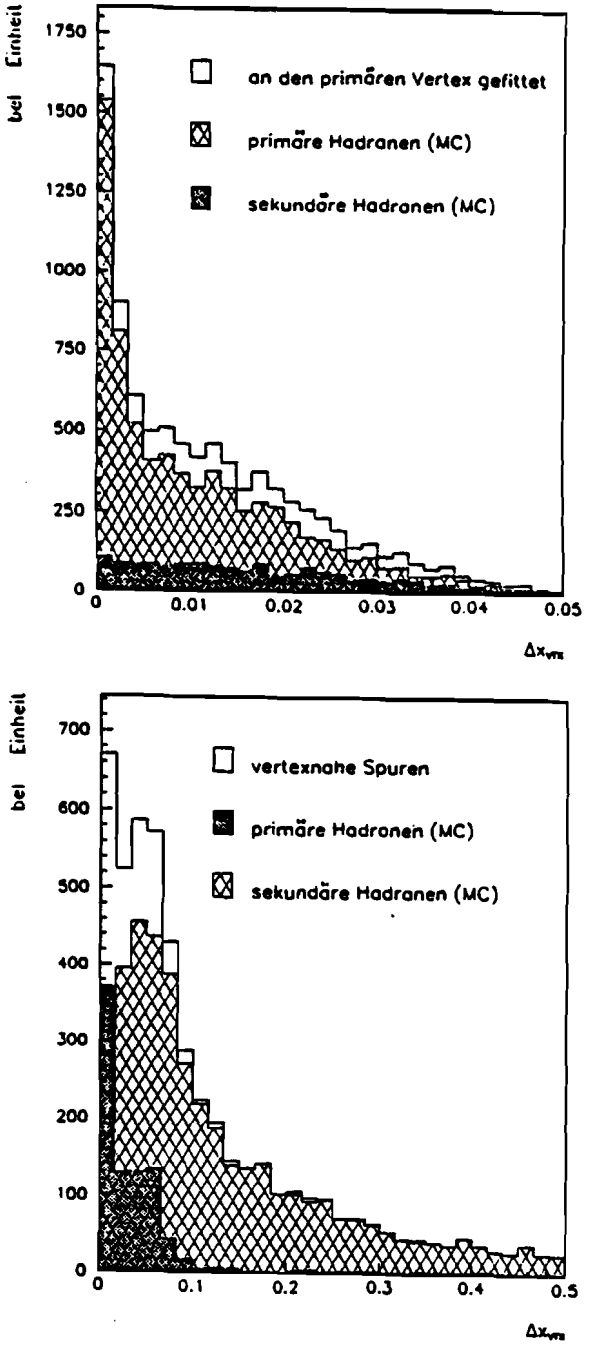


Abb. 43: *Verteilung des kürzesten Abstandes zum Primärvertex, Monte-Carlo, a) an den primären Vertex gefittete Spuren, b) Vertexnahe Spuren*

Primärvertex besonders aus, die getrennt für an den Vertex gefittete und vertexnahe Spuren in Abb. 43 dargestellt ist. Für jede Spurklasse sind zusätzlich die Beiträge gemäß des generierten Ursprungs wiedergegeben.

Legt man diese Einteilung aus der Vertexrekonstruktion zugrunde, so entstammen etwa 82% der gefitteten Spuren der primären Wechselwirkung, und im Mittel werden ca. 1.2 Spuren pro Ereignis dem primären Vertex zugeordnet, die laut generiertem Monte-Carlo zu einem Zerfallsvertex oder einer sekundären Wechselwirkung gehören. Dagegen gehen ungefähr 0.6 Spuren je Ereignis zugunsten rekonstruierten sekundären Wechselwirkungen oder Zerfallsvertizes verloren, die eigentlich der primären Wechselwirkung entstammen.

Weitere Schnitte auf den kürzesten Abstand sind nicht möglich, da die fälschlich zum rekonstruierten Primärvertex assoziierten Spuren aus Sekundärprozessen einen konstanten Untergrund darstellen. Ein ähnlicher Sachverhalt liegt auch bei den ursprünglich primären Spuren vor, die jedoch nach der Rekonstruktion lediglich vertexnahe verlaufen.

Untersuchungen zum Transversalimpuls p_t führen zu dem Schluß, daß überproportional große p_t-Werte mit großen Impulsfehlern $\frac{\Delta p}{p}$ der Streamerkammer-Spuren zusammenhängen, so daß ein Schnitt

$$\frac{\Delta p}{p} < 0.2$$

angebracht ist. Hierbei ist jedoch zu bemerken, daß dieser Schnitt die Untersuchungen im Transversalimpuls beeinflussen kann, so daß für diesen Themenkreis der Schnitt auf den Impulsfehler einer sorgfältigeren Studie bedarf.

7.4 Elektronkontamination

Die in den Daten enthaltenen Elektronen gehen durch Paarbildung aus Photonen hervor, die entweder aus π^0-Zerfällen oder aus der Müonbremsstrahlung stammen. Dabei können die Elektronen des letzteren Prozesses sehr hohe Energien erreichen und das Spektrum des Hadronenegiebruchteils deutlich verzerren. Durch das limitierte Auflösungsvermögen des Spektrometers werden einige der hauptsächlich im Bereich des Targets konvertierten Elektronen zum primären Vertex assoziiert. Da zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch keine Teilchenidentifikation über den gesamten Raumwinkel vorliegt, ist eine ereignisweise Identifikation des Elektronenuntergrundes nicht möglich.

Im Gegensatz zu den Bremsstrahlungsphotonen sind die Photonen aus den π^0-Zerfällen sowie deren Konversion in Elektronen in den für die Akzeptanzkorrektur verwendeten Monte-Carlo Ereignissen enthalten, so daß die Elektronkontamination aufgrund dieses Prozesses bereits bei der Akzeptanzkorrektur berücksichtigt ist.

In diesem Kapitel soll daher der Elektronuntergrund durch die Strahlungskorrekturen separat bestimmt werden. Es werden dabei zwei voneinander unabhängige Wege beschritten.

7.4.1 Kalorimeter-Methode

Es soll mit Hilfe des Kalorimeters überprüft werden, inwieweit die im Monte-Carlo enthaltenen Elektronen den Daten entsprechen - dabei kann jedoch nicht zwischen Elektronen aus Photonen der π^0-Zerfälle und Bremsstrahlungsphotonen unterschieden werden.

Um eine Signatur der Elektronen im Vergleich zu den Hadronen mit Hilfe des Kalorimeters zu definieren, werden identifizierte Elektronspuren aus Ereignissen der Müon-Elektron-Streuuung mit Pionspuren aus exklusiven ρ^0-Zerfällen verglichen /SCH89/. Dabei werden die im Kalorimeter rekonstruierten Energiekluster mit den auf das Kalorimeter projezierten Spuren assoziiert, falls der Abstand zwischen Klusterzentrum und projeziertem Auftreffpunkt kleiner als 0.06 m ist. Das wohl entscheindende Unterscheidungsmerkmal ist das Verhältnis zwischen der Energie eines rekonstruierten Kalorimeterklusters und dem Spurimpuls, welches für Elektronen größer als 0.6 anzusetzen ist (Abb. 44a,b).

Diesen so "identifizierten" Elektronen stehen im Monte-Carlo die Spuren gegenüber, die im Akzeptanzbereich des Kalorimeters liegen und gemäß der Spurkorrespondenz aus Photonkonversionen stammen.

Schon beim Vergleich der Anzahl der in den Daten und im Monte-Carlo auf diese Weise gefundenen Elektronen zeigte sich, daß in den Daten etwa 1.5 mal soviele Elektronen enthalten sind wie im Monte-Carlo. Dieser Unterschied läßt sich u. a. darauf zurückführen, daß das Verhältnis der rekonstruierten Klusterenergie zum Spurimpuls für Elektronen und Pionen größtenteils separiert, jedoch der Überlappbereich zu ausgedehnt ist (Abb. 44c).

Aus diesem Grund eignet sich die Kalorimeter-Methode zur Abschätzung des Elektronuntergrundes nicht.

7.4.2 Mathematische Abschätzung des Elektronuntergrundes

In diesem Abschnitt soll die Anzahl der Elektronen, die aus der Konversion der Bremsstrahlungsphotonen stammen und somit den nicht durch das Akzeptanz-Monte-Carlo korrigierbaren Untergrund bilden, abgeschätzt werden. Dabei werden lediglich die innerhalb des Targets erzeugten Konversionselektronen berücksichtigt.

Mit Hilfe des Programmpackets GAMRAD läßt sich berechnen, daß je nach

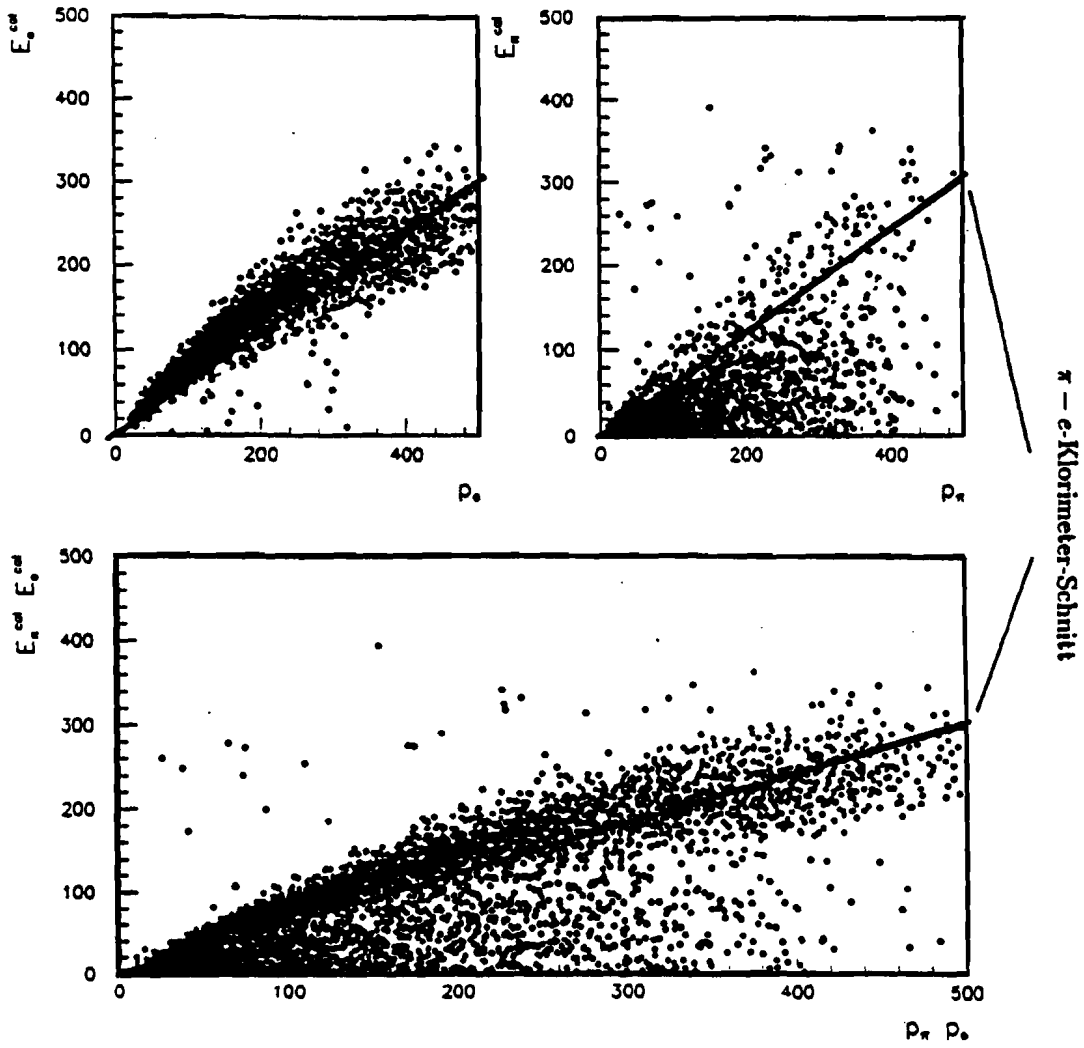


Abb. 44: *Energie rekonstruierter Kalorimeterkluster als Funktion des Spurimpulses für Elektronen und Pionen*

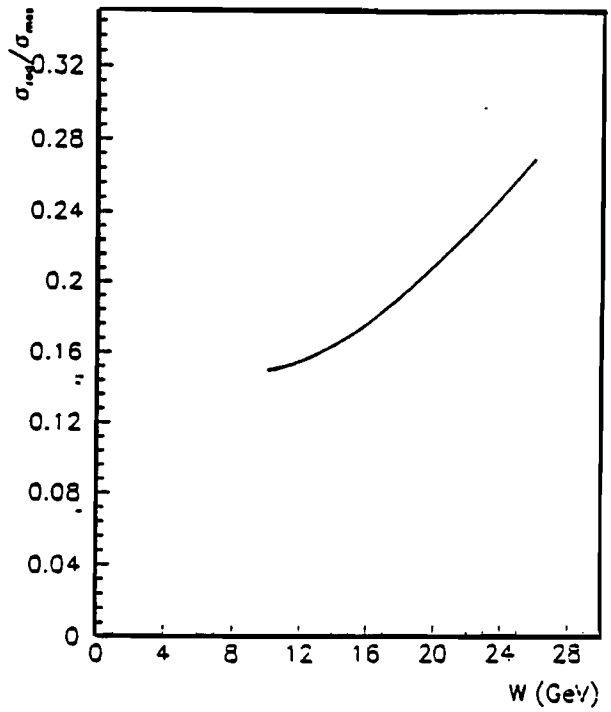


Abb. 45: *Anteil der Ereignisse mit Bremsstrahlung als Funktion der Schwerpunktenergie*

Schwerpunktenergie etwa zwichen 14% und 28% der Ereignisse ein Bremsstrahlungsphoton enthalten (Abb. 45), von denen etwa 5% innerhalb des Targets in Elektronen konvertieren. Dies kann durch folgende Rechnung veranschaulicht werden: Flüssiges Deuterium besitzt eine Strahlungslänge von 7.53 m, die sich für totalkonvertierende Photonen auf

$$\lambda_{rad} = \frac{9}{7}\lambda = 9.68\ m$$

erhöht /LEO87/. Da die Anzahl der nichtkonvertierenden Photonen einer Exponentialfunktion genügt

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{-z}{\lambda}}$$

konvertieren gerade 5% der Photonen unter der Voraussetzung, daß die Photonen entlang des 1 m langen Targets gleichmäßig erzeugt werden. Somit liegt der Anteil der Elektronen, die aus Bremsstrahlungsphotonen stammen, zwischen 0.01 und 0.03 Elektronen pro Ereignis.

Vergleichbare Ergebnisse stellen sich ein, falls auch die Strahlungskorrekturen mit in das Monte-Carlo einbezogen werden. Nach der vollen Simulation des Spektrometers liegt die Anzahl der innerhalb des Targets konvertierten Elektronen zwischen 0.01 und 0.035 Elektronen pro Ereignis und deckt sich damit mit den berechneten Erwartungen.

Von daher spielen die aus den Bremsstrahlungsphotonen erzeugten Konversionselektronen für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Aspekte keine Rolle und

können vernachlässigt werden.

8 Multiplizität geladener Hadronen

8.1 Korrekturmethode und systematische Fehler

Die aufgrund der limitierten Akzeptanz des Spektrometers gegebenen und durch die Rekonstruktion zusätzlich eingebrachten Spurverluste lassen sich auf der Basis der Monte-Carlo-Ereignisse für jedes einzelne Energieintervall durch eine zweidimensionale Matrix C parametrisieren. Sie verbindet die nach der Rekonstruktion ermittelte Ereignismultiplizität N_r mit der generierten Multiplizität N_g:

$$C = C(N_g, N_r) = \frac{n(N_g, N_r)}{m(N_r)}.$$

Hierbei gibt $n(N_g, N_r)$ die Anzahl der Ereignisse an, bei denen N_g Spuren generiert und N_r Spuren rekonstruiert wurden, und $m(N_r)$ ist die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse mit N_r rekonstruierten Spuren. Die akzeptanzkorrigierte Multiplizitätsverteilung n^a_{cor} ergibt sich dann aus der im Experiment gemessenen n_{ex} zu:

$$n^a_{cor} = C(N_g, N_r)\, n_{ex}.$$

Weitere Korrekturen, die sich aus der Triggerakzeptanz und den Strahlungskorrekturen ergeben, berücksichtigt ein zusätzlicher Faktor $B(N_g)$, so daß die total korrigierte Multiplizitätsverteilung lautet:

$$n_{cor} = B(N_g)C(N_g, N_r)\, n_{ex}.$$

Diese Methode der "zweidimensionalen" Akzeptanzkorrektur - im weiteren kurz Matrix-Methode genannt - ist insbesondere dann anzuwenden, wenn aufgrund der Ladungserhaltung im Endzustand lediglich gerade oder ungerade Multiplizitäten auftreten. Liegen diese Einschränkungen nicht vor, so kann die gemessene Multiplizitätsverteilung auch direkt korrigiert werden:

$$n_{cor} = \frac{n_g}{n_r}\, n_{ex},$$

wobei n_g die im Monte-Carlo generierte und n_r die rekonstruierte Multiplizitätsverteilungen angeben. Der Vorteil in diesem Verfahren liegt darin, daß sich alle zu korrigierenden Effekte - das sind geometrische Akzeptanzverluste, Triggerineffizienzen, Strahlungkorrekturen - in einem Korrekturfaktor bzw. -vektor vereinigen lassen. Dagegen ermöglicht die Matrix-Methode eine exaktere Darstellung der Akzeptanzverluste vor allem im Bereich kleiner Akzeptanzen, in dem der durch die "eindimensionale" Korrektur eingebrachte Fehler dominiert.

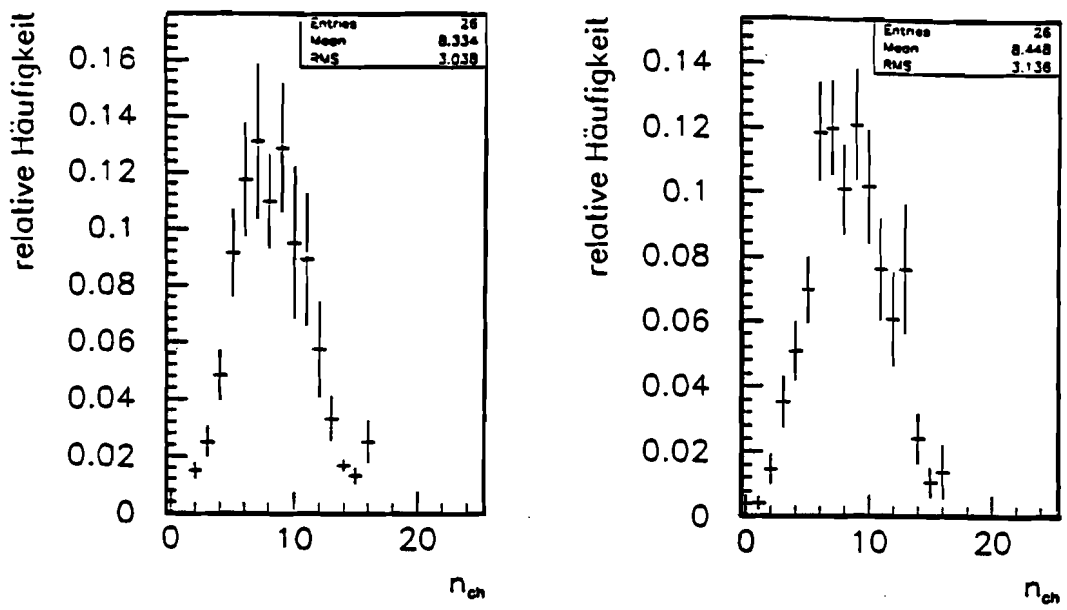


Abb. 46: *Exemplarischer Vergleich der Multiplizitätsverteilungen a) Korrektur durch Matrix-Methode b) "eindimensionale" Korrektur*

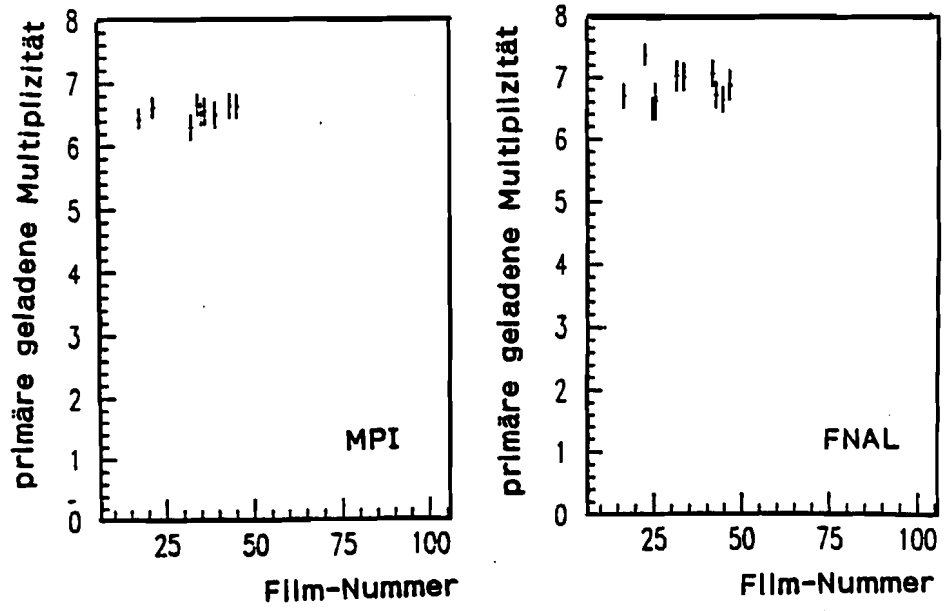


Abb. 47: *Unkorrigierte mittlere geladene Multiplizität als Funktion der Filmnummer*

Der durch die Akzeptanzkorrektur bedingte systematische Fehler läßt sich nun abschätzen, indem man die Resultate der zwei Korrekturmethoden miteinander vergleicht. So sind in Abb. 46 exemplarisch die korrigierte Multiplizitätsverteilung im Bereich $12 < W < 14$ sowie die entsprechenden Mittelwerte und Varianzen für beide Korrekturmethoden angegeben. Der systematische Fehler ist kleiner als 3%.

