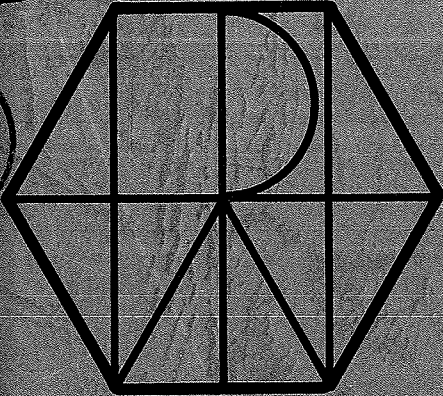


PITHA 82-25

9

22 MARS 1983



PITHA

82/25

Dezember 1982

Untersuchung der Struktur des Nukleons bei  
Impulsüberträgen bis  $100 \text{ GeV}^2$

Ergebnisse eines Neutrino-Blasenkammerexperiments

Peter Fritze

III. Physikalisches Institut, Technische Hochschule Aachen  
Aachen, Germany

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, FR GERMANY

Thesis-1982-Fritze

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00041486

Untersuchung der Struktur des Nukleons bei  
Impulsüberträgen bis  $100 \text{ GeV}^2$   
Ergebnisse eines Neutrino-Blasenkammerexperiments

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

Vorgelegt von  
Diplom-Physiker  
Peter Fritze

aus  
Luckenwalde / Mark Brandenburg

Referent: Prof. Dr. K. Schultze  
Korreferent: Prof. Dr. M. Deutschmann  
Tag der mündlichen Prüfung: 23. November 1982

# 54198

Thesis-1982-Fritze

# 24128

100 e-4005-1000

## Inhaltsverzeichnis

|                                                             | Seite |
|-------------------------------------------------------------|-------|
| 1. Einleitung                                               | 1     |
| 2. Theoretische Grundlagen                                  | 5     |
| 2.1 Kinematik                                               | 5     |
| 2.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen             | 9     |
| 2.3 Quark-Parton-Modell                                     | 13    |
| 2.4 Quanten-Chromo-Dynamik                                  | 20    |
| 2.5 Voraussagen der Quanten-Chromo-Dynamik                  | 25    |
| 2.5.1 Momente in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung   | 28    |
| 2.5.2 Strukturfunktionen in niedrigster Ordnung der QCD     | 30    |
| 2.5.3 Momente in nächsthöherer Ordnung der Störungsrechnung | 33    |
| 2.5.4 Strukturfunktionen in nächsthöherer Ordnung           | 37    |
| 2.6 Higher-Twist-Effekte                                    | 39    |
| 2.7 Targetmassen-Effekte                                    | 40    |
| 3. Die Experimente                                          | 43    |
| 3.1 Neutrinostrahlen an Teilchenbeschleunigern              | 43    |
| 3.2 Das Gargamelle-Experiment                               | 50    |
| 3.2.1 Der Neutrinostrahl des CERN PS                        | 50    |
| 3.2.2 Die Blaskammer Gargamelle                             | 52    |
| 3.3 Das BEBC Experiment                                     | 55    |
| 3.3.1 Der Schmalband-Neutrinostrahl des SPS                 | 56    |
| 3.3.2 Die Blaskammer BEBC                                   | 60    |
| 3.3.3 Die externe Myon Identifikation im EMI                | 63    |
| 4. Auswertung der Daten                                     | 67    |
| 4.1 Bestimmung des Neutrinospektrums                        | 67    |
| 4.1.1 Auswertung des Myonflusses                            | 67    |
| 4.1.2 Berechnung des absoluten Neutrinospektrums            | 70    |
| 4.2 Auswertung der Filme                                    | 74    |
| 4.2.1 Auffinden und Messung der Ereignisse                  | 74    |
| 4.2.2 Bestimmung der Neutrinoenergie                        | 78    |
| 4.2.3 Korrektur für Energieverluste durch neutrale Teilchen | 86    |