Da die zweidimensionale Matrix eine bessere Parametrisierung der Akzeptanzverluste erlaubt, soll diese Methode für die folgenden Untersuchungen zugrundegelegt werden.

Der Fehler der korrigierten Multiplizitätsverteilung ergibt sich aus den statistischen Fehlern der Matrixelemente und den Fehlern der unkorrigierten Verteilung. Um eine Fehlerrechnung überhaupt durchführen zu können, werden in jedem Matrixelement mindestens drei Einträge gefordert. Der durch diese Forderung eingebrachte systematische Fehler liegt ebenfalls in der Größenordnung von unter 3%.

Der dominante Anteil des systematischen Fehlers resultiert aus der optischen Vermessung der Streamerkammer-Bilder. So differieren die unkorrigierten mittleren geladenen Ereignismultiplizitäten der in den einzelnen Labors (FNAL, MPI) vermessenen Datensätze nach der Vertexrekonstruktion um etwa 0.5 Spuren pro Ereignis (Abb. 47). Diese Unterschiede sind begründet in der höheren Spurwahrscheinlichkeit und dem kleineren Meßfehler (RMS) der Streamerkammerspuren für die am FNAL vermessenen Ereignisse. Der sich hieraus ergebende systematische Fehler liegt je nach Schwerpunktenergie zwischen 6 und 9 %.

Insgesamt beträgt der systematische Fehler zwischen 7% und 10%.

8.2 Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität

Die Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität ist in vielen unterschiedlichen Experimenten ermittelt worden. So ergab sich im Rahmen des Experiments NA9 der EMC /EMC85/ ein linearer Anstieg der mittleren geladenen Multiplizität mit $ln\ W^2$. Dagegen muß in e^+e^--Annihilationsexperimenten (z. B. /TAS89/) sowie pp und $p\bar{p}$-Reaktionen (z. B. /UA583/) zusätzlich ein quadratischer Term $ln^2\ W^2$ berücksichtigt werden, der im direkten Zusammenhang mit der vermehrten Abstrahlung von Gluonen zu sehen ist.

Zur Messung der Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität wird für die E665-Daten die Multiplizitätsverteilung in 8 Energieintervallen bestimmt (Tabl. 10). Eine durchgängige Breite der einzelnen Energiebereiche von $\Delta\ W = 2\ GeV$ ist nicht realisierbar, da die Statistik durch die abfallende W-Verteilung mit wachsendem W zu stark abnimmt. Dieses Verhalten verstärkt sich zusätzlich durch den Schnitt im normalisierten Energieübertrag $y < 0.85$. Es ist daher zu beachten,

W in GeV	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-22	22-26	26-30
$< W >$ in GeV	9.3	11.	13.	15.	17.	20.	23.9	27.4
Anzahl der Ereignisse	355	614	546	549	454	898	799	345

Tabl. 10: *Ereignisraten in den einzelnen Energieintervallen*

	$8 < W < 10$	$10 < W < 12$	$12 < W < 14$	$14 < W < 16$
$< n_{ch} >$	5.5±0.1	5.9±0.08	6.6±0.1	7.3±0.1
D	2.1±0.4	2.0±0.3	2.5±0.4	2.6±0.4
$< n_f >$	3.22±0.07	3.27±0.06	3.65±0.07	4.15±0.07
$< n_b >$	2.56±0.07	2.63±0.06	2.86±0.06	3.09±-0.07
	$16 < W < 18$	$18 < W < 22$	$22 < W < 26$	$26 < W < 30$
$< n_{ch} >$	7.4±0.1	8.3±0.1	9.0±0.1	8.9±0.2
D	2.7±0.5	3.0±0.4	3.5±0.5	3.4±0.7
$< n_f >$	4.16±0.07	4.59±0.06	4.80±0.07	4.65±0.1
$< n_b >$	3.27±0.09	3.86±0.07	4.04±0.08	4.04±0.1

Tabl. 11: *Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität im gesamten Phasenraum, sowie getrennt nach den beiden Hemisphären*

daß - durch diese Einteilung der Energieintervalle - ein schwacher aber stärker als linearer Anstieg von $< n_{ch} >$ mit $ln\ W^2$ durchaus unterdrückt sein kann.

Die Abhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität $< n_{ch} >$ von der Schwerpunktenergie W^2 (Tabl. 11) - dabei ist $< n_{ch} >$ das arithmetische Mittel der korrigierten Multiplizitätsverteilungen in den verschiedenen Energieintervallen - ist in Abb. 48 zu sehen. Es stellt sich zwar der erwartete Anstieg mit der Schwerpunktenergie ein, jedoch ist ein Anwachsen der mittleren geladenen Multiplizität stärker als linear mit $ln\ W^2$ nicht offensichtlich. Dies ist das Ergebnis der χ^2-Anpassung einer Parabel an die Daten im Vergleich zu einem Geradenansatz (Tabl. 12).

Die Dispersion $D^2 =< n_{ch}^2 > - < n_{ch} >^2$ sowie der Quotienten $< n_{ch} > /D$ sind in Abb. 49 als Funktion von $ln\ W^2$ aufgetragen (s. a. Tabl. 11). Dabei steigt D linear mit $ln\ W^2$ an - $D = a + b\ lnW^2$, mit $a = -1.3 \pm 1.2$ und $b = 0.7 \pm 0.2$ -, und $< n_{ch} > /D$ ist im Rahmen der statistischen Fehler energieunabhängig. Auf die Bedeutung dieser Tatsache wird in Kapitel 8.3 näher eingegangen.

In Abb. 50 ist die Energieabhängigkeit von $< n_{ch} >$ mit den Vorhersagen des Lundmodells sowohl für die Beschreibung mit Hilfe der QCD-Matrixelemente als auch für den Partonschaueransatz wiedergegeben. In beiden Fällen sind lineare und

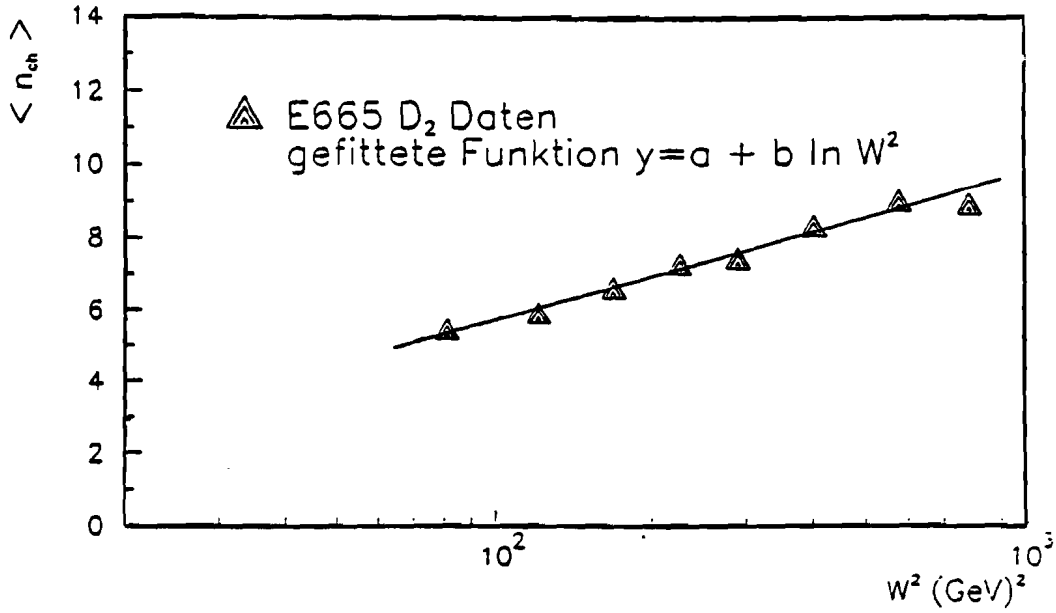


Abb. 48: ***Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität***

	Funktion	a	b	c	χ^2 / NDF
Daten	a + b lnW + c ln^2W	-5.7 +/- 0.3	2.9 +/- 0.1	-0.1 +/- 0.1	2.7 6
Daten	a + b lnW	-2.8 +/- 0.3	1.84 +/- 0.06		2.4 6
Lund ME	a + b lnW + c ln^2W	7.0 +/- 0.2	-1.96 +/- 0.07	0.366 +/- 0.007	2.1 6
Lund ME	a + b lnW	-3.6 +/-0.2	2.01 +/- 0.04		6.3 6
Lund PS	a + b lnW + c ln^2W	7.00 +/- 0.08	-1.71 +/- 0.03	0.320 +/- 0.003	5.3 8
Lund PS	a + b lnW	-1.8 +/- 0.4	1.68 +/- 0.08		8.0 6

Tabl. 12: ***Ergebnisse der χ^2-Anpassung an die mittlere geladene Multiplizität***

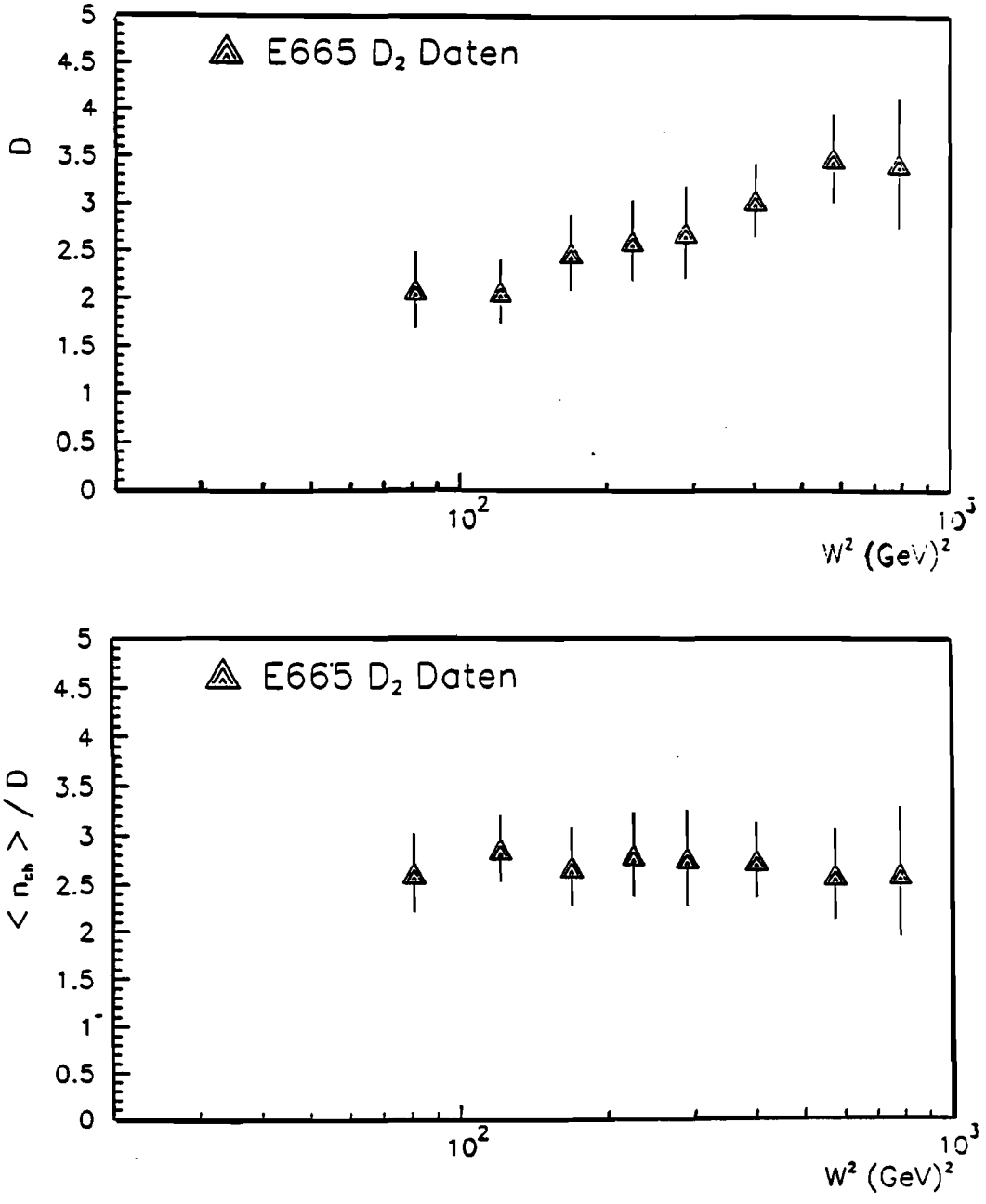
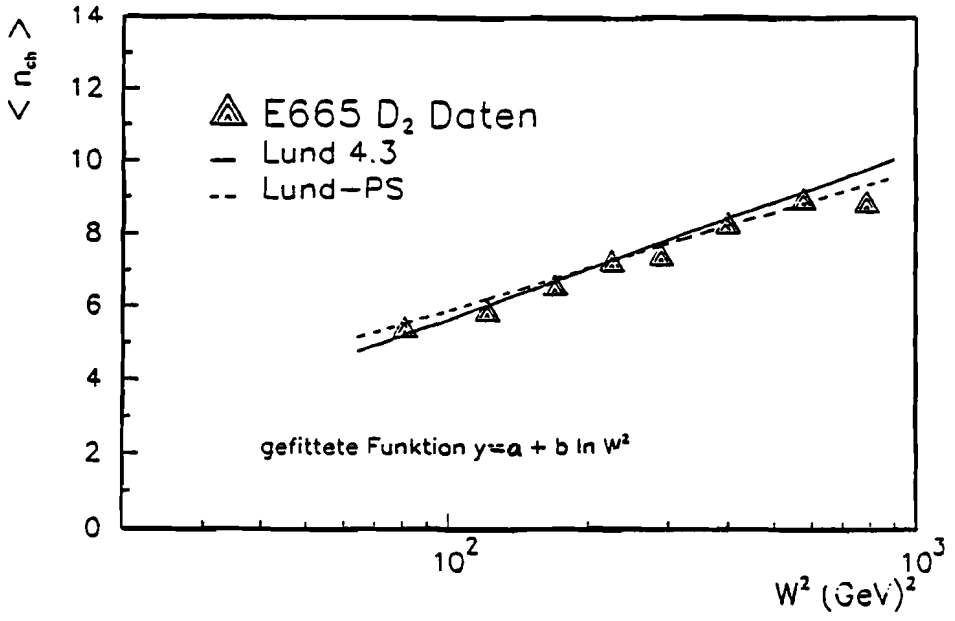


Abb. 49: ***Dispersion D und das Verhältnis $< n_{ch} > /D$ als Funktion von W***



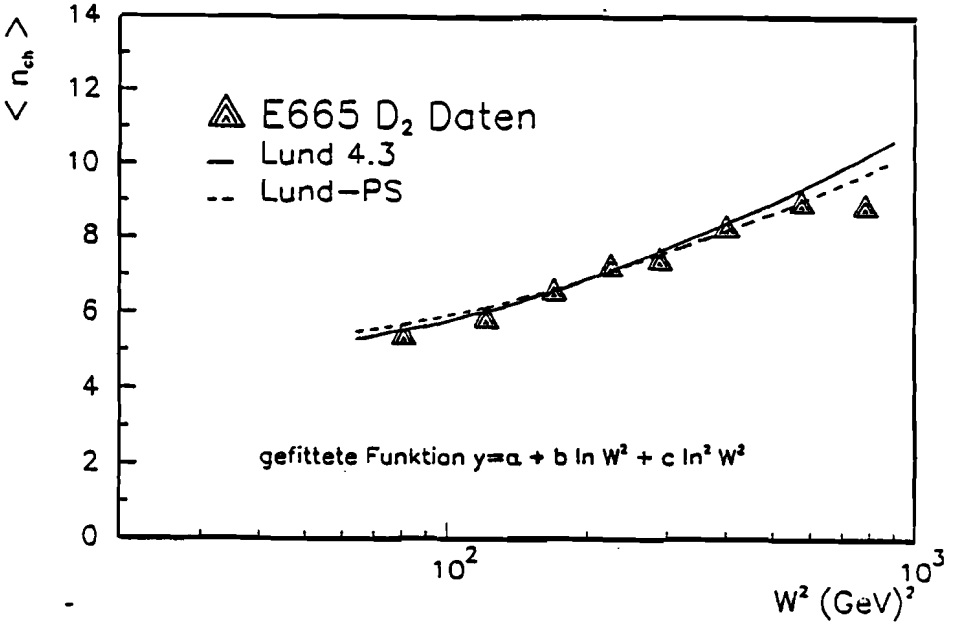


Abb. 50: *Vergleich von* $< n_{ch} >$ *mit der Vorhersage des Lundmodells*

gefittete Funktion $a + b\, lnW^2$			
	a	b	χ^2 / NDF
$< n_{ch} >$	-2.8 +/- 0.3	1.84 +/- 0.06	2.4 / 6
$< n_f >$	-0.7 +/- 0.2	0.87 +/- 0.04	5.3 / 6
$< n_b >$	-1.3 +/- 0.2	0.83 +/- 0.04	3.8 / 6

Tabl. 13: *Ergebnisse der χ^2-Anpassung an die mittlere geladene Multiplizität in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung*

quadratische Abhängigkeiten gefittet worden. Wie aus Tabl. 12 abzulesen ist, sind beide Funktionsansätze für die Lundvorhersagen - unabhängig vom zugrundeliegenden Modell - innerhalb der Fehler verträglich.