|       |                                                           |     |
|-------|-----------------------------------------------------------|-----|
| 4.2.4 | Behandlung unvollständig gemessener Ereignisse            | 94  |
| 4.3   | Identifikation der Myonen aus den EMI-Daten               | 97  |
| 4.4   | Auswahl der Ereignisse                                    | 101 |
| 4.5   | Auswertung des Gargamelle-Experiments                     | 101 |
| 5.    | Korrekturen und Untergrund                                | 106 |
| 5.1   | Berücksichtigung der experimentellen Auflösung            | 106 |
| 5.1.1 | Gemeinsame Effekte für beide Experimente                  | 107 |
| 5.1.2 | Simulation des Gargamelle-Experiments                     | 114 |
| 5.1.3 | Simulation des BEBC-Experiments                           | 118 |
| 5.2   | Auffindwahrscheinlichkeit der Ereignisse                  | 120 |
| 5.3   | Myonnachweis im EMI                                       | 125 |
| 5.4   | Korrektur des Schnittes im Myonimpuls                     | 125 |
| 5.5   | Untergrund durch Meson-Zerfälle vor der Impulsselektion   | 127 |
| 5.6   | Untergrund aus Reaktionen über neutrale Ströme            | 128 |
| 5.7   | Targeteffekte                                             | 131 |
| 6.    | Experimentelle Ergebnisse                                 | 134 |
| 6.1   | Totale Wirkungsquerschnitte                               | 134 |
| 6.2   | Flußintegrale                                             | 140 |
| 6.3   | Test der Callan-Gross-Relation                            | 143 |
| 6.4   | Berechnung der Strukturfunktionen                         | 147 |
| 6.4.1 | Strukturfunktionen für inelastische Reaktionen            | 149 |
| 6.4.2 | Strukturfunktionen für elastische Reaktionen              | 155 |
| 7.    | Vergleich mit den Aussagen der Theorie                    | 160 |
| 7.1   | Vergleich mit dem Quark-Parton-Modell                     | 161 |
| 7.2   | Momente der Strukturfunktionen                            | 172 |
| 7.2.1 | Berechnung der Momente der Strukturfunktionen             | 173 |
| 7.2.2 | Vergleich mit den QCD-Voraussagen in erster Ordnung       | 177 |
| 7.2.3 | Voraussagen für die Momente in zweiter Ordnung            | 185 |
| 7.2.4 | Higher-Twist-Effekte                                      | 189 |
| 7.2.5 | Die Gross Llewellyn-Smith Summenregel                     | 196 |
| 7.3   | QCD-Voraussagen für die Strukturfunktion $F^{NS}(x, Q^2)$ | 199 |
| 7.3.1 | QCD-Voraussagen erster Ordnung für $F^{NS}(x, Q^2)$       | 200 |
| 7.3.2 | QCD-Voraussagen zweiter Ordnung für $F^{NS}(x, Q^2)$      | 207 |
| 7.4   | Vergleich mit anderen Experimenten                        | 212 |



## Seite

|                                                                     |     |
|---------------------------------------------------------------------|-----|
| Zusammenfassung                                                     | 215 |
| Anhang A: Anomale Dimensionen der Twist=2-Nichtsingulett Operatoren | 220 |
| Anhang B: Definition des Meßvolumens                                | 222 |
| Anhang C: Tabellen                                                  | 223 |
| Danksagung                                                          | 228 |
| Literaturverzeichnis                                                | 229 |



## 1. Einleitung

Nach heutiger Kenntnis sind Quarks und Leptonen die elementaren Konstituenten der Materie. Im Quark-Parton-Modell konnte seit längerer Zeit die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Leptonen und Nukleonen bei tiefinelastischen Stoßprozessen in guter Näherung durch elastische Reaktionen zwischen den Leptonen und quasi-freien Quarks beschrieben werden<sup>1-3</sup>. In diesem rein intuitiven Modell können allerdings Effekte der starken Wechselwirkung nicht nur nicht beschrieben werden, sondern sie, d.h. die Bindung zwischen den Quarks, sind sogar bewußt vernachlässigt worden. Die unbekannte Dynamik der starken Wechselwirkung mußte immer noch in experimentell zu bestimmenden Parametern wie Formfaktoren oder Strukturfunktionen erfaßt werden.

In der feldtheoretischen Beschreibung sind die fundamentalen Wechselwirkungen Konsequenzen der verschiedenen Eichsymmetrien der Theorie<sup>4</sup>. Das Konzept der eichinvarianten Feldtheorie ist so interessant, weil mit seiner Hilfe eine einheitliche Beschreibung aller Wechselwirkungen grundsätzlich möglich zu sein scheint<sup>4,5</sup>. Ein wichtiger Schritt auf diesem Weg war die erfolgreiche Vereinheitlichung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung<sup>6</sup>, die durch den experimentellen Nachweis des schwachen neutralen Stromes<sup>7</sup> bestätigt wurde.

Der erfolgversprechendste Kandidat für eine entsprechende feldtheoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD)<sup>8</sup>. Sie ist eine der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) nachgebildete Eichtheorie. Im Unterschied zur QED tragen ihre Eichquanten, die Gluonen, jedoch selbst Farbladungen und können daher untereinander wechselwirken. Dadurch entsteht ein "Anti-Abschirmungs"-Effekt für die "nackte Farbladung"<sup>9</sup>, der im genauen Gegensatz zur QED die Kopplungsstärke mit wachsendem Abstand zunehmen läßt, während sie für

kleine Abstände (großen Impulsübertrag  $Q^2$ ) asymptotisch verschwindet. Diese Eigenschaft der Theorie bezeichnet man als "asymptotische Freiheit". Sie erklärt den Erfolg des Quark-Parton-Modells, das ja bei der Beschreibung der tiefinelastischen Streuphänomene von freien Quarks ausgeht.

Eine direkte Beobachtung der reinen 3- und 4-Gluonvertizes, und damit der eindeutige Beweis der QCD, ist bisher nicht gelungen. Allerdings konnten einige vorher unverstandene experimentelle Befunde durch andere, etwas indirektere Konsequenzen der QCD erklärt werden:

- 1.) Die Breite des Übergangs  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  ( $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 7.95 \pm 0.55 \text{ eV}$ )<sup>10</sup> wird von der QCD richtig vorhergesagt<sup>11</sup>.
- 2.) Die in  $e^+e^-$ -Streuexperimenten beobachteten 3-Jet-Strukturen<sup>12</sup> können als Abstrahlung eines harten Gluons interpretiert werden.
- 3.) Durch Abstrahlung von Gluonen werden Verletzungen des im Quark-Parton-Modell postulierten Skalenverhaltens verursacht, die in Lepton-Nukleon-Streuexperimenten qualitativ bestätigt wurden<sup>13-19</sup>.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Vergleich der Ergebnisse eines Neutrino-Nukleon-Streuexperiments mit den durch die QCD vorhergesagten Abweichungen vom Skalenverhalten des Quark-Parton-Modells. Diese sind in der QCD eine Folge der  $Q^2$ -Abhängigkeit der effektiven Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$ . Die Skala der Änderungen mit  $Q^2$  wird durch den einzigen freien Parameter der Theorie, den Skalenparameter  $\Lambda$ , festgelegt. Ziel der Arbeit war es, diesen Parameter zu bestimmen. Da die Abhängigkeit von  $Q^2$  logarithmisch ist, muß der Vergleich mit dem Experiment über einen möglichst großen  $Q^2$ -Bereich erfolgen. Die ersten, direkten Voraussagen der QCD wurden für die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Momente der Strukturfunktionen gemacht, also der Integrale über den gesamten Bereich der Bjorkenvariablen  $x$  (Kap. 2.5.1). Auch für

das Verhalten der Strukturfunktionen selbst als Funktion von  $x$  und  $Q^2$  gibt es heute QCD-Berechnungen (Kap. 2.5.2). Zum Vergleich mit der Theorie ist also eine Messung der Strukturfunktionen in einem möglichst großen Bereich der Variable  $x$  erforderlich. Die in einem Experiment verfügbare Leptonenergie grenzt jedoch den kinematisch erreichbaren Bereich stark ein.