Die Energieabhängigkeiten der mittleren geladenen Multiplizität, getrennt nach den beiden Hemisphären - Vorwärts- und Rückwärtsrichtung werden durch positive bzw. negative x_f-Werte festgelegt, wobei zur Berechnung von x_f jeweils die Pionmasse zugrundegelegt wird -, sind in Abb. 51 zu sehen. Deutlich ist auch hier der lineare Anstieg mit der Schwerpunktenergie zu erkennen. Die ebenfalls eingezeichneten Linien sind die Ergebnisse der jeweiligen Geradenanpassungen (Tabl. 13). Im Gegensatz zu der Vorwärtsrichtung ergibt sich im Rückwärtsbereich eine systematisch kleinere mittlere geladenen Multiplizität, dagegen sind die Steigungen der beiden Geraden nahezu identisch. Die systematische Verschiebung der Energieabhängigkeiten ist ein Hinweis auf unterschiedliche Fragmentationsfunktionen für Quarks und Di-Quarks. Diese Hypothese erhärtet sich weiter, wenn die Energieabhängigkeit von $< n_{ch} >$ mit den Resultaten der e^+e^- /SIE82/ und der *pp*-Streuung /BRO77/ sowie den Ergebnissen der früheren EMC-Messung /EMC85/ verglichen werden (Abb. 52). Hierbei zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der EMC-Messung und den Daten dieses Experiments, auch wenn die letzteren eine stärkere Steigung der Energieabhängigkeit aufweisen. Im Vergleich zu den Messungen der anderen Reaktionstypen ist die mittlere geladene Multiplizität in der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Wechselwirkung eher mit den gemessenen Multiplizitäten in der *pp*-Streuung vergleichbar als mit den e^+e^--Daten (Abb. 52a).

Vergleicht man jedoch die zweifache Vorwärtsmultiplizität (Abb. 52b), was den Gegebenheiten in der e^+e^--Annihilation näher kommt - der Ausgangspunkt ist im wesentlichen ein Quark-Antiquark-Paar -, so ergibt sich genau der umgekehrte Fall. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf die unterschiedliche Natur der Fragmentationsfunktionen für Quarks und Di-Quarks. Der sich in dieser Darstellung in den E665-Daten einstellende Abfall im Bereich hoher W deutet auf Probleme in der Korrektur der Verluste im Vorwärtsspektrometer hin. Hier ist insbesondere auf die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Proportional- und Driftkammern zu

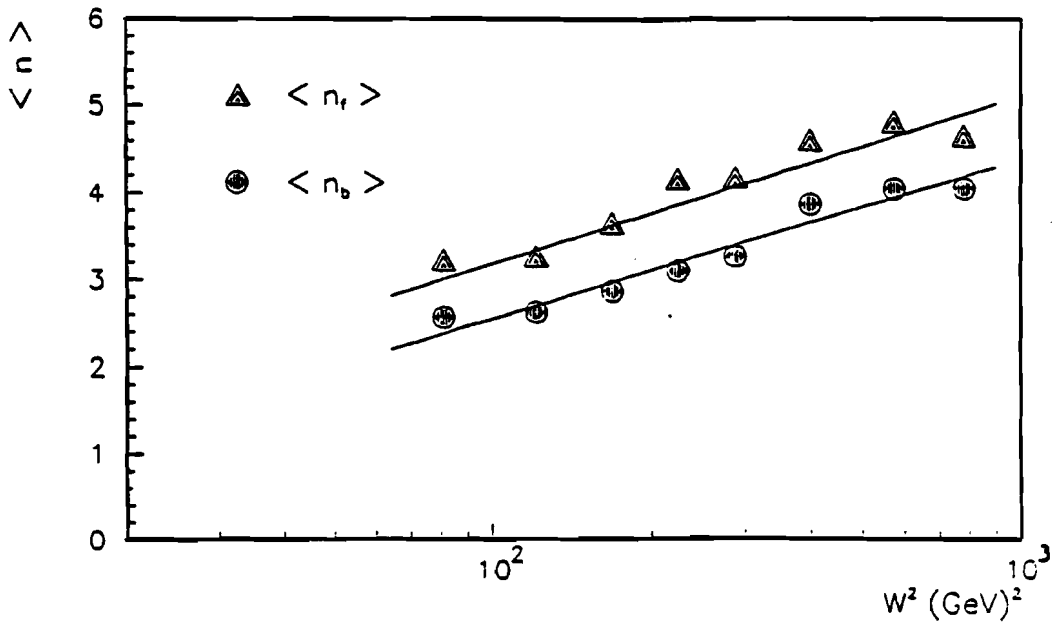
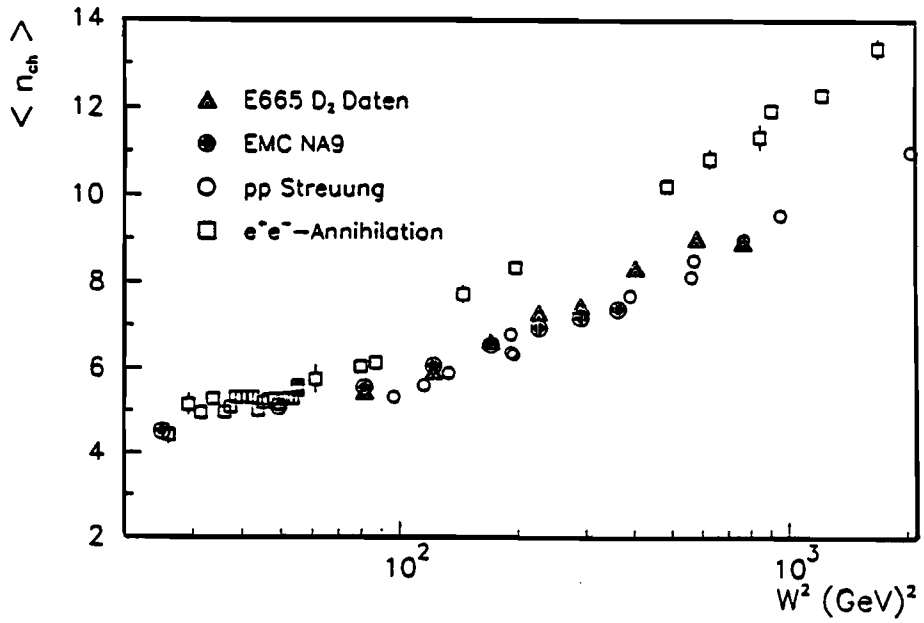


Abb. 51: *Energieabhängigkeit der mittleren galadenen Vorwärts- ($< n_f >$) und Rückwärtsmultiplizität ($< n_b >$)*



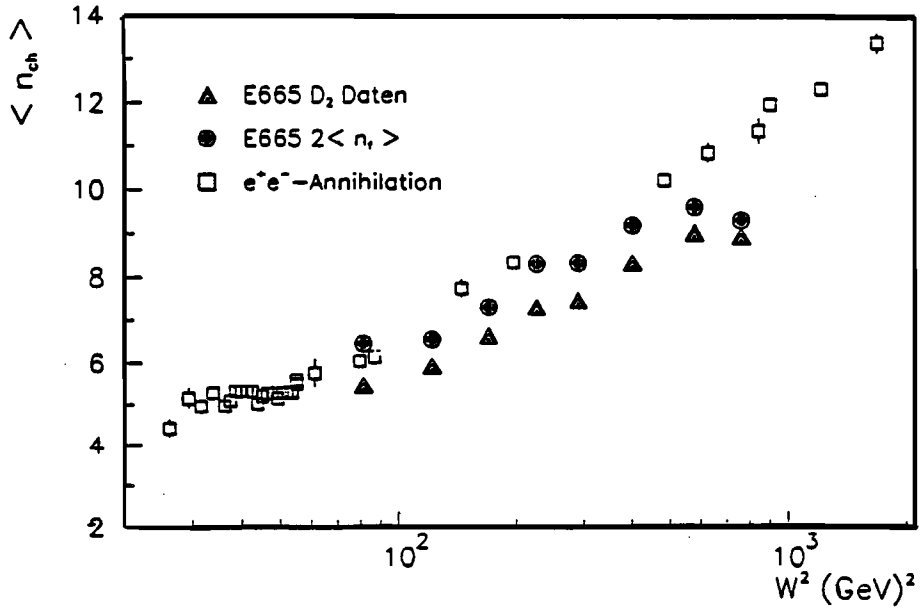


Abb. 52: *Vergleich der Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität mit den Ergebnissen der EMC, pp-Streuung und der e^+e^--Annihilation*

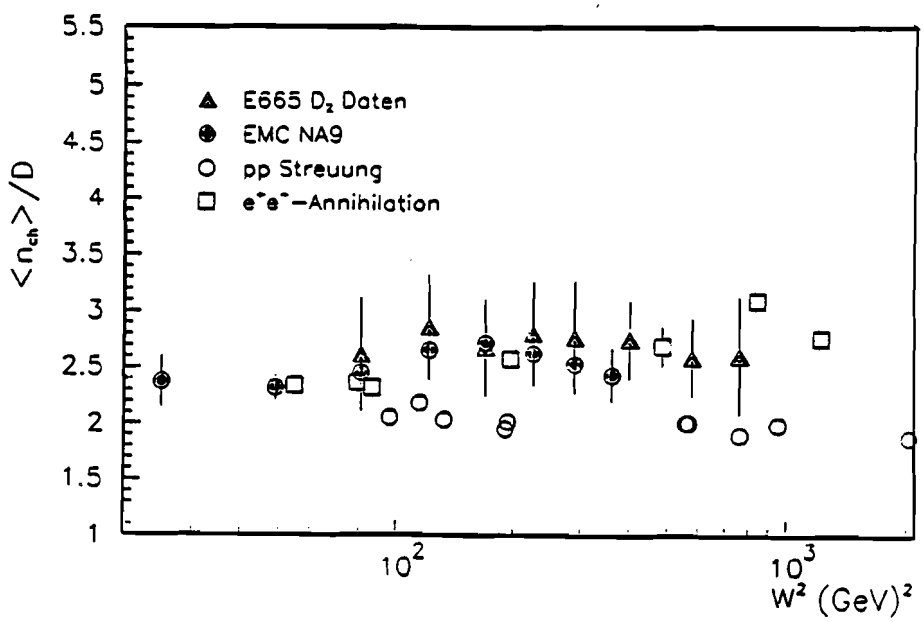


Abb. 53: *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion im Vergleich der verschiedenen Experimente*

verweisen.

Auch im Quotienten $< n_{ch} > /D$ zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Reaktionstypen (Abb. 53).. Jedoch tritt die bereits gezeigte unterschiedliche Natur der Fragmentationsfunktionen für Quarks und Di-Quarks ebenfalls deutlich zu Tage, wenn dieses Verhältnis getrennt für die Vorwärts- und die Rückwärtsmultiplizität aufgetragen wird (Abb. 54, Abb. 55). In der Vorwärtsrichtung ist $< n_f > /D$ innerhalb der statistischen Fehler verträglich sowohl mit den e^+e^-- als auch den *pp*-Streudaten. Dagegen weicht der Quotient $< n_b > /D$ in der Rückwärtsrichtung deutlich zugunsten der *pp*-Daten von den Messungen der Elektron-Positron-Annihilation ab. Jedoch zeichnen sich im Vergleich zu den NA9 Daten Unterschiede insbesondere in der Vorwärtsrichtung ab (Abb. 56). So steigt $< n_f > /D$ für die NA9 Daten im unteren Energiebereich mit der Energie an und nähert sich der E665-Messung. Dagegen ist das Verhältnis $< n_b > /D$ für beide Messungen unabhängig von der Energie, jedoch liegen die NA9 Daten systematisch niedriger. Inwieweit dies lediglich ein Effekt der Korrekturmethode ist, kann im Rahmen dieser Statistik nicht entschieden werden, so erfolgten für die die NA9 Daten die Akzeptanzkorrekturen in den beiden Hemisphären dirket aus den Verhältnissen der im Monte-Carlo generierten und rekonstruierten Vorwärts- bzw. Rückwärtsmultiplizitätsverteilungen im Gegensatz zur Ereignismultiplizität im gesamten Phasenraum, die mittels der Matrixmethode korrigiert wurde.

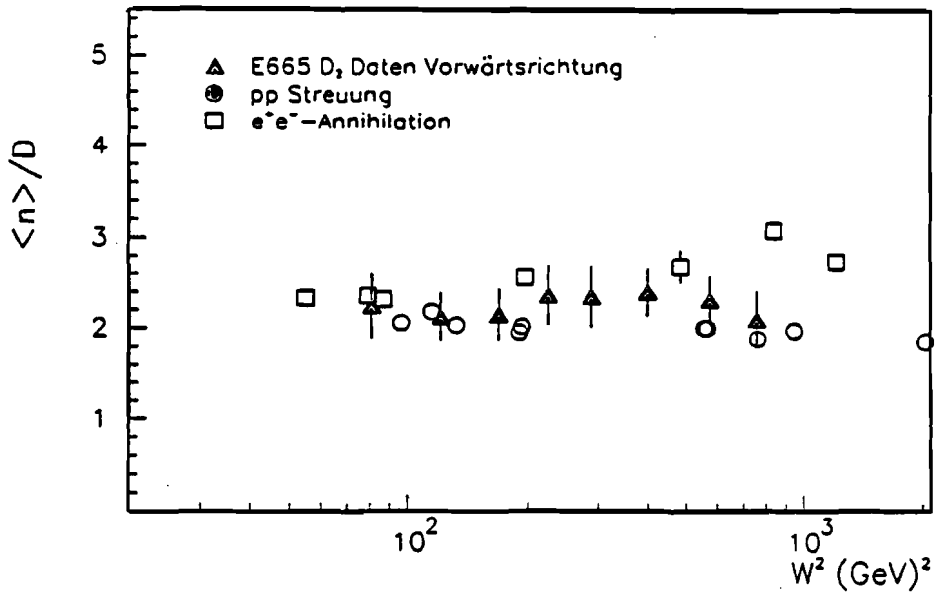


Abb. 54: *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion in Vorwärtsrichtung im Vergleich zu e^+e^-- und pp- Experimenten*

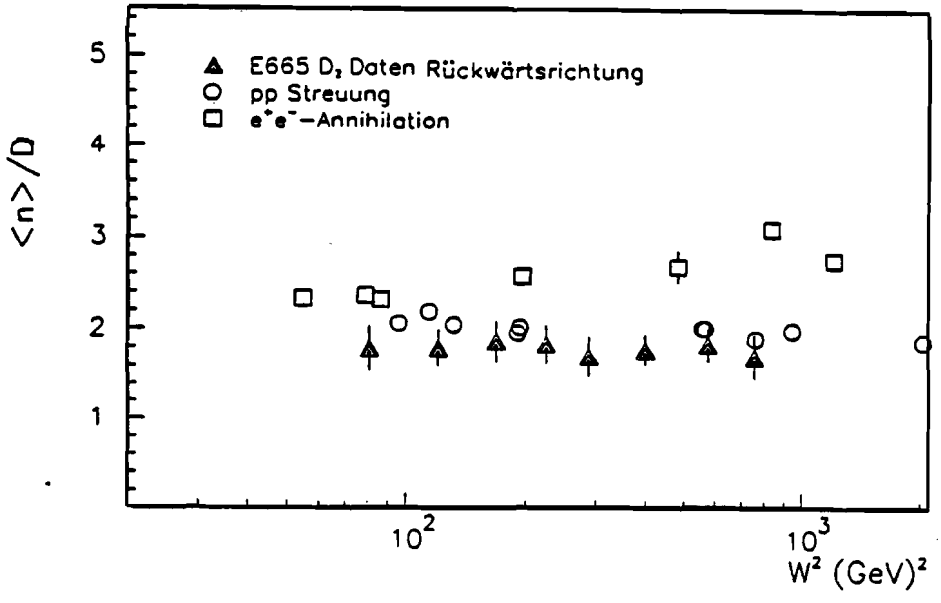


Abb. 55: *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion in Rückwärtsrichtung im Vergleich zu e^+e^-- und pp- Experimenten*

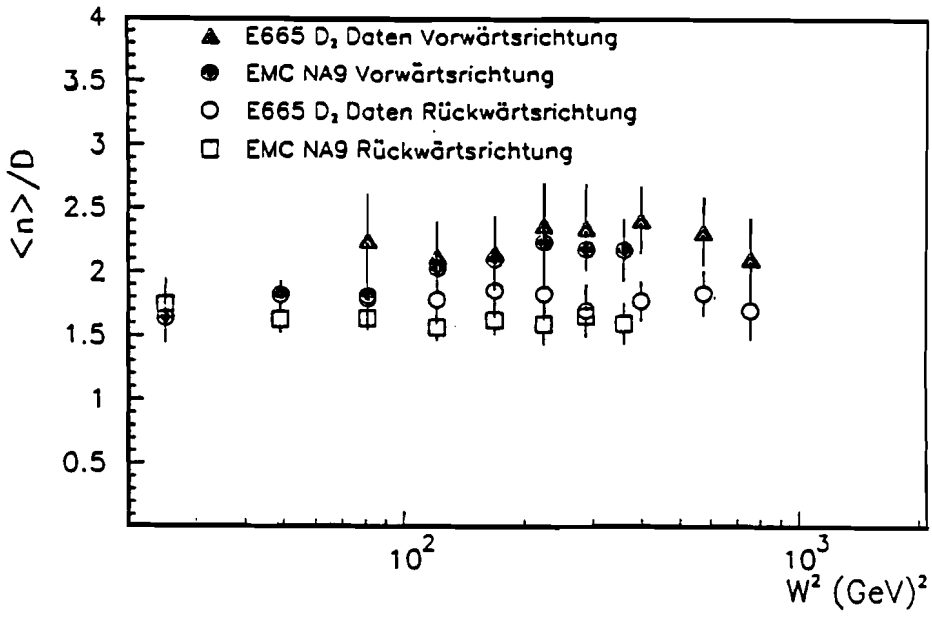


Abb. 56: *Verhältnis aus der mittleren Multiplizität und der Dispersion im Vergleich zu NA9*

8.2.1 Energieabhängigkeit der Hadronvariablen x_f

Beim Studium der Hadronvariablen x_f ist zu beachten, daß es sich bei dieser Variablen um eine um $x_f = 0$ unsymmetrische Verteilung mit steil abfallenden Flanken handelt - in Vorwärtsrichtung, d. h. $x_f > 0$, liegt sogar ein exponentieller Abfall vor. Die unsymmetrische Form ist insbesondere auf den Beitrag der Protonen zurückzuführen, die den überwiegenden Anteil bei extrem negativen x_f ausmachen (Abb. 57). Von daher ist die Kenntnis der Teilchenmassen von entscheidender Bedeutung. Aufgrund der z. Zt. fehlenden Teilchenidentifikation wird zur Berechnung von x_f in erster Näherung die Pionmasse herangezogen. Dies hat jedoch den Nachteil, daß die Akzeptanz bereits für $x_f < -0.4$ sehr stark abfällt. Da die Protonen jedoch einen definierten x_f- Bereich einnehmen, ist eine indirekte Identifikation aufgrund der Kinematik möglich /EMC84/. Hierbei wird den positiv geladenen Teilchen, deren x_f-Werte unter der Annahme der Pionmasse kleiner als -0.2 beträgt, genau dann die Protonmasse zugeordnet, falls x_f unter Verwendung der Protonmasse gößer als -0.9 ist - diese Methode ordnete im Experiment NA9 der EMC über den gesamten x_f-Bereich mehr als 75% der Teilchen die korrekte Masse zu. Dieses Vorgehen bewirkt eine signifikante Verbesserung der Akzeptanzkurve in der Rückwärtsrichtung.