Für die vorliegende Analyse wurden die Daten des Neutrino-Experiments in der mit einer  $\text{Ne}/\text{H}_2$  Mischung gefüllten Blaskammer BEBC (Big European Bubble Chamber) ausgewertet. Das Experiment wurde im Schmalband-Neutrinostrahl des CERN SPS durchgeführt, dessen Energiespektrum sich von 5 - 200 GeV erstreckte mit einer mittleren Energie von 105 GeV im Neutrino- und 80 GeV im Antineutrinostrahl. Diese Mittelwerte liegen wesentlich höher als bei einem vergleichbaren Experiment<sup>16,17</sup> im Breitbandstrahl des SPS und ermöglichten dadurch Messungen bei wesentlich größeren Werten des Impulsübertrags  $Q^2$ . Im Vergleich zum Zählerexperiment der CDHS-Kollaboration<sup>14</sup>, das im gleichen Neutrinostrahl hinter BEBC steht, ermöglichte die Blaskammer eine Messung im gesamten kinematisch erreichbaren Bereich der Variablen  $x$  und  $Q^2$  ohne Akzeptanzverluste. Außerdem stand mit dem Gargamelle-Experiment (Kap. 3.2) ein Experiment mit gleicher Systematik zur Verfügung, dessen Daten zur Verbesserung der Statistik an den Rändern des kinematisch erreichbaren Gebietes bei großen  $x$  und kleinen  $Q^2$  hinzugenommen werden konnten. Da in beiden Experimenten schwere Flüssigkeiten als Kammerfüllung dienten, waren die experimentellen Bedingungen und die erforderlichen systematischen Korrekturen sehr ähnlich, obwohl das Gargamelle-Experiment bei wesentlich niedrigeren Neutrinoenergien (2 - 12 GeV) durchgeführt worden war. Den experimentellen Schwerpunkt dieser Arbeit bildeten das Messen und die Korrektur der Ereignisse des BEBC-Experiments sowie Arbeiten zur Bestimmung des Neutrinoflusses aus dem gemessenen Myonfluß (Kap. 4,5).

Beim Vergleich mit der Theorie wurden QCD-Berechnungen in erster und in zweiter Ordnung der Störungsrechnung benutzt (Kap. 2.5). Sowohl die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Momente der Strukturfunktionen als auch das Verhalten der Strukturfunktionen selbst wurde mit der Theorie verglichen (Kap. 7).

Bei niedrigen Werten von  $Q^2$  und im Resonanzbereich erwartet man zusätzliche Beiträge zu der  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen und Momente, die in der QCD nicht berechnet werden können. Zum einen sind das kinematische Effekte durch die Masse des Targetnukleons, zu deren Berücksichtigung beim Vergleich mit der Theorie ein Formalismus<sup>21,22</sup> existiert, der hier benutzt wurde (Kap. 2.7). Zum anderen erwartet man zusätzliche  $Q^2$ -Abhängigkeiten durch Resonanzproduktion, Transversalimpulse der Quarks sowie Streuung an Diquark-Systemen. Für diese Effekte, die unter dem Stichwort "Higher Twist"<sup>23</sup> zusammengefaßt werden, existieren keine theoretischen Beschreibungen. Es gibt aufgrund allgemeiner Überlegungen nur näherungsweise Parametrisierungen (Kap. 2.6), die jedoch so allgemein gehalten sind, daß die beobachtete  $Q^2$ -Abhängigkeit sowohl der Strukturfunktionen wie auch der Momente bisher auch allein durch sie beschrieben werden konnte<sup>24</sup>.

Eine klare Trennung der Effekte, die von den Higher-Twist-Beiträgen bzw. der QCD hervorgerufen werden, erwies sich als äußerst problematisch. Deshalb ist es angezeigt, alle bisher versuchten Vergleiche zwischen Experiment und Theorie auf diese Trennung hin zu untersuchen. Dementsprechend werden in der vorliegenden Arbeit die Ergebnisse für  $\Lambda$  aus den verschiedenen Analysen einander gegenübergestellt.

## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die Interpretation der Strukturfunktionen und ihrer Abhängigkeit von kinematischen Variablen im Rahmen des Quark-Parton-Modells bzw. der Quanten-Chromodynamik (QCD) dargestellt. Dabei beschränkt sich die Darstellung auf die Zusammenhänge, die zum Verständnis der vorliegenden Analyse wichtig sind. Für eine umfassende Beschreibung der zugrundeliegenden Theorie sei auf die Literatur (Ref. 25 - 29) verwiesen. Nach der Einführung der kinematischen Variablen (Kap. 2.1) und der Strukturfunktionen (Kap. 2.2) wird deren Interpretation im Quark-Parton-Modell dargestellt (Kap. 2.3). Die Modifikation dieses rein intuitiven Modells durch die feldtheoretische Betrachtungsweise der QCD wird in Kap. 2.4 umrissen. In Kap. 2.5 werden die Grundzüge der QCD-Berechnungen in erster und zweiter Ordnung der Störungsrechnung dargestellt, mit denen die gemessenen Strukturfunktionen und ihre Momente später verglichen werden. Die damit konkurrierenden, in der theoretischen Beschreibung jedoch weitgehend spekulativen sogenannten Higher-Twist-Effekte werden in Kap. 2.6 diskutiert. Zuletzt wird der Formalismus vorgestellt, der zur Korrektur der durch die Masse des Targetnukleons verursachten Effekte benutzt wird (Kap. 2.7).

### 2.1 Kinematik

Bei der Streuung von Myon-Neutrinos an Nukleonen N (Proton p oder Neutron n) beobachtet man die folgenden Reaktionstypen:

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + \text{Hadronen} \quad (2.1)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} + \text{Hadronen} \quad (2.2)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \text{Hadronen} \quad (2.3)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \text{Hadronen} \quad (2.4)$$

Die Reaktionen (2.1) und (2.2) bezeichnet man als Reaktionen über "geladene Ströme" (charged currents: CC), während (2.3) und (2.4) über "neutrale Ströme" (neutral currents: NC) erfolgen, d.h. es findet dort kein Transport elektrischer Ladung zwischen Lepton- und Hadronsystem statt. Alle dieser Prozesse lassen sich durch ein Feynman-Diagramm analog zur Quanten-Elektrodynamik (QED) (Abb. 2.1) beschreiben. Während in der QED die Wechselwirkung durch den Austausch eines neutralen, masselosen Photons erfolgt, wird die schwache Wechselwirkung durch massive, geladene oder neutrale Vektorbosonen ( $W^+, W^-, Z^0$ ) vermittelt. Hier sollen im folgenden nur CC-Reaktionen, also Reaktionen mit Austausch von elektrischer Ladung, untersucht werden. Die Kinematik läßt sich durch die in Abbildung 2.1 festgelegten Viererimpulse beschreiben.  $E_\nu$  ist die Energie des einlaufenden Neutrinos und  $E_\mu$  die des auslaufenden Myons. Der auf den Hadronvertex übertragene Viererimpuls ist

$$q = (P_\nu - P_\mu) = (P_X - P_N) \quad . \quad (2.5)$$

Für das lorentzinvariante Quadrat dieses Viererimpuls-Übertrags gilt bei Vernachlässigung von Leptonmassen

$$\begin{aligned} q^2 &= (P_\nu - P_\mu)^2 = m_\nu^2 + m_\mu^2 - 2(\bar{P}_\nu \cdot \bar{P}_\mu) \\ &\approx - 2 E_\nu E_\mu (1 - \cos \theta_\mu) \\ &= - 4 E_\nu E_\mu \sin^2 \theta_\mu \quad . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei ist  $\theta_\mu$  der Winkel zwischen Neutrino- und Myonrichtung im Laborsystem. In der Lepton-Nukleon-Streuung ist der Impulsübertrag  $q$  raumartig,  $q^2$  also negativ definiert. Man benutzt daher stattdessen die positive Größe  $Q^2 = - q^2$ .