Abb. 58 zeigt die x_f-Verteilung aller Hadronen in vier Schwerpunktenergiebereichen. Dabei tritt deutlich die höhere differentielle Multiplizität im Rückwärtsbereich $x_f < -0.4$ im Vergleich zur entsprechenden Vorwärtsrichtung zu Tage. Diese Erhöhung ist - wie erwartet - in den Protonbeiträgen begründet, was sich auch im

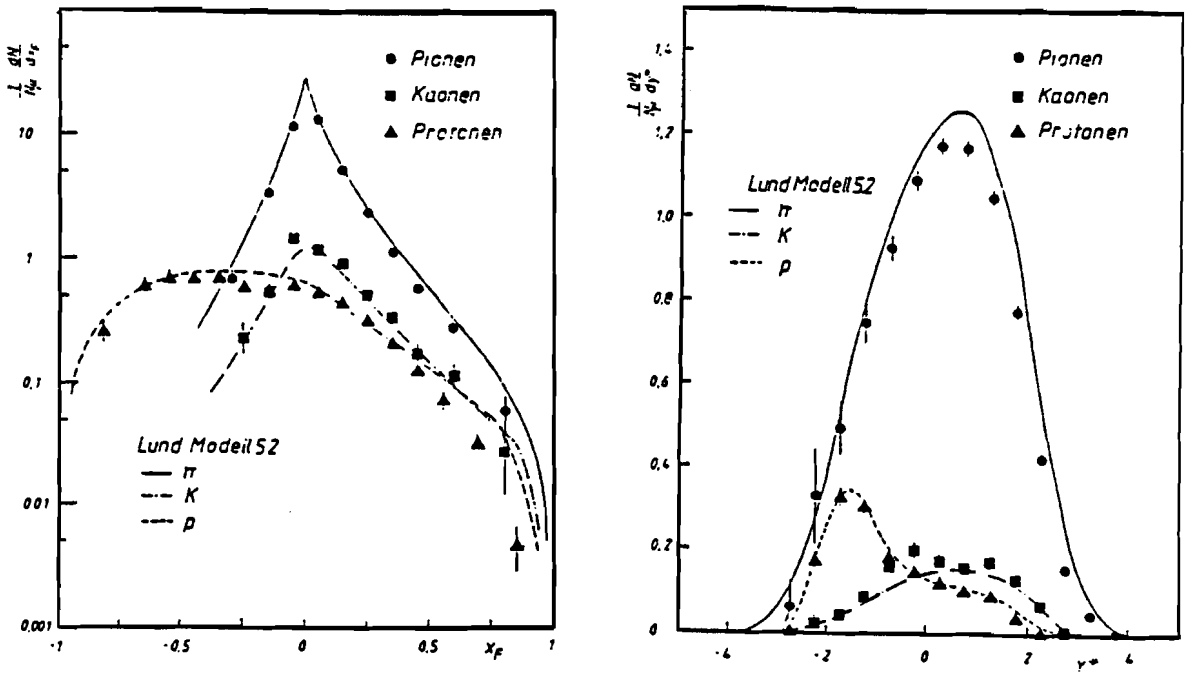


Abb. 57: *Normalisierte x_f und y^*-Verteilung identifizierter Hadronen im Experiment NA9 /BRU84/*

Vergleich der entsprechenden Verteilungen, getrennt nach der Teilchenladung zeigt (Abb 59-60); so verschwindet die unsymmetrische Form fast vollständig für die negativen Hadronen. Andererseits liegt das zentrale x_f-Intervall ($0.0 < x_f < 0.1$) in Vorwärtsrichtung systematisch höher als das vergleichbare Intervall bei negativem x_f, was sich in einer höheren Vorwärtsmultiplizität äußert und bereits im vorigen Kapitel gezeigt wurde.

Aus dem Vergleich der x_f-Verteilungen für positive und negative Teilchen in Vorwärtsrichtung läßt sich im Rahmen der statistischen Fehler kein unterschiedliches Verhalten der beiden Teilchenklassen ableiten. Da die Hadronen in diesem x_f-Bereich aus der Stromfragmentierung stammen - d. i. die Fragmentierung des angestoßenen Quarks - ist der Grund hierfür in der gegebenen Müonkinematik dieses Experiments zu suchen. So koppelt das virtuelle Photon hauptsächlich an Seequarks (s. a. /EMC84/), deren Verteilungen sich für Protonen und Neutronen nicht unterscheiden, d. h. die innere Struktur der Nukleonen kann in diesem Experiment nicht unterschieden werden - s. hierzu auch /AID90/.

Die Energieabhängigkeit der x_f-Verteilung läßt sich am einfachsten illustrieren, indem jedes x_f-Intervall getrennt gegen die Energie aufgetragen wird. Diese Darstellungsweise (Abb. 61) verdeutlicht, daß das Anwachsen der Ereignismultiplizität im wesentlichen auf einen Zuwachs der differentiellen Multiplizität in den beiden zentralen x_f- Intervallen zurückzuführen ist, was sich auch bereits in den EMC-

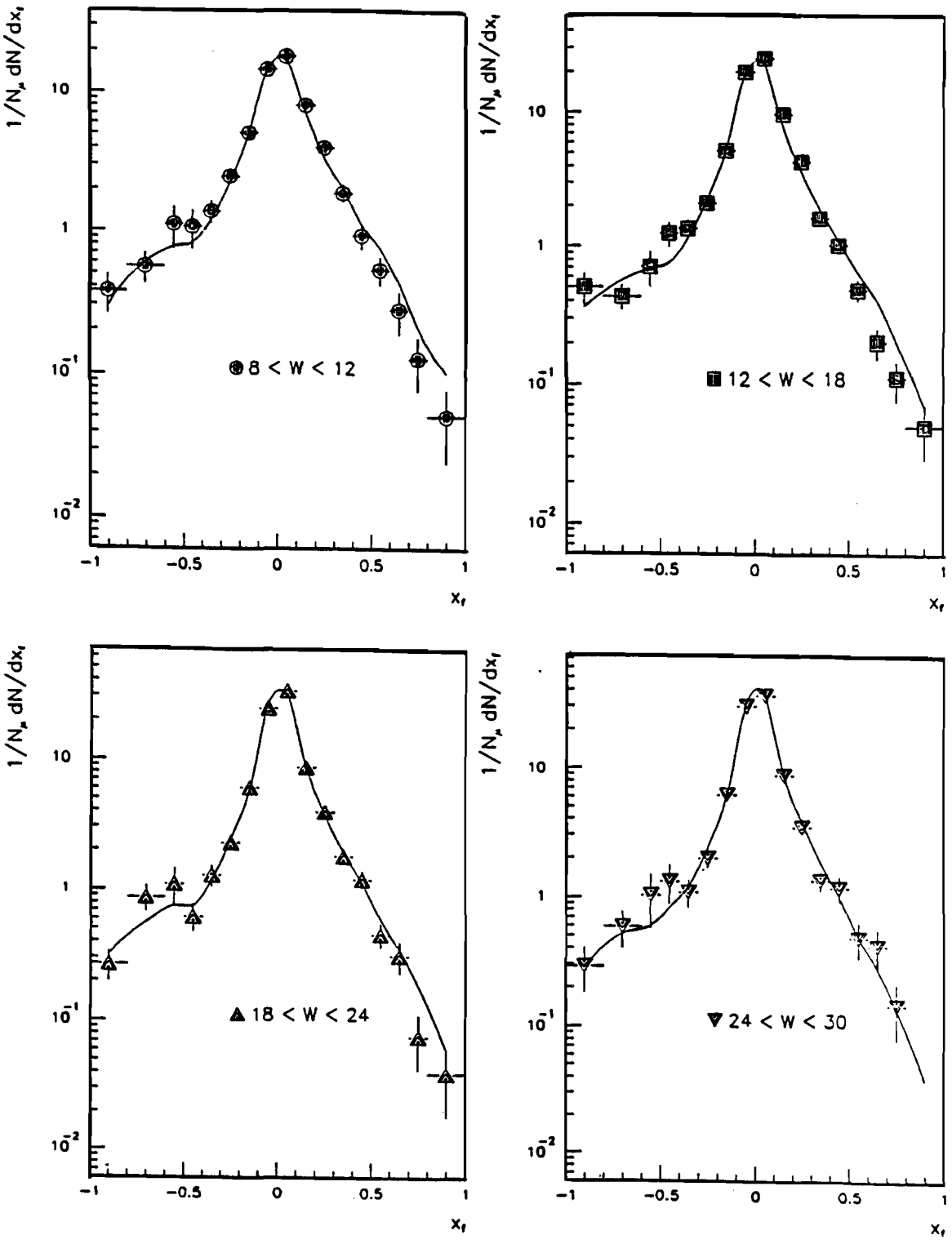


Abb. 58: *Normalisierte x_f-Verteilung aller Hadronen*

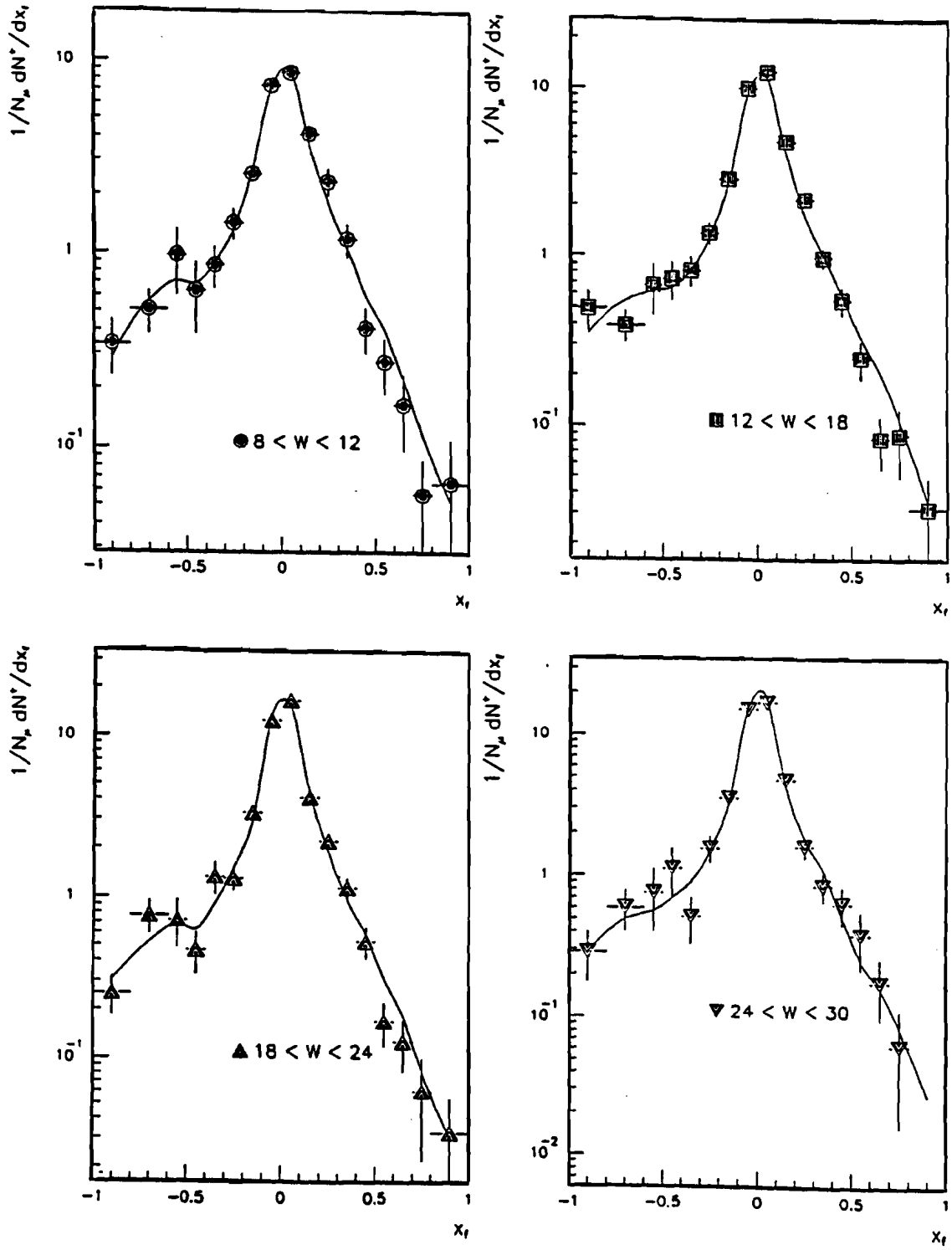


Abb. 59: *Normalisierte x_f-Verteilung positiv geladener Hadronen*

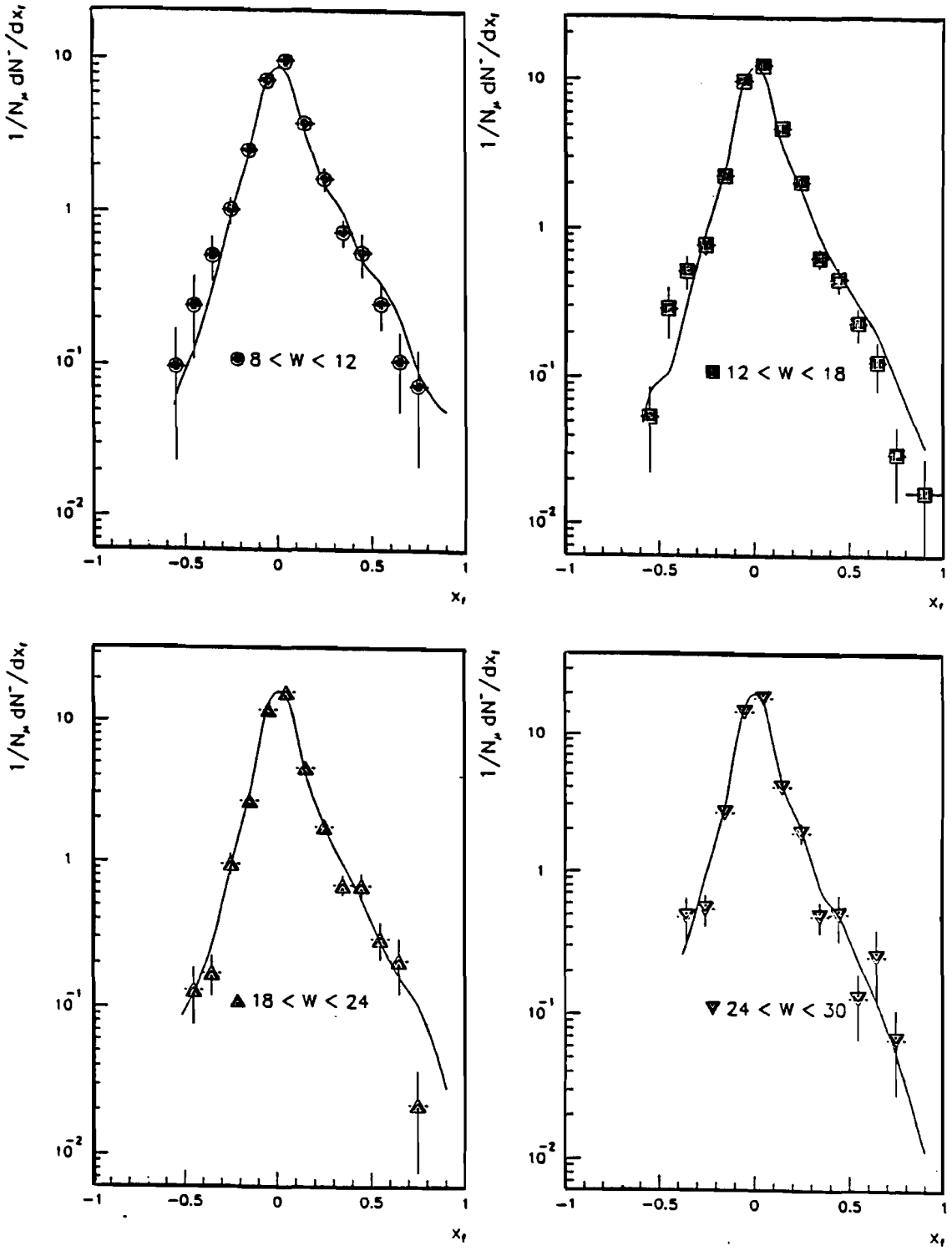


Abb. 60: *Normalisierte x_f-Verteilung negativ geladener Hadronen*

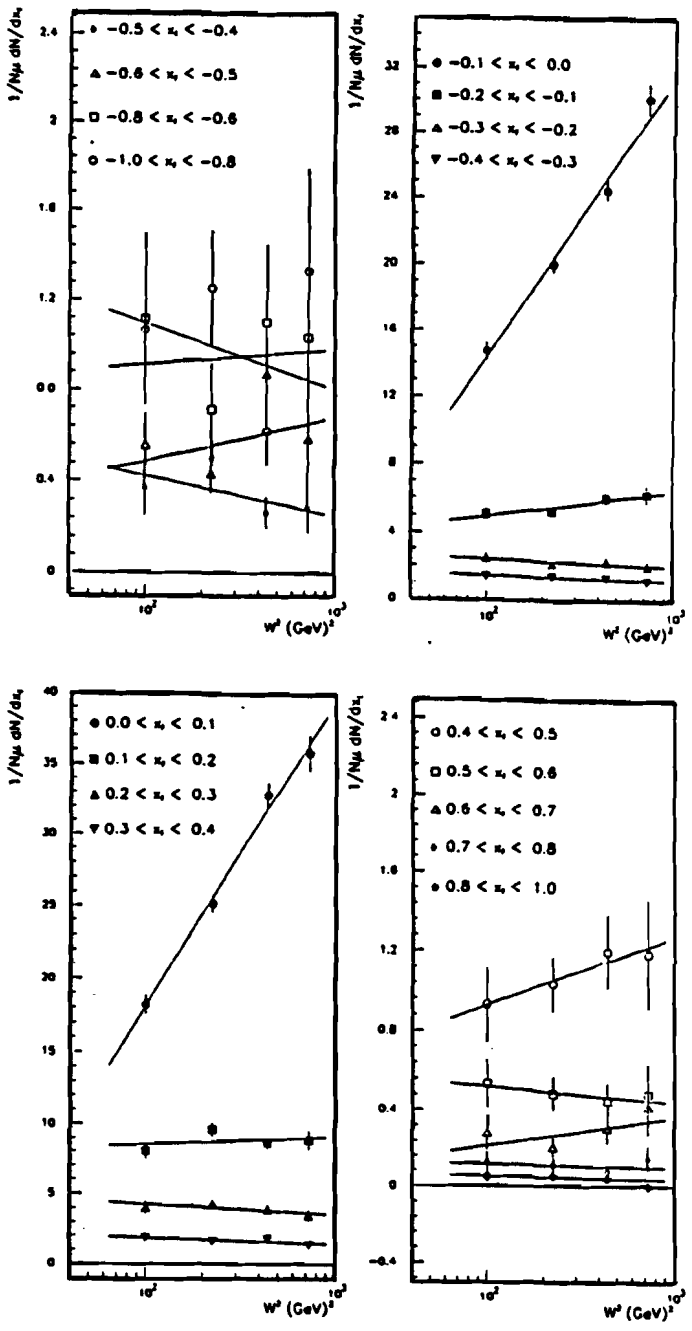


Abb. 61: *Energieabhängigkeit der normalisierten x_f-Verteilung*

x_f	a	b	χ^2 / NDF
-1.0< x_f <-0.8	0.76±1.29	-0.07±0.22	0.20 / 2
-0.8< x_f <-0.6	0.10±2.24	0.08±0.26	0.41 / 2
-0.6< x_f <-0.5	0.77±2.38	0.03±0.42	0.42 / 2
-0.5< x_f <-0.4	1.68±2.22	-0.12±0.39	1.36 / 2
-0.4< x_f <-0.3	2.04±1.97	-0.13±0.34	0.04 / 2
-0.3< x_f <-0.2	3.24±2.14	-0.18±0.38	0.17 / 2
-0.2< x_f <-0.1	2.07±2.40	0.63±0.42	0.34 / 2
-0.1< x_f < 0.0	-19.46±3.07	7.34±0.54	2.76 / 2
0.0< x_f <0.1	-24.38±3.44	9.23±0.62	1.74 / 2
0.1< x_f <0.2	7.42±2.94	0.24±0.51	2.16 / 2
0.2< x_f <0.3	5.66±2.54	-0.29±0.44	0.42 / 2
0.3< x_f <0.4	2.80±1.89	-0.20±0.33	0.33 / 2
0.4< x_f <0.5	0.23±1.74	0.15±0.31	0.02 / 2
0.5< x_f <0.6	0.68±1.35	-0.03±0.23	0.01 / 2
0.6< x_f <0.7	-0.09±1.22	0.07±0.21	0.16 / 2
0.7< x_f <0.8	0.16±0.89	0.08±0.15	0.06 / 2
0.8< x_f <1.0	0.09±0.80	-0.08±0.14	0.02 / 2

Tabl. 14: *Fit der Energieabhängigkeit der einzelnen x_f-Intervalle, alle Hadronen*

Daten zeigte /EMC86/. Für eine quantitative Beschreibung ist für jeden x_f-Bereich zusätzlich die Abhängigkeit von W in Form einer Geraden

$$1/N_\mu \frac{dN}{dx_f} = a + b \ ln \ W^2$$

gefittet (Tab. 14-16), und die resultierenden Steigungen sind in Abb. 62 als Funktion von x_f aufgetragen worden.

Im Vergleich zu den Daten sagt das Lund-Modell (Version 4.3) - als durchgängige Linie in Abb. 58 eingezeichnet - eine höhere differentielle Multiplizität voraus, jedoch nähern sich die beiden Verteilungen mit wachsender Energie einander an.

Da x_f eine auf den maximalen longitudinalen Hadronimpuls - und damit in etwa auf die halbe Schwerpunktenergie W - normalisierte Skalenvariable ist, schlägt sich eine Erhöhung der Schwerpunktenergie W sowohl in höheren Teilchenimpulsen als auch in einem Zuwachs der mittleren geladenen Multiplizität nieder. Durch Integration der differentiellen Multiplizität ergibt sich die mittlere geladene Ereignismultiplizität zu

$$< n_{ch} >= \frac{1}{N_\mu} \int_{-1}^{1} \frac{dN}{dx_f} dx_f,$$

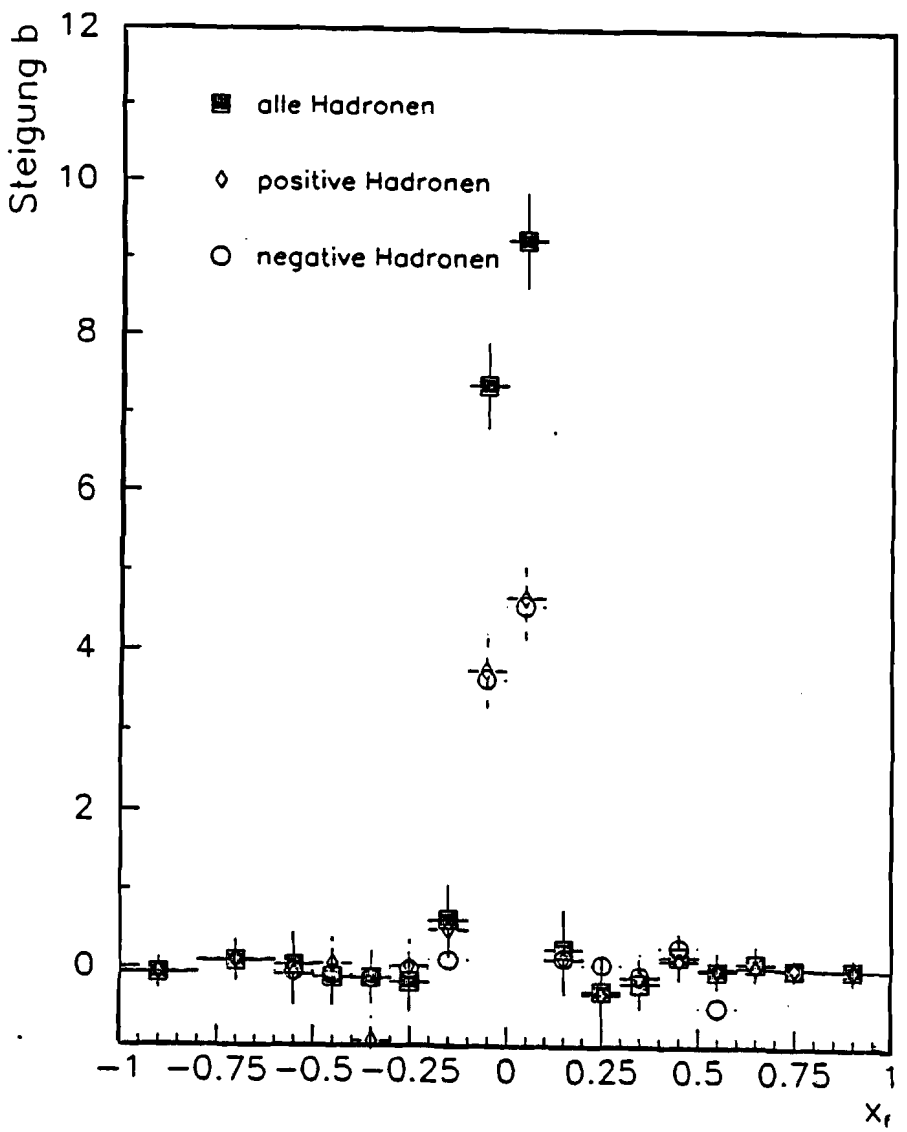


Abb. 62: *Steigung b der gefitteten Energieabhängigkeit als Funktion von x_f*

x_f	a	b	χ^2 / NDF
-1.0< x_f <-0.8			
-0.8< x_f <-0.6			
-0.6< x_f <-0.5	0.34±2.08	-0.05±0.40	0.00 / 2
-0.5< x_f <-0.4	0.71±1.62	-0.09±0.28	0.08 / 2
-0.4< x_f <-0.3	1.15±1.52	-0.14±0.26	0.81 / 2
-0.3< x_f <-0.2	1.89±1.58	-0.18±0.27	0.45 / 2
-0.2< x_f <-0.1	1.94±2.05	0.10±0.36	0.40 / 2
-0.1< x_f < 0.0	-9.64±2.61	3.63±0.47	0.88 / 2
0.0< x_f <0.1	-11.58±2.99	4.55±0.53	0.92 / 2
0.1< x_f <0.2	3.67±2.45	0.12±0.42	1.31 / 2
0.2< x_f <0.3	1.61±2.07	-0.04±0.36	0.40 / 2
0.3< x_f <0.4	1.23±1.42	-0.01±0.24	0.11 / 2
0.4< x_f <0.5	0.39±1.57	0.02±0.28	0.20 / 2
0.5< x_f <0.6	0.51±1.05	-0.05±0.18	0.14 / 2
0.6< x_f <0.7	-0.24±1.07	0.07±0.19	0.02 / 2
0.7< x_f <0.8	-0.07±0.76	-0.01±0.13	0.06 / 2

Tabl. 15: *Fit der Energieabhängigkeit der einzelnen x_f-Intervalle, negative Hadronen*

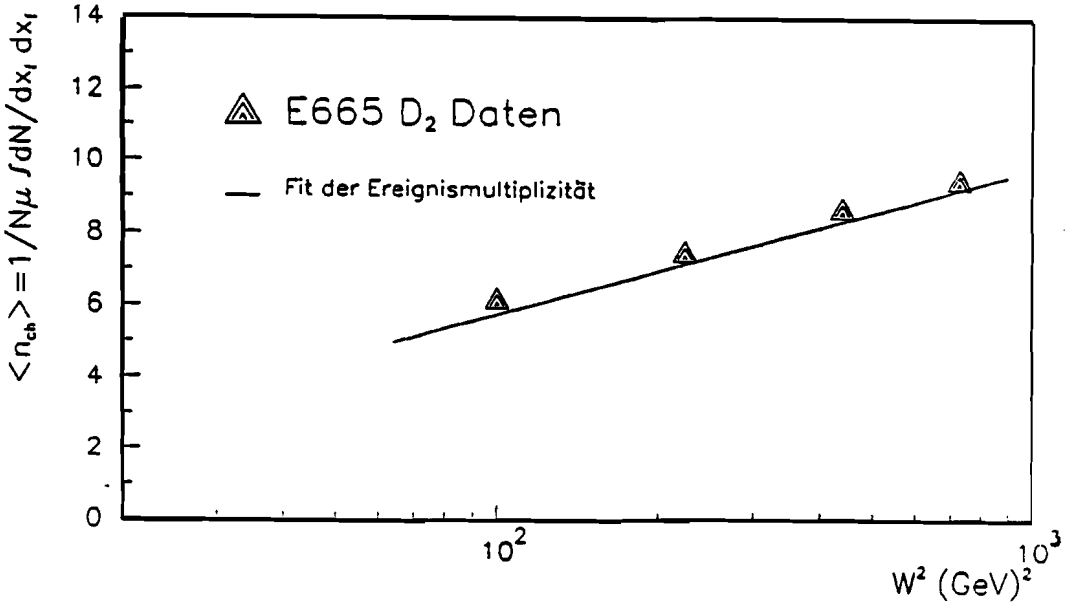


Abb. 63: *Mittlere geladene Multiplizität als Funktion von W durch Integration der normalisierten x_f-Verteilung*

x_f	a	b	χ^2 / NDF
-1.0< x_f <-0.8	0.66±1.26	-0.06±0.22	0.23 / 2
-0.8< x_f <-0.6	-0.02±1.47	0.10±0.26	0.41 / 2
-0.6< x_f <-0.5	1.28±5.08	0.09±0.15	0.11 / 2
-0.5< x_f <-0.4	0.38±2.00	0.05±0.35	0.83 / 2
-0.4< x_f <-0.3	1.36±1.72	-0.09±0.30	1.23 / 2
-0.3< x_f <-0.2	1.32±2.00	0.01±0.35	0.14 / 2
-0.2< x_f <-0.1	0.27±1.99	0.50±0.35	0.01 / 2
-0.1< x_f < 0.0	-9.98±2.54	3.74±0.45	1.08 / 2
0.0< x_f <0.1	-12.53±2.81	4.64±0.51	2.33 / 2
0.1< x_f <0.2	3.79±2.50	0.11±0.44	1.14 / 2
0.2< x_f <0.3	4.03±2.18	-0.34±0.11	0.35 / 2
0.3< x_f <0.4	1.70±1.76	0.25±0.31	0.20 / 2
0.4< x_f <0.5	0.01±1.38	0.09±0.25	0.05 / 2
0.5< x_f <0.6	0.32±1.20	-0.01±0.21	0.24 / 2
0.6< x_f <0.7	0.07±0.99	0.01±0.17	0.11 / 2
0.7< x_f <0.8	0.06±0.71	0.01±0.13	0.02 / 2
0.8< x_f <1.0	0.15±0.94	-0.02±0.17	0.01 / 2

Tabl. 16: *Fit der Energieabhängigkeit der einzelnen x_f-Intervalle, positive Hadronen*

deren Abhängigkeit von $ln\ W^2$ in Abb. 63 dargestellt ist. Im Vergleich zu dem Geradenfit an die Daten (durchgezogene Linie) liegt die aus der x_f-Verteilung bestimmte mittlere Ereignismultiplizität systematisch höher, liefert jedoch eine im Rahmen der Fehler identische Steigung.

8.2.2 Energieabhängigkeit der Hadronvariablen y^*

Im Unterschied zum skalierten Parallelimpuls x_f separieren Pionen und Protonen in der Rapidität nicht so eindeutig. Da die Rapidität aber eine Verteilung beschreibt, deren Gradient im zentralen Bereich sehr klein ist, erscheint eine indirekte Teilchenidentifikation aufgrund der Hadronkinematik zur Verbesserung der Akzeptanzkurve auch nicht zwingend notwendig.

Abb. 64 zeigt - analog zu x_f - die Rapiditätsverteilungen in den vier Schwerpunktenergiebereichen. Wieder zeigt sich unabhängig vom betrachteten Energieintervall ein unterschiedliches Verhalten in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, das ebenfalls in der Beimischung von Protonen aus der Targetrestfragmentierung begründet liegt - hierbei werden Vorwärts- und Rückwärtsrichtung analog zur x_f-Verteilung definiert. Dieser Schluß resultiert aus dem Vergleich der Rapiditätsverteilungen, getrennt nach den Teilchenladungen (Abb. 65). So beschreiben die negativen Hadronen eher eine um $y^* = 0.5$ symmetrische Verteilung, ganz im Unterschied zu den positiven Hadronen, deren differentielle Multiplizität bei negativen Rapiditätswerten im Vergleich zur Vorwärtsrichtung eine stärkere Population aufweist.

Die Abhängigkeit der einzelnen Rapiditätsintervalle von der Schwerpunktenergie ist in Abb. 66 zusammengefaßt. Hierbei tritt deutlich zutage, daß der zentrale Rapiditätsbereich ein Plateau bildet, dessen Höhe im Rahmen der statistischen Fehler unabhängig von der Energie ist. Es erstreckt sich jedoch unsymmetrisch um $y^* = 0$ und dehnt sich in Vorwärtsrichtung weiter aus als in den Rückwärtsbereich. Mit wachsender Schwerpunktenergie steigt jedoch die differentielle Multiplizität für $y^* < -0.8$ und $y^* > 2.0$ an, was sich in der Verbreiterung des Plateaus niederschlägt. Ein vergleichbares Verhalten zeigt sich auch in den Rapiditätsverteilungen für positive und negative Hadronen (Abb. 67). Jedoch erreicht die differentielle Multiplizität der positiven Teilchen den Plateauwert in der Rückwärtsrichtung aufgrund der Protonbeiträge eher als die negativen Hadronen.

Das Anwachsen der Schwerpunktenergie bedingt eine Verbreiterung der Rapiditätsverteilung bei einem nahezu konstanten Plateauwert. Der so vergrößerte Phasenraum wird im wesentlichen durch die in den beiden zentralen x_f-Intervallen produzierten Hadronen aufgefüllt (s. a. /EMC86/).

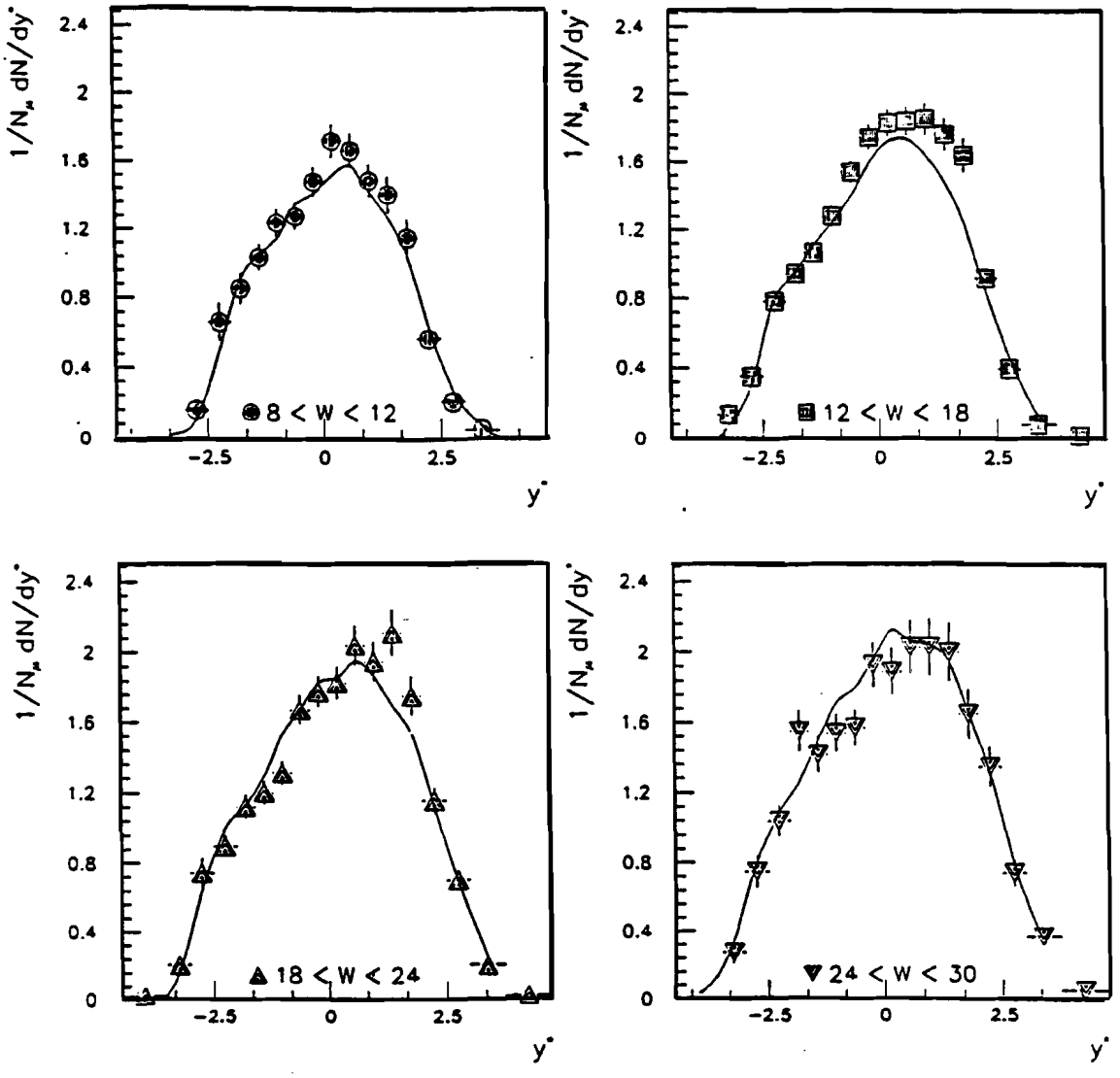


Abb. 64: *normalisierte y^*-Verteilung aller Hadronen*

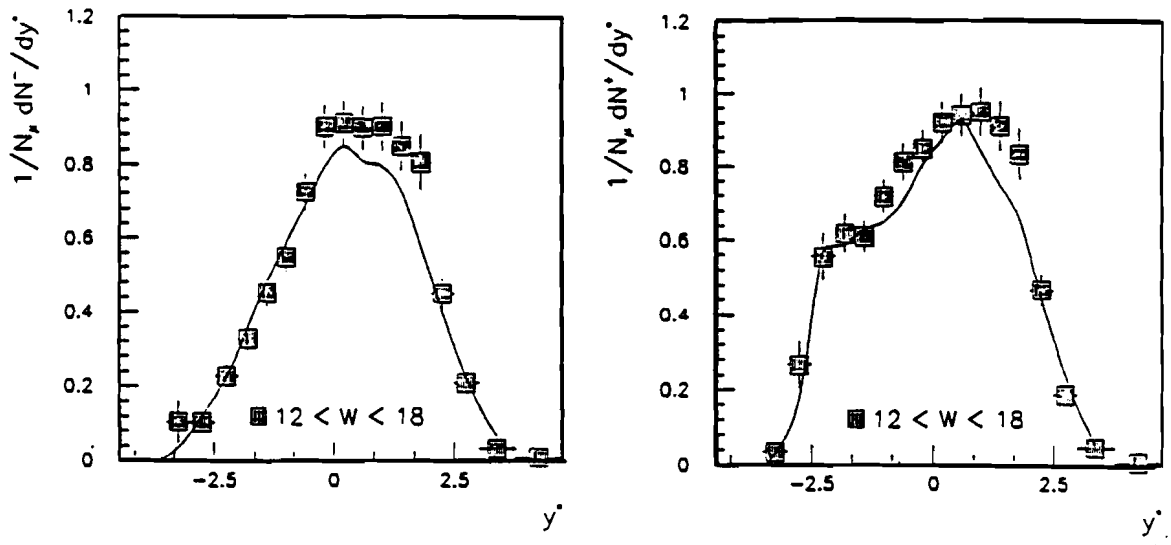


Abb. 65: *normalisierte y^*-Verteilung getrennt nach dem Ladungsvorzeichen der Hadronen für das Energieintervall* $12 < W < 14$ *GeV*

8.3 Form der Multiplizitätsverteilungen

In vielen Experimenten ist die Form der Multiplizitätsverteilung im Rahmen des KNO-Scalings untersucht worden. Dieser erstmals von Koba, Nielsen und Olsen /KOB72/ eingeführte Formalismus sagt - zumindest für denselben Wechselwirkungstyp - eine von der Schwerpunktenergie unabhängige Form der Scalingfunktion

$$\psi\ (z) =< n_{ch} >\ P(n_{ch})$$

voraus, wobei z die reduzierte Ereignismultiplizität $z = \frac{n_{ch}}{<n_{ch}>}$ ist. Dieses Skalenverhalten wird laut Koba, Nielsen und Olsen asymptotisch bei hohen Energien erreicht und folgt direkt aus dem Feynman-Scaling /FEY69, BEN69/. Jedoch zeigen die experimentellen Daten, daß das vorausgesagte Verhalten auch schon bei endlichen Energien zu beobachten ist.