Das hadronische System im Endzustand hat die Energie

$$E_{\text{Had}}^{\text{tot}} = \sum_i E_{\text{Had}}^i \quad , \quad (2.7)$$

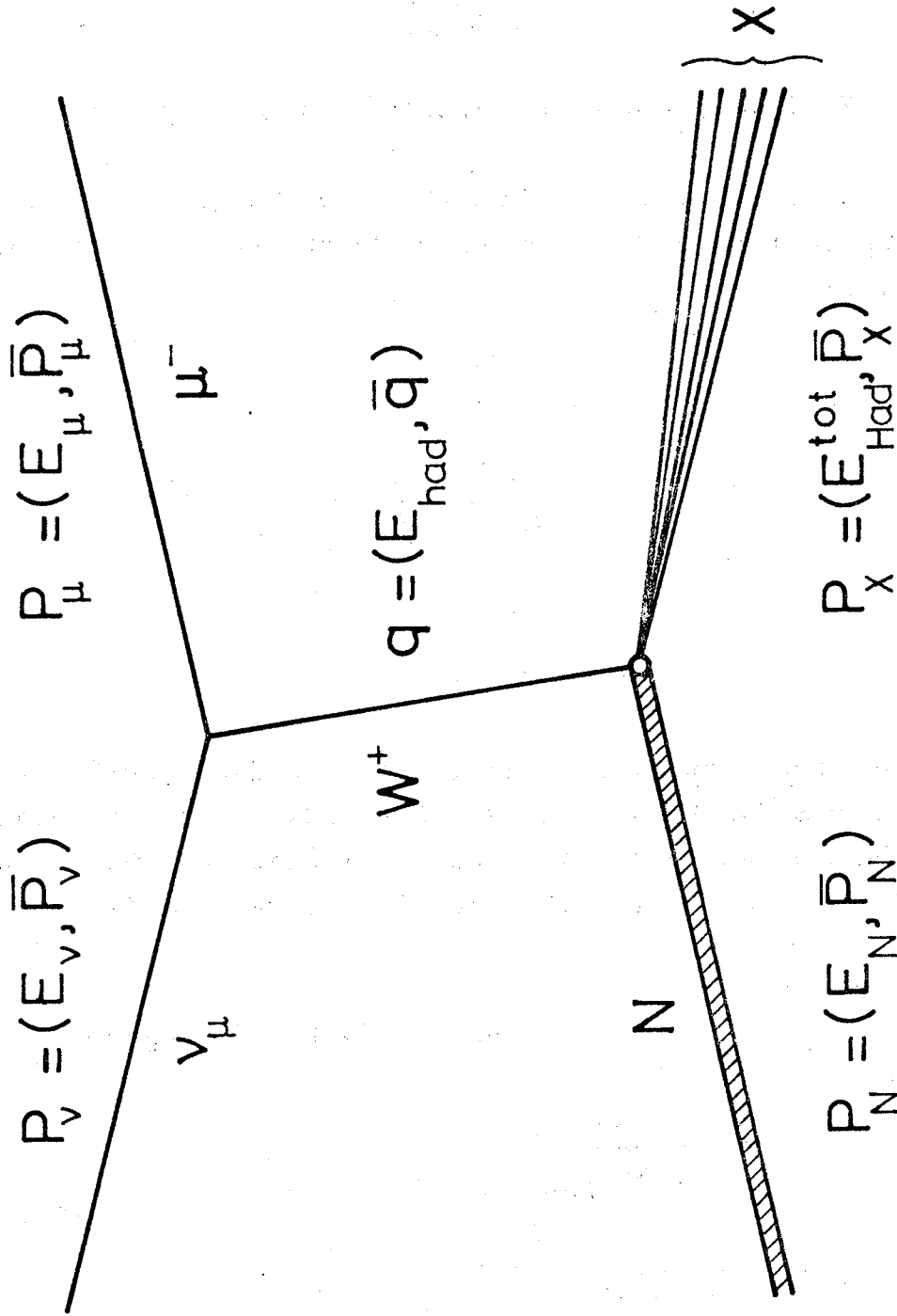


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Neutrino-Nukleon-Streuung und Definition der benutzten Variablen.