Das KNO-Scaling impliziert ein konstantes Verhältnis $A =< n_{ch} > /D$. Dies wurde für die E665-Messung bereits bei der Behandlung der Energieabhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität nachgewiesen, womit ein erster Hinweis auf ein mögliches KNO-Scaling erfolgte. Abb. 68 zeigt in der KNO-Formulierung die in diesem Experiment ermittelten Multiplizitätsverteilungen, die in der Größenordnung von 20% dem vorausgesagten Scaling folgen. Jedoch zeigt sich schon in diesem Energiebereich, das mit wachsender Energie die Scalingfunktion im Bereich großer z

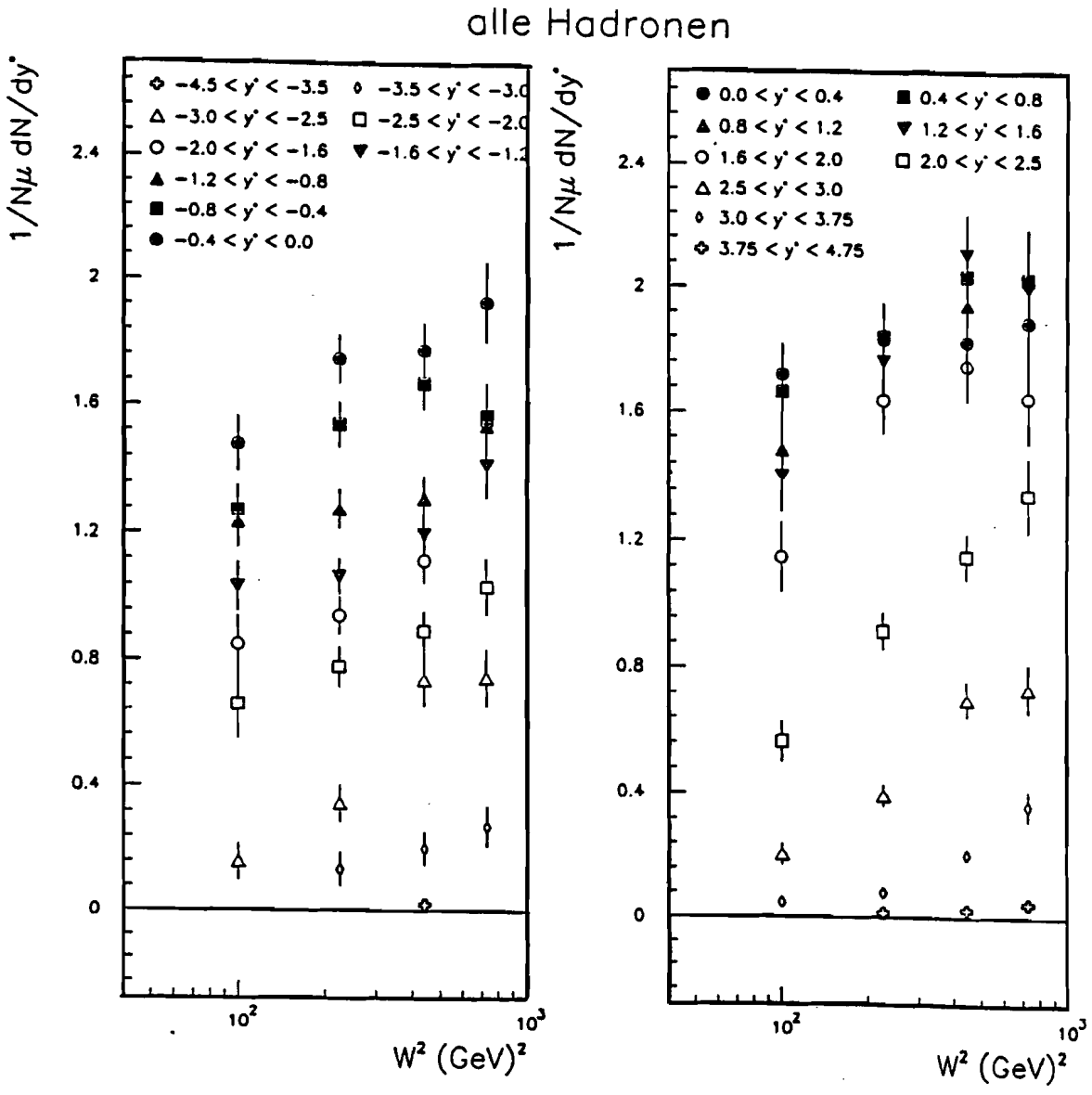


Abb. 66: *Energieabhängigkeit der normalisierten y*-Verteilung*

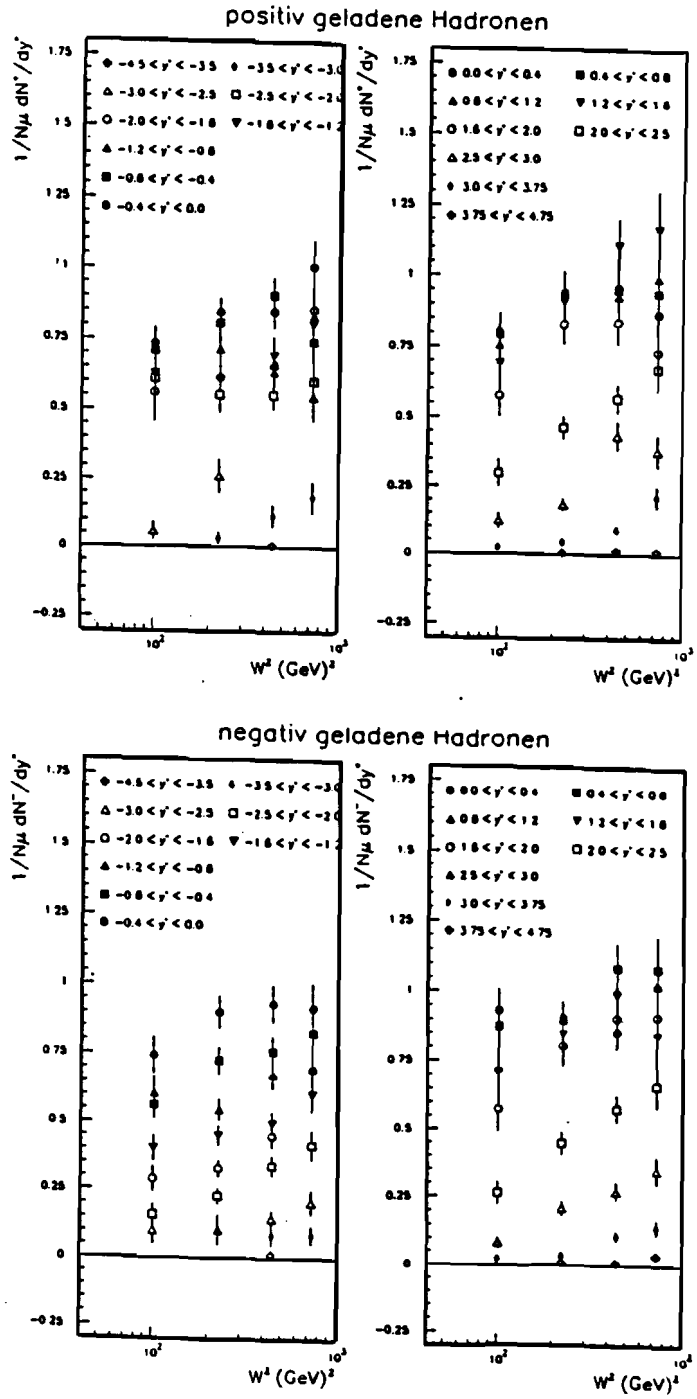


Abb. 67: *Energieabhängigkeit der normalisierten y*-Verteilung getrennt nach den Teilchenladungen*

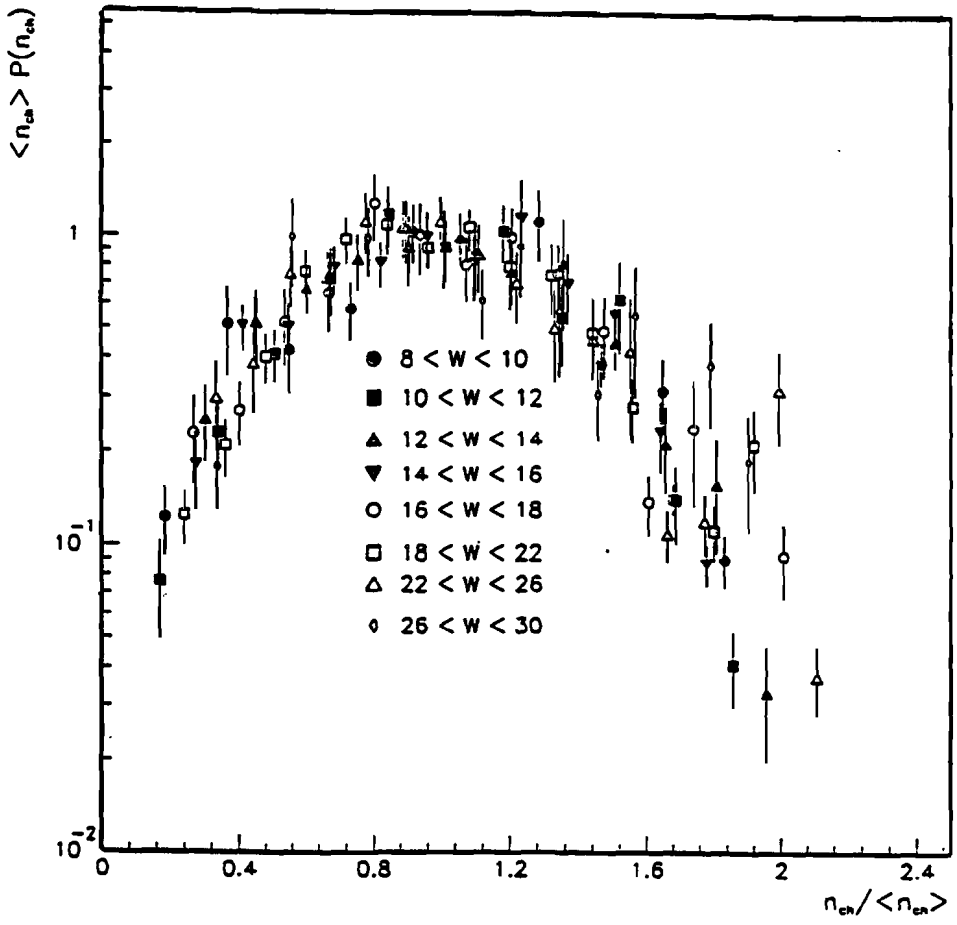


Abb. 68: ***Korrigierte Multiplizitätsverteilungen in der KNO-Formulierung***

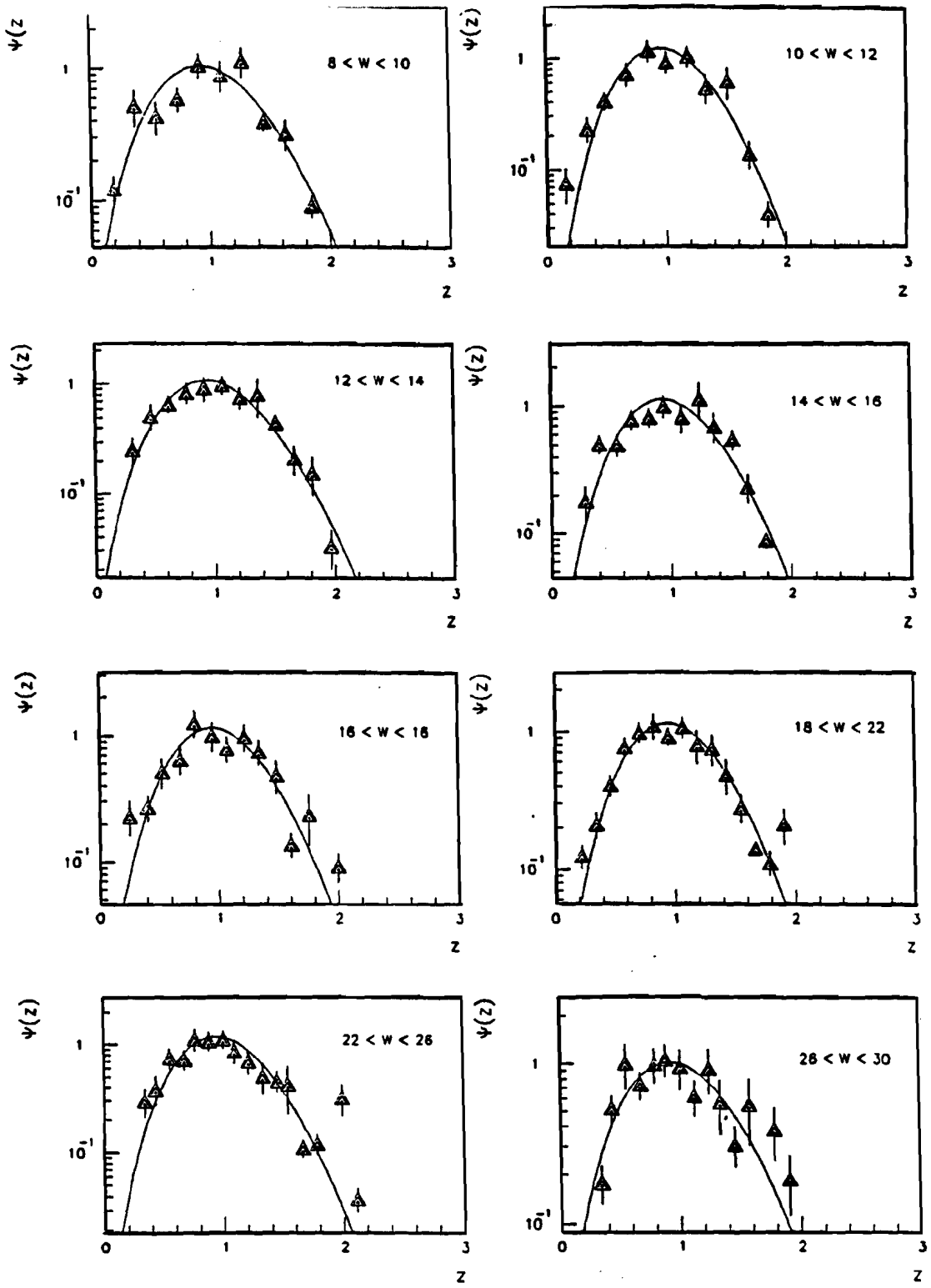


Abb. 69: *KNO-Scaling, getrennt nach den Energieintervallen mit angepaßter Levy-Funktion*

anwächst. Zur Verdeutlichung sind Polynome dritten Grades an die Multiplizitätsverteilungen $\psi(z)$ für die acht Energiebereiche angepaßt worden (Tabl. 17). Das beschriebene Verhalten äußert sich in einem anwachsenden Koeffizienten vor dem linearen Term in z für $W > 18GeV$. Die gleichen Fits wurden erstmals für $\overline{p}p$-Experimente durchgeführt /SAL74/. Die ermittelten Konstanten

$$a = -3.3 \quad b = 8.76 \quad c = -5.3 \quad d = 0.6$$

sind mit den in Tabl. 17 aufgelisteten vereinbar.

Anfang der siebziger Jahre entwickelte D.Levy /LEV73/ ein Modell zur quantitativen Beschreibung des KNO-Scalings. Ausgangspunkt in seinen Ausführungen (s. a. /HAY83/) ist ein Partonschauer, der die Hadronisierung einleitet. Die während dieses Schauerprozesses erzeugten Partonen bilden große farbneutrale Kluster, deren Anzahl c - mit Mittelwert $< c >$ - einer Poisson-Verteilung unterliegt und unabhängig von der Schwerpunktenergie ist. Jedes dieser Kluster zerfällt in p Hadronen, wobei p die gesamte Energieabhängigkeit enthält. Die mittlere Multiplizität ist dann das Produkt

$$< n_{ch} >=< c > p.$$

In diesem Zusammenhang ist - aufgrund der zugrundeliegenden Poisson-Verteilung der Kluster - die mittlere Anzahl der Kluster $< c >$ gerade identisch mit der experimentellen Größe $(\frac{<n_{ch}>}{D})^2$. Die Scalingfunktion ergibt sich somit zu

$$\psi(z) = \frac{e^{-<c>} < c >^{<c>z+1}}{\Gamma(< c > z + 1)}.$$

$\psi(z)$ ist - für die acht Energiebereiche getrennt - an die in diesem Experiment gemessenen Multiplizitätsverteilung angepaßt worden (Tabl. 18). Wie aus Abb. 69 zu entnehmen ist, beschreibt die Levy-Scalingfunktion die Daten im Rahmen der statistischen Fehler recht gut und die aus der Anpassung ermittelten Parameter $< c >$ stehen nicht im Widerspruch mit dem aus den NA9 Daten bestimmten Wert $< c >_{NA9}= 7.10 \pm 0.12$ /SCH88/. Zudem kann der Zusammenhang zwischen den Fitparametern $< c >$ und den Quotienten $(< n_{ch} > /D)^2$, die direkt aus den Verteilungen bestimmbar sind, bestätigt werden. Andererseits läßt sich jedoch Levy's Annahme großer Kluster - dies entspricht kleinen Werten von $< c >$ - nicht verifizieren.

In Abb. 70 werden die KNO-Skaling-Funktionen der pp-Streuung /BRO77/ und der EMC /EMC85/ mit den E665-Daten verglichen - aus Normalisierungsgründen sind die EMC- sowie die pp-Daten mit einem Faktor 1/2 skaliert. Es lassen sich in dem betrachteten Energiebereich innerhalb der statistischen Fehler keine signifikanten Abweichungen beobachten.

Andererseits können zur Untersuchung der Form der Multiplizitätsverteilungen auch verschiedene Funktionen direkt an die gemessenen Verteilungen gefittet werden. So hat sich in den letzten Jahren die negative Binominalverteilung (NBD)

gefittete Funktion $a + bz + cz^2 + dz^3$				
W	a	b	c	d
$8 < W < 10$	-0.19	1.73	-0.40	-0.26
$10 < W < 12$	-0.46	2.77	-1.35	-0.01
$12 < W < 14$	-0.90	4.49	-3.32	0.65
$14 < W < 16$	-0.34	2.10	-0.51	-0.31
$16 < W < 18$	-1.04	5.18	-4.08	0.88
$18 < W < 22$	-1.16	5.88	-4.93	1.15
$22 < W < 26$	-1.65	7.32	-6.20	1.49
$26 < W < 30$	-1.46	6.86	- 5.96	1.49
kombinierter Fit				
	-0.76	4.38	-3.43	0.72

Tabl. 17: *Polynomfit dritten Grades an die gemessenen KNO-Scalingfunktionen*

W	$< c >$	χ^2 / NDF
$8 < W < 10$	6.526 ± 0.002	18.8 / 9
$10 < W < 12$	9.5 ± 0.3	15.6 / 10
$12 < W < 14$	7.3 ± 1.4	7.1 / 11
$14 < W < 16$	7.925 ± 0.001	23.3 / 11
$16 < W < 18$	8.40 ± 0.02	29.8 / 12
$18 < W < 22$	8.15 ± 0.01	28.2 / 14
$22 < W < 26$	8.71 ± 0.01	35.0 / 15
$26 < W < 30$	6.35 ± 0.03	17.0 / 13

Tabl. 18: *Parameter der Levy-Funktion*

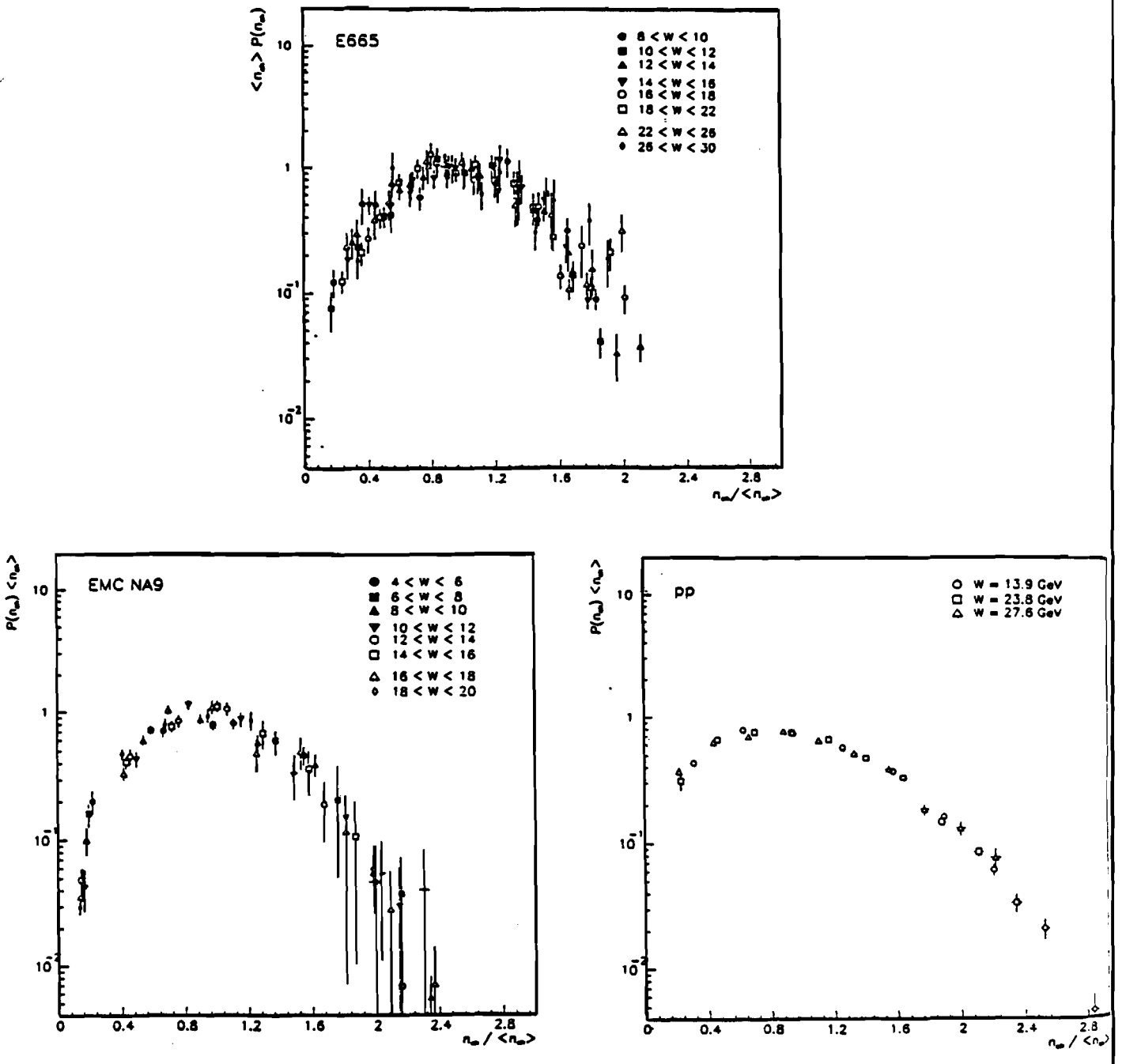


Abb. 70: *Vergleich des KNO-Scalings im Experiment E665 mit anderen Experimenten*

Schwerpunkt-energie	$\overline{n}$	$\frac{1}{k}$	χ^2/NDF
$8 < W < 10$	5.36±0.09	-0.0286±0.01	21.0/10
$10 < W < 12$	5.56±0.2	-0.0140±0.02	35.2/11
$12 < W < 14$	6.48±0.1	-0.0108±0.008	7.2/12
$14 < W < 16$	7.00±0.09	0.0048±0.01	24.0/12
$16 < W < 18$	7.18±0.09	0.0009±0.01	27.6/13
$18 < W < 22$	8.09±0.05	0.0109±0.008	6.0/15
$22 < W < 26$	8.46±0.08	0.0312±0.01	27.2/16
$26 < W < 30$	9.05±0.1	0.0522±0.01	16.8/14

Tabl. 19: *Fit der NBD an die korrigierten Multiplizitäsverteilungen*

zur Beschreibung der Multiplizitätsverteilungen besonders ausgezeichnet. Bei dieser Funktion handelt es sich um eine Poisson-Transformierte der Funktion /SAL78/

$$\frac{1}{\Gamma(k)}\frac{\overline{n}^{-k}}{k} n^{k-1} e^{\frac{-kn}{\overline{n}}}$$

und läßt sich schreiben als

$$P(n,\overline{n},k) = \frac{k(k+1)...(k+n-1)}{n!}(\frac{\overline{n}}{\overline{n}+k})^n(\frac{k}{\overline{n}+k})^k$$

mit $\overline{n}$ und k als freie durch Anpassung an die gemessenen Multiplizitätsverteilungen zu bestimmende Parameter. Dabei entspricht $\overline{n}$ der mittleren geladenen Multiplizität und ist bestenfalls identisch mit dem arithmetischen Mittel der Verteilung. Dagegen beschreibt k die Breite der Multiplizitätsverteilung und geht für $k \rightarrow \infty$ in eine reguläre Poissonverteilung über, deren Standardabweichung bei einem Mittelwert von $\overline{n}$ kleiner als die entsprechende Breite der NBD ist. Für negative k muß die NBD durch eine reguläre Binominalverteilung ersetzen werden, so daß $1/k$ insgesamt einen kontinuierlichen Wertebereich um $1/k = 0$ annehmen kann.

Nach A. Giovanni und L. Van Hove /GIO86/ kann mittels einer Rekursionsformel sehr einfach bestimmt werden, inwieweit die zugrundeliegende Multiplizitätsverteilung entweder einer Poisson- oder einer negativen Binominalverteilung genügt. So läßt sich für beide Funktionen der folgende Rekursionsausdruck berechnen:

$$g(n) = (n+1)\frac{P(n+1)}{P(n)},$$

der für eine Poisson-Verteilung gerade dem mittleren $\overline{n}$ entspricht

$$g(n)_{PD} = \overline{n}$$

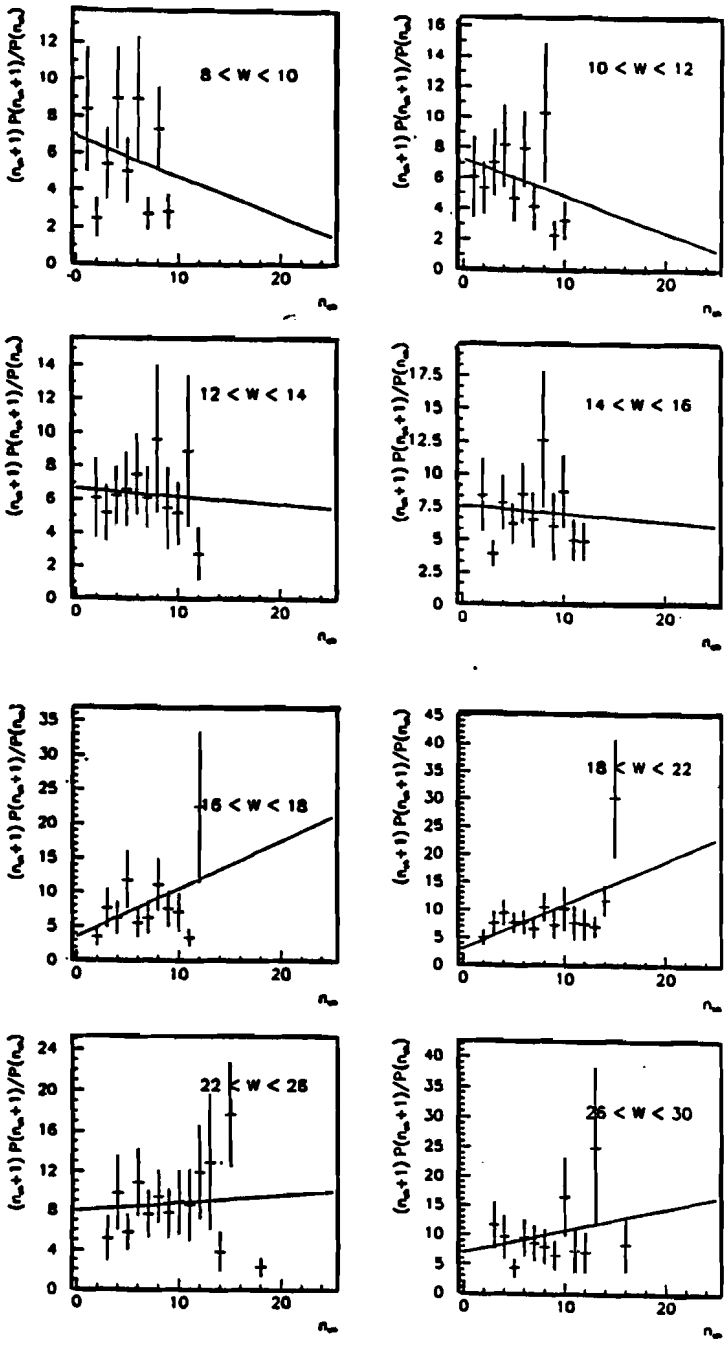


Abb. 71: *Rekursionswert g(n) /GIO86/ für verschiedene Schwerpunktenergien in der Müon-Nukleon-Streuung*

und im Falle einer NBD eine lineare Funktion darstellt

$$g(n)_{NBD} = a + bn$$

mit

$$a = \overline{n}k(\overline{n} + k)$$

und

$$b = \overline{n}(\overline{n} + k).$$

Dieser Rekursionsausdruck ist in Abb. 71 als Funktion von n dargestellt. Eine eindeutige Unterscheidung der zugrundeliegenden Multiplizitätsform ist auf der Basis dieser Methode nicht möglich, da $g(n)$ sehr sensitiv auf statistische Schwankungen in den einzelnen Multiplizitätsintervallen reagiert.

Von daher wird eine χ^2-Anpassung der NBD an die in diesem Experiment gemessenen Multiplizitätsverteilungen durchgeführt (s. Abb. 72). Dabei sind beide Parameter frei variierbar, so daß neben der NBD, je nachdem welcher Wert für 1/k angenommen wird, ebenfalls die Poisson-Verteilung und die reguläre Binominalverteilung zu berücksichtigen sind. Wie aus Tabl. 19 zu entnehmen ist, stimmen die aus den Anpassungen ermittelten Werte $\overline{n}$ recht gut mit den direkt aus den Verteilungen bestimmten arithmetischen Mitteln überein.

Der die eigentliche Form der Verteilung bestimmende Parameter $1/k$ steigt linear mit der Energie stetig an (Abb. 73) - $1/k = a + b\ lnW^2$ mit $a = 0.2 \pm 0.3$ und $b = 0.03 \pm 0.05$ -, jedoch wechselt er von negativen Werten, die bei kleinen Schwerpunktenergien angenommen werden, zu positiven.

Gemäß den zuvor dargelegten Interpretationen genügt die Multiplizitätsverteilung im Bereich $8 < W < 14\ GeV$ einer regulären Binominalverteilung und geht dann für höhere Schwerpunktenergien in eine negative Binominalverteilung über. Das gleiche Verhalten zeigte sich auch im Experiment NA9 der EMC /EMC87/ sowie der e^+e^--Annihilation /TAS89/ und der pp-Streuung /SZW88/, deren Resultate in Abb. 74 wiedegegeben sind. Im Unterschied zur Energieabhängigkeit von $< n_{ch} >$ entspricht die Form der Multiplizitätsverteilung eher den e^+e^--Daten.

Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der physikalischen Interpretation der negativen Binominalverteilung leisteten A. Giovanni und L. Van Hove /GIO86/. Im Rahmen ihres Modells erfolgt die Hadronproduktion in einem Kaskadenprozeß, an dessen Anfang sogenannte "Clans" stehen, die in der primären Wechselwirkung unabhängig voneinader entstehen, d. h. ihre Anzahl genügt einer Poisson-Verteilung. In einem zweiten Schritt fragmentieren diese Clans kaskadenartig in die beobachtbaren Hadronen. Folgt die Anzahl der erzeugten Hadronen pro Clan einer logarithmischen Abängigkeit, so resultiert durch Faltung dieser Funktion mit der Poisson-Verteilung der Clans automatisch die NBD-Form der meßbaren Multiplizitätsverteilung. Dabei sind die Anzahl der produzierten Clans N und die mittlere Multiplizität pro Clan

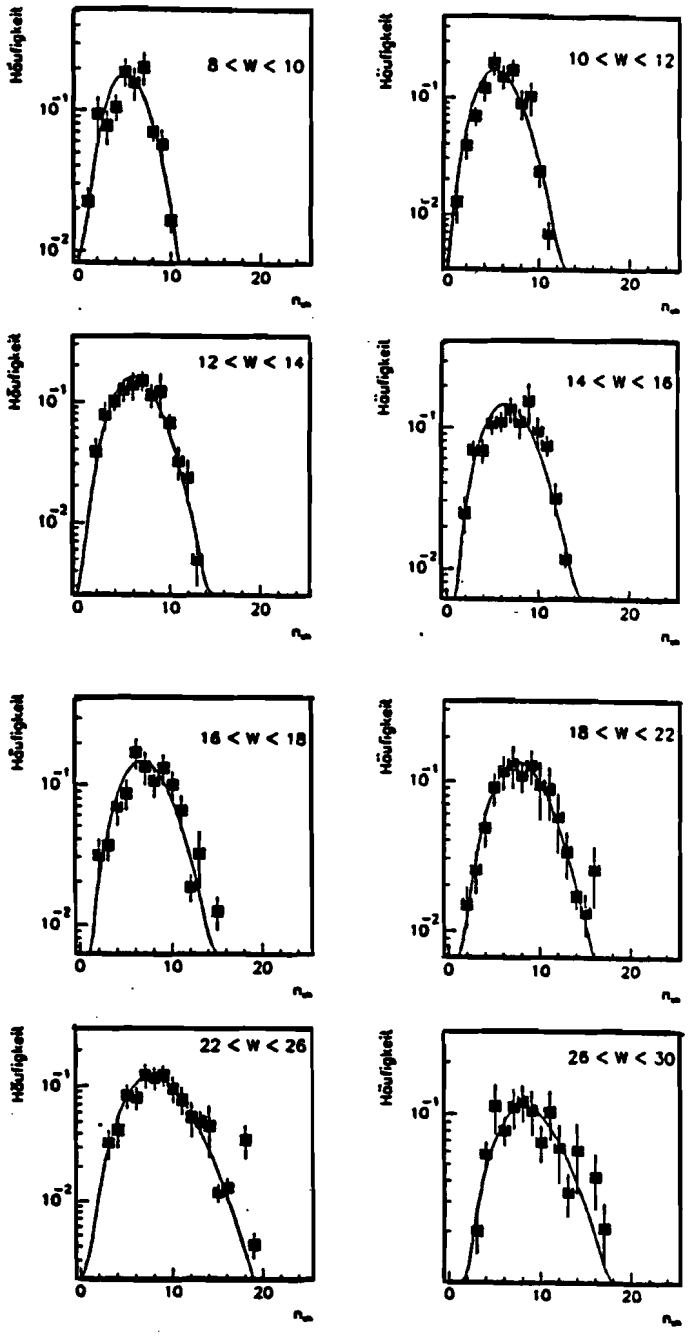


Abb. 72: *Multiplizitätsverteilung bei acht Schwerpunktenergien, die durchgezogene Linie ist das Resultat eines NBD-Fits an die Verteilungen*

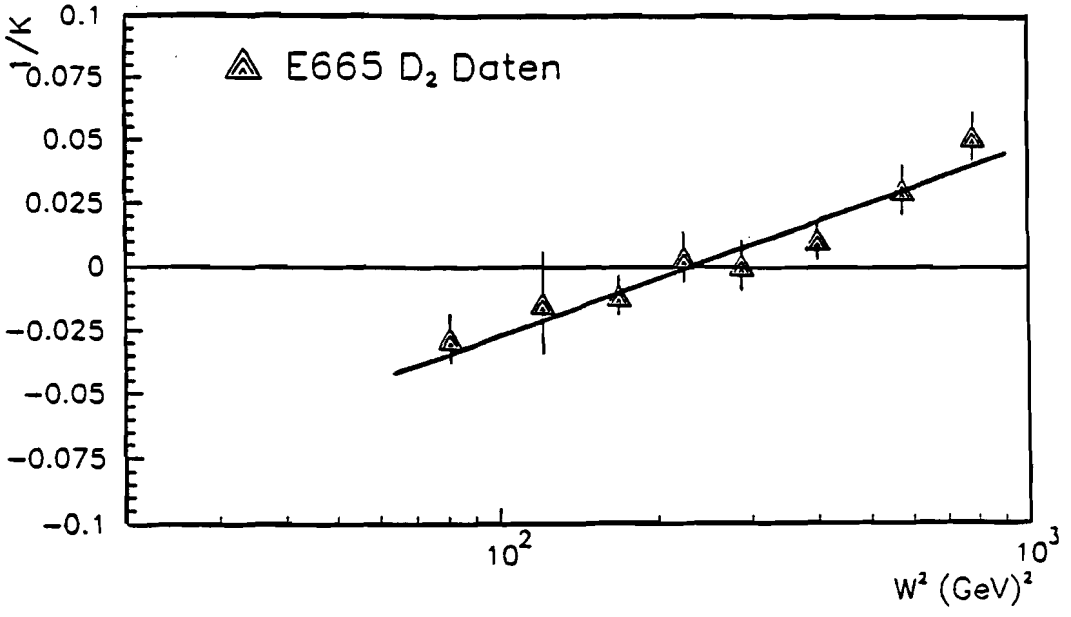


Abb. 73: *Parameter 1/k der NBD als Funktion der Energie*

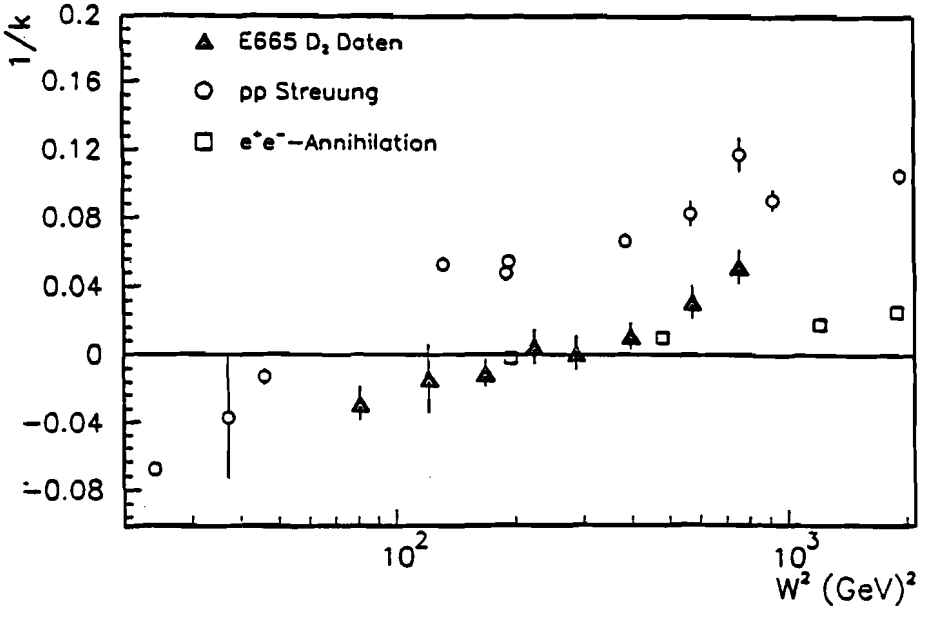


Abb. 74: *Energieabhängigkeit von 1/k in der Müon-Nukleon-Streuung im Vergleich mit anderen Wechselwirkungen*

	N	n_c
$14 < W < 16$	6.9	1.02
$16 < W < 18$	7.2	1.00
$18 < W < 22$	7.8	1.04
$22 < W < 26$	7.5	1.13
$26 < W < 30$	7.4	1.22

Tabl. 20: ***Anzahl N und Größe n_c der Clans in der NBD-Interpretation der Multiplizitätsverteilungen***

(n_c) über folgenden Ausdruck mit den Größen der negativen Binominalverteilung verbunden:

$$N = k\ ln(1 + \frac{\overline{n}}{k})$$

$$n_c = \frac{\overline{n}}{k}\ ln(1 + \frac{\overline{n}}{k}) = \frac{\overline{n}}{N}$$

Diese Interpretation setzt positive k-Werte voraus, so daß einheitliche Aussagen über die Art der Hadronproduktion im gesamten Energiebereich dieses Experiments nicht möglich sind.