und die auf das Hadronsystem übertragene Energie ist im Ruhesystem des Nukleons

$$E_{\text{Had}} = E_{\text{Had}}^{\text{tot}} - M, \quad (2.8)$$

wobei  $M$  die Masse des Nukleons ( $m_p$  oder  $m_n$ ) ist.

Für die praktische Anwendung ist es angenehm, mit den folgenden lorentzinvarianten Produkten der Viererimpulse zu arbeiten:

$$v = \frac{q \cdot P_N}{M} \quad (2.9a)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P_N q} = \frac{Q^2}{2Mv} \quad (2.10a)$$

$$y = \frac{P_N \cdot q}{P_N \cdot P_v} \quad (2.11a)$$

Für Neutrinoexperimente mit einem ruhenden Target ist das Laborsystem mit dem Ruhesystem des Nukleons identisch, wenn man von der Fermibewegung des Nukleons im Target absieht. Dann lassen sich wegen  $P_N = (M, 0, 0, 0)$  die Gl'n. (2.9a) bis (2.11a) umschreiben:

$$v = q_0 = E_v - E_\mu = E_{\text{Had}}^{\text{tot}} - M = E_{\text{Had}} \quad (2.9b)$$

$$x = \frac{Q^2}{2 M E_{\text{Had}}} \quad (2.10b)$$

$$y = \frac{E_{\text{Had}}}{E_v} \quad (2.11b)$$

Für das Quadrat der invarianten Masse des Hadronsystems im Endzustand gilt dann

$$W^2 = (P_N + q)^2 = M^2 + 2Mv - Q^2 = M^2 + Q^2(1-x)/x \quad (2.12)$$

Aus der elastischen Reaktion mit  $W^2 = M^2$  folgt für die Grenzen von  $x$

$$0 < x \leq 1 \quad (2.13)$$

und von  $y$

$$0 < y \leq \frac{1}{1 + \frac{Mx}{2E_\nu}} \xrightarrow{E_\nu \rightarrow \infty} 1 \quad (2.14)$$

## 2.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Der Wirkungsquerschnitt für Lepton-Nukleon-Streuung läßt sich, gemittelt über alle Spinzustände, als Produkt zweier Tensoren schreiben<sup>30</sup>. Im Fall von (Anti-)Neutrino-Nukleon-Streuung erhält man

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2 dv} = \frac{G^2}{32\pi ME_\nu} L_{\lambda\rho} W_{\lambda\rho} \quad (2.15)$$

Dabei ist  $G$  die Fermikopplungskonstante

$$G = (1.023 \pm 0.001) 10^{-5}/M^2 \quad (2.16)$$

Der Leptontensor  $L_{\lambda\rho}$  ist sowohl für die schwache wie für die elektromagnetische Wechselwirkung vollständig bekannt. Der Hadrontensor  $W_{\lambda\rho}$  dagegen hängt von der inneren Struktur des Nukleons ab und wird durch die Strukturfunktionen  $W_i^{\nu, \bar{\nu}N}(Q^2, \nu)$  ( $i = 1, 2, 3$ , falls Lepton-Massenterme vernachlässigt werden) parametrisiert. Damit erhält man:<sup>26</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2 dv} = & \frac{G^2}{2\pi} \frac{E_\mu}{E_\nu} \frac{1}{M} \left[ 2 \sin^2 \frac{\theta_\mu}{2} W_1^{\nu, \bar{\nu}N}(Q^2, \nu) + \cos^2 \frac{\theta_\mu}{2} W_2^{\nu, \bar{\nu}N}(Q^2, \nu) \right. \\ & \left. \pm \frac{E_\nu + E_\mu}{M} \sin^2 \frac{\theta_\mu}{2} W_3^{\nu, \bar{\nu}N}(Q^2, \nu) \right] \quad (2.17) \end{aligned}$$

Das Pluszeichen vor dem Term  $W_3^{\nu, \bar{\nu}N}(Q^2, \nu)$  gilt für Neutrino- und das Minuszeichen für Antineutrino-Reaktionen. Dieser Term tritt nur in der schwachen Wechselwirkung auf und beschreibt die paritätsverletzende Vektor-Axialvektor-Interferenz.