Berechnet man jedoch die Größn N und n_c (Tabl. 20) für den Bereich positiver $1/k$-Werte, so zeigt sich eine Übereinstimmung mit der gefitteten Anzahl der Kluster in Levy's Modell.

9 Zusammenfassung

Das Experiment E665 am FNAL konnte die bisherigen Messungen der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Streuung bis zu einer Schwerpunktenergie von maximal 30 GeV ausdehnen, so daß ein Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten über einen weiten kinematischen Bereich möglich ist.

Durch die Verwendung der Streamerkammer-Daten konnte eine Analyse des hadronischen Endzustandes über den gesamten Raumwinkel durchgeführt werden. So wurde im Rahmen dieser Arbeit die Ereignismultiplizität gemessen und mit anderen Experimenten verglichen.

Es zeigte sich hierbei, daß die mittlere Multiplizität der geladenen Hadronen linear mit dem Logarithmus der quadratischen Schwerpunktenergie ansteigt. Ein stärkerer Anstieg proportional zu $ln^2 W^2$, wie er in der e^+e^--Annihilation sowie in pp- und $p\bar{p}$-Reaktionen zur Wiedergabe der Energieabhängigkeit benötigt wird, erwies sich zur Beschreibung der Daten der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Wechselwirkung als nicht zwingend erforderlich.

Die mittlere geladene Multiplizität in der Vorwärtsrichtung ist systematisch höher als in der rückwärtigen Hemisphäre, was durch eine unterschiedliche Fragmentationsfunktion für Quarks und Di-Quarks erklärbar ist. Diesen Schluß unterstützen zudem Vergleiche der Multiplizitätsverteilungen der Lepton-Nukleon-Streuung mit denen der e^+e^-- und pp-Wechselwirkung. So entspricht die Vorwärtsmultiplizität eher den Resultaten der e^+e^--Annihilation, in der $q\bar{q}$-Zustände dominieren. Dagegen wird die Rückwärtsmultiplizität besser durch die pp-Streuung beschrieben, in der analog zur Rückwärtsrichtung in der Müon-Nukleon-Streuung Di-Quark-Systeme vorliegen. Der beobachtete Unterschied zwischen den Reaktionstypen stellt keine Verletzung des "environmental independance" dar, sondern ist vielmehr auf die unterschiedlichen Partonzustände der beteiligten Reaktionspartner zurückzuführen.

Die Untersuchung der Energieabhängigkeit der Hadronvariablen x_f und y^* verdeutlichte, daß die Erhöhung der Schwerpunktenergie eine Erweiterung des Phasenraumes in der Rapidität bei jedoch nahezu konstantem Plateauwert bewirkt, der durch die im zentralen x_f-Bereich produzierten Hadronen aufgefüllt wird.

Auch in dem zugrundeliegenden Schwerpunktenergiebereich von maximal 30 GeV folgen die korrigierten Multiplizitätsverteilungen in der Größenordnung von etwa 20% dem KNO-Scaling und lassen sich gut durch die Levy-Scalingfunktion beschreiben. Die aus der Anpassung ermittelte Anzahl der Kluster stimmt mit dem quadratischen Verhältnis der mittleren geladenen Multiplizität und der zugehörigen Dispersion überein, so wie es Levy's Modell nahelegt, jedoch steht die aus den Daten ermittelte Klustergrße im Widerspruch zu Levy's Modellannahmen, womit eine einheitliche Interpretation im Sinne Levys' nicht möglich ist.

Ein ähnliches Bild ergibt sich bei der Beschreibung der Multiplizitätsverteilung durch die nagative Binominalverteilung, deren Parameter $\overline{n}$ die mittlere geladene Multiplizität und $1/k$ die Breite der Verteilung beschreiben. Bei der Anpassung der NBD an die im Experiment ermittelten Multiplizitätsverteilung entsprach der Parameter $\overline{n}$ innerhalb der Fehler dem arithmetischen Mittel $< n_{ch} >$. Dabei wechselte die Form der Multiplizitätsverteilung von einer regulären Binominalverteilung mit $1/k < 0$ für $8 < W < 14\ GeV$ zur negativen Binominalverteilung mit positiven k-Werten für $W > 14\ GeV$. Somit versagt eine über den gesamten Energiebereich einheitliche physikalische Interpretation der Hadronproduktion nach dem von Giovanni und van Hove entwickelten Modell, da dieses lediglich für $1/k > 0.$ angewendet werden kann.

Abschließend ist zu sagen, daß die verschiedenen Hadronisierungsmodelle, die Vorhersagen über die Form der Multiplizitätsverteilungen machen, zum gegenwärtigen Zeitpunkt eher eine Parameterisierung dieser Verteilungen darstellen, als die wirklich zugrundeliegenden Sachverhalte genau genug wiederzugeben.

Danksagung

Ein Experiment dieser Größenordnung kann nicht mehr von einzelnen in allen Details durchgeführt werden. Von daher soll an dieser Stelle all denen gedankt werden, die zur erfolgreichen Durchführung des Experiments beigetragen haben.

Danken möchte ich auch Herrn Dr. H. Braun für seine vielen Ratschläge und Anregungen während meines Aufenthaltes am FNAL sowie für die Durchsicht dieser Arbeit.

Für die hilfreiche Zusammenarbeit während der Monte-Carlo-Produktion und der Analyse der Streamerkammer-Daten bedanke ich mich bei den Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts in München. Besonders hervorzuheben ist Dr. G. Jancso, der durch seine Erfahrung aus den EMC-Experimenten mir viele wertvolle Tips und Anregungen geben konnte.

Danken möchte ich meinen Kollegen Dr. M. Erdmann, S. Söldner-Rembold und D. Hantke für die gute Zusammenarbeit während der Analyse der Streamerkammer-Ereignisse.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Drees, der meinen mehrjährigen Aufenthalt am FNAL ermöglichte. Während der Analyse stand er mir mit seinem Rat und seinem Sachverstand zur Seite.

10 Literaturverzeichnis

ADA90 M.R. Adams et al., A Spektrometer for Myon Scattering at the Tevatron, NIM A291 (1990) 533-551

AID90 E665 Collaboration, presented by S.Aid, Preliminary Results from E665 on Cross-Section Ratios at low x_{Bj} Using H_2, D_2 and Xe Targets, Fermilab-Conf-90/125-E, 1990

ALT77 G.Altarelli, G.Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl.Phys. B126(1977) 298

BEC81 P.Becker, M.Böhm, H.Joos, Eichtheorie der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, Teubner 1981

BEN69 J.Benecke, T.T.Chou, C.N.Yang, E.Yen, Hypothesis of Limited Fragmentation in High-Energy Collisions, Phys.Rev. 188(1969), 2159

BJO69a J.D.Bjorken, E.H.Paschos, Inelastic Electron-Proton and γ-Proton Scattering ant the Structure of the Nukleon, Phys.Rev. 185 (1969), 1975

BJO69b J.D.Bjorken, Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, Phys.Rev. 179 (1969), 1547

BRO77 C.Bromberg, T.Ferbel, T.Jensen, P.Slattery, Cross sections and charged-particle multiplicities in π^+p and pp collisions at 60 GeV/c, Phys.Rev. D15(1977) 64

V.V.Ammosov et al., Average charged Particle Multiplicity and Topological Cross Sections in 50 GeV/c and 69 GeV/c pp Interactions, Phys.Lett. 42B(1972), 519

W.M.Morse et al., π^+p, K^+p and pp topological cross sections and inclusive interactions at 100 GeV using a hybrid bubble-chamber-spark-chamber system and a tagged beam, Phys.Rev. D15(1977), 66

J.Erwin et al., Multiplicities in 100-Gev/c π^+p and pp Interactions Using a Tagged Beam, Phys.Rev.Lett. 32(1974), 254

C.Bromberg et al., Cross Sections and Charged-Particle Multiplicities at 102 and 405 GeV/c, Phys.Rev.Lett. 31(1973), 1563

S.Barish et al., Updated charged-particle multiplicity distribution from 205-GeV/c proton-proton interactions, Phys.Rev. D9(1974), 2689

A.Firestone et al., pp interactions at 300 GeV/c: Measurement of the charged-particle multiplicity and the total and elastic cross sections, Phys.Rev. D10(1974), 2080

BRU84 H.D.Brück, Untersuchung von Spektren identifizierter Hadronen mit einem 4π-Detektor in der tiefinelastischen Müon-Proton-Streuung, Dissertation Universität Wuppertal WU B-DI 84-6, 1984

BUR80 A.J.Buras, Asymtotic freedom in depp inelastic processes in the leading order and beyond, Rev.Mod.Phys. 52(1980), 199

DRE78 J.Drees, Radiative Corrections and Hadron Distributions in Deep Inelastic μp Scattering, Prep. WU-B 78-16, 1978

DRE83 J.Drees, H.E. Montgomery, Muon Scattering, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 33(1983)383

J.Drees, Depp Inelastic Scattering, Lectures given at the 1980 CERN School of Physics, Preprint University Wuppertal WU B 80-34

ECK89 U.Ecker, Radiative Corrections 'Stage 1', E665 interner Bericht, Februar 1989

EMC84 EMC Collaboration, J.P.Albanese et al., Quark Charge Retention in Final State Hadrons from Deep inelastic Muon Scattering, Phys.Lett. 144B(1984), 302

EMC85 EMC Collaboration, M.Arnedo et al., Multiplicities of Charged Hadrons in 280 GeV/c Muon-Proton Scattering Nucl.Phys. B258(1985), 249

EMC86 EMC Collaboration, M.Arnedo et al., Investigation of the W and Q^2 Dependance of charged Pion Distribution in μp Scattering, Z.Phys. C31(1986), 1

EMC87 EMC Collaboration, M.Arnedo et al., Comparison of Multiplicity distributions to the negative binominal distribution in muon-proton scattering, Z.Phys. C35(1987), 335

FEY69 R.P.Feynman, Very High-Energy Collisions of Hadrons, Phys.Rev.Lett. 23(1969),1415

FEY77 R.P.Feynman, E.D.Field, C.G.Fox, Correlations among particles and jets produced with large transverse momenta, Nucl.Phys. B128(1977), 1

R.D.Field, R.P.Feynman, A Parametrizationof the Properties of Quark Jets, Nucl.Phys. B136(1978), 1

GEA87 GEANT, R.Brun et al., CERN Data Handling Division, September 1987

GEE89 D.F.Geesaman et al., Data Acquisition for FNAL E665, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36 (1989) 1429

GEL64 M.Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons, Phys.Lett. 8(1964), 214

GFO80 G.C.Fox, S.Wolfram, A Model for Parton Showers in QCD, Nuc.Phys. B168(1980), 285-295

GIO86 A.Giovanni,L.van Hove, Negative Binominal Multiplicity Distribution in High Energy Hadron Collisions, Z.Phys. C30(1986), 391

GLU82 M.Glück, E.Hoffmann, E.Reya, Scaling Violations and the Gluon Distribution of the Nucleon, Z.Phys. C13(1982), 119

GRO73 D.J.Gross, F.Wilezek, Ultraviolet Behaviour of Nonabelian Gauge Theories, Phys.Rev.Lett. 30(1973), 1343

HAN89 D.Hantke, S.Söldner-Rembold, A.Röser, Documentation of the SC Filter Production, E665 interner Bericht, Juli 1989

HAY83 F.Hayot, G.Sterman, The Shape of the KNO Scaling Function in QCD, Phys.Lett. 121B(1983), 419

HOO74 G.'t Hooft, A Two-Dimensional Model for Mesons, Nucl.Phys. B75(1974), 461

HUB80 J.H. Hubbell, H.A. Gimm, I. Overbo, Jou.Phys.Chem.Ref.Data 9, 1023 (1980)

JAD81 JADE Collaboration, W.Barterl et al., Baryon Production in e^+e^--Annihilation at Petra, Phys.Lett. 104B(1981), 325

JAD86 JADE Collaboration, W.Bartel et al., DESY 86-086 (1986)

KOB72 Z.Koba, H.B.Nielsen and P.Olsen, Scaling of Multiplicity Distributions in High Energy Hadron Collisions, Nucl.Phys. B40(1972), 317

KRU89 U.Krüner, Transversalimpulsverteilungen der Hadronen in der Muoproduktion, Diplomarbeit WUB 89-5, UniversitΞt Wuppertal, Februar 1989

LEO87 W.R.Leo, Thechniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1978

LEV73 D.Levy, Energy-Independant Distribution of Fireballs and an explicit KNO-Function, Nucl.Phys. B59(1973), 583

LUA86 T. Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics - JETSET Version 6.2, Comp.Phys.Comm 39(1986), 347-407
T. Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics - JETSET Version 6.3 - and Update, LU TP 86-22, Oktober 1986

LUB86 M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Coherent Parton Showers vs. Matrix Elements - Implication of PETRA/PEP Data LU TP 86-18, September 1986

LUN82 T. Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation, LU TP 82-3, März 1982

MIL69 G.Miller et al., phys.Rev. D5(1972) 528 E.D.Bloom et al., Phys.Rev.Lett. 23(1969) 930 M.Breidenbach et. al., Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 935

NAC86 O.Nachtmann, Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte, Vieweg-Verlag, Braunschweig/Wiesbaden 1986

PAV88 N.Pavel, Radiative Corrections in Deep Inelastic Muon Nucleus Scattering, EMC interner Bericht EMC/88/2

PAV89 N.Pavel, Hadronproduktion in der tiefinelastischen Myon-Kern-Streuung, Dissertation WUB 89-24, Universität Wuppertal, Mai 1989

ROE86 A.Röser, Der Wuppertaler Gasschwellen-Cerenkov-Zähler C0 als Bestandteil des 600 GeV Müonspektrometers am Fermi-National-Accelerator-Laboratory / USA, WU-D 86-11, Diplomarbeit Universität Wuppertal, Juni 1986

ROC89 A.Röser, The Compensation of the CVM-CCM Fringe Field for the C0 Cherenkov Counter, E665 interner Bericht, September 1989

RPV88 A.Röser, Method of the PCV Pattern Recognition and First Preliminary Results, E665 interner Bericht, Oktober 1988

A.Röser, A Monte Carlo Study of the PCV Pattern Recognition Method, E665 interner Bericht, April 1989

A.Röser, Summary of the PCV Efficiency Calculation, E665 interner Bericht, August 1989

RC0 A.Röser, Continuous Transition between the Mathematical Parameterization of High Resolution Photomultiplier Pulse Height Spectra, E665 interner Bericht, März 1989

SAL74 J.Salava, V.Simah, Multiplicity Distribution in Antiproton-Proton-Interaction, Nucl.Phys. B69(1974), 15

SAL78 B.Saleh, Photoelectron Statistics, Springer 1978

SCH87 N.Schmitz, Hadron Production in High Energy Lepton- Nucleon and Lepton-Nucleus Collisions, Int.Jour.Mod.Phys. A9(1988), 1997

SCH90 M.Schmitt, Calorimeter Analysis, priv. Kommunikation

SEH77 L.M.Sehgal, Lepton Photon Conference, Hamburg 1977

SIE82 J.L.Siegrist et al., Hadron production by e^+e^- annihilation at center-of-mass energies between 2.6 and 7.8 GeV, Phys.Rev. D26(1982), 969

LENA Collaboration, B. Niczyporuk et al., Charged Hadron Production in e^+e^- Annihilation in the Ψ and Ψ' Region, Z.Phys. C9(1981), 1

Tasso Collaboration, M.Althoff, et al., Jet Production and Fragmentation in e^+e^- Annihilation at 12-43 GeV, Z.Phys. C22(1984), 307

M.Derrick et al., Study of quark fragmentation in e^+e^- annihilation at 29 GeV: Charged-particle multiplicity and single-particle rapidity distributions, Phys.Rev. D34(1986), 3304

SLAT SLATEC Computer Library, FNAL Computing Department

SLO88 T.Sloan, G.Smadja, R.Voss, The Quark Structure of the Nucleon from the CERN Muon Experiments, Phys.Rep. 162(1988), 45

SSR89 S.Söldner-Rembold, D.Hantke, A.Röser, Documentation of the E665 Scan List Production, E665 interner Bericht, August 1989

SZW88 R.Szwed, G.Wrochna, A.K.Wroblewski, Mystery of the Negative Binomial Distribution, Acta.Phys.Pol. B19(1988), 763

TAS89 Tasso Collaboration, Charged Multiplicity Distributions and Correlations in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies, DESY 89-038

UA583 UA5 Collaboration, K.Alpgard et al., Particle Multiplicities in $p\bar{p}$ Interactions at $\sqrt{s} = 540\ GeV$, Phy.Lett. 121B(1983), 209

WEB84 B.R. Webber, A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference, Nucl.Phys. B238(1984), 492

WIN74 H.Wind, Momentum Analysis by using a Quintic Spline Model for the Track, Nucl.Inst.Meth. 115(1974), 431

H.Wind, An Improvement to iterative Tracking for Momentum Determination, Nucl.Inst.Meth. 153(1977), 195

WIT89 W.Wittek, A.Bhati,S.Wolbers, The E665 Vertex Processor Version 2, E665 interner Bericht, März 1989

A Tabellen

n_{ch}	$8 < W < 10\ GeV$	$10 < W < 12\ GeV$	$12 < W < 14\ GeV$	$14 < W < 16\ GeV$
1	0.000±0.006	0.013±0.005		
2	0.022±0.030	0.039±0.010	0.038±0.011	0.025±0.007
3	0.094±0.022	0.070±0.013	0.078±0.021	0.069±0.012
4	0.078±0.022	0.122±0.030	0.101±0.018	0.068±0.013
5	0.106±0.042	0.200±0.044	0.126±0.027	0.108±0.019
6	0.190±0.043	0.155±0.035	0.139±0.036	0.112±0.019
7	0.160±0.054	0.175±0.038	0.150±0.029	0.136±0.028
8	0.205±0.011	0.091±0.027	0.115±0.026	0.111±0.028
9	0.071±0.015	0.104±0.034	0.123±0.049	0.157±0.051
10	0.058±0.003	0.024±0.007	0.068±0.012	0.095±0.025
11	0.017±0.001	0.007±0.002	0.032±0.010	0.075±0.013
			0.024±0.009	0.032±0.008
			0.005±0.002	0.012±0.002

n_{ch}	$16 < W < 18\ GeV$	$18 < W < 22\ GeV$	$22 < W < 26\ GeV$	$26 < W < 30\ GeV$
2	0.026±0.010	0.015±0.003		
3	0.069±0.008	0.025±0.005	0.033±0.010	0.020±0.005
4	0.068±0.019	0.048±0.009	0.043±0.013	0.058±0.012
5	0.108±0.022	0.092±0.015	0.084±0.019	0.112±0.036
6	0.112±0.042	0.118±0.020	0.081±0.017	0.081±0.016
7	0.136±0.036	0.131±0.028	0.125±0.029	0.110±0.028
8	0.111±0.026	0.110±0.017	0.119±0.025	0.119±0.030
9	0.157±0.033	0.129±0.023	0.124±0.025	0.105±0.018
10	0.095±0.024	0.095±0.027	0.096±0.024	0.069±0.033
11	0.075±0.019	0.090±0.023	0.078±0.020	0.103±0.024
12	0.032±0.008	0.058±0.017	0.056±0.018	0.063±0.010
13	0.012±0.014	0.033±0.008	0.051±0.011	0.034±0.028
14		0.017±0.002	0.047±0.022	0.061±0.010
15		0.013±0.003	0.012±0.002	0.000±0.016
16		0.025±0.007	0.013±0.003	0.043±0.008
17			0.000±0.000	0.021±0.010
18			0.035±0.012	
19			0.004±0.001	

Normalisierte Multiplizitätsverteilungen für acht Schwerpunktenergien