Die Strukturfunktionen  $W_i(Q^2, \nu)$  hängen im allgemeinen von  $Q^2$  und  $\nu$  ab und sind für  $\nu p$ ,  $\nu n$ ,  $\bar{\nu} p$  und  $\bar{\nu} n$ -Prozesse verschieden, so daß man in der Lepton-Nukleon-Streuung 12 verschiedene Strukturfunktionen hat. Wegen der Ladungssymmetrie des geladenen Stromes gilt aber<sup>26,30</sup>

$$\begin{aligned} W_i^{\nu p}(Q^2, \nu) &= W_i^{\bar{\nu} n}(Q^2, \nu) \\ W_i^{\bar{\nu} p}(Q^2, \nu) &= W_i^{\nu n}(Q^2, \nu) \quad i = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Damit reduziert sich die Zahl der unbekannten Strukturfunktionen auf sechs. Im vorliegenden Experiment bestand das Target aus komplexen Kernen mit einer nahezu gleichen Anzahl von Protonen und Neutronen. Da die Reaktionen an Protonen und Neutronen sich experimentell nicht trennen lassen, schreibt man für ein exakt isoskalares Target

$$N = \frac{p + n}{2}. \quad (2.19)$$

Die an diesem Target gemessenen Strukturfunktionen  $W_i^{\nu N}$  und  $W_i^{\bar{\nu} N}$  sind wegen Gl.n. (2.18) und (2.19) gleich und folgendermaßen definiert:

$$W_i^{\nu N} = \frac{W_i^{\nu p} + W_i^{\nu n}}{2} = \frac{W_i^{\bar{\nu} p} + W_i^{\bar{\nu} n}}{2} = W_i^{\bar{\nu} N}. \quad (2.20)$$

Bei ungleicher Zahl von Protonen und Neutronen muß eine Korrektur erfolgen (Kap. 5.7). Damit bleiben drei zu bestimmende

Strukturfunktionen übrig. Im folgenden sind mit Struktur-  
funktionen stets die in Gl. (2.20) definierten  $W_i^{\nu N}$  gemeint.

Für tiefinelastische Prozesse hat Bjorken 1969 voraus-  
gesagt<sup>31</sup>, daß die Strukturfunktionen "Skalenverhalten" zeigen  
sollten. Das heißt, wenn  $Q^2$  und  $\nu$  so groß werden, daß man alle  
Massen vernachlässigen kann, dann sollten die Strukturfunk-  
tionen nur noch Funktionen der dimensionslosen Variablen  $x$   
(Gl. 2.10) sein. Schreibt man also Gl. (2.17) auf die  
Variablen  $x$  und  $y$  (Gl. 2.11) um und führt die Definitionen

$$\begin{aligned} W_1(Q^2, \nu) &= F_1(x, Q^2) \\ \frac{\nu}{M} W_2(Q^2, \nu) &= F_2(x, Q^2) \\ \frac{\nu}{M} W_3(Q^2, \nu) &= F_3(x, Q^2) \end{aligned} \quad (2.21)$$

ein, so erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu, \bar{\nu} N}}{dx dy} &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[ \frac{y^2}{2} 2 x F_1(x, Q^2) + \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu} \right) F_2(x, Q^2) \right. \\ &\quad \left. \pm y \left( 1 - \frac{y}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

und im Bjorken'schen Skalenlimes gilt dann

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{Q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty \\ x \text{ fest}}} F_i(x, Q^2) &\rightarrow F_i(x) \quad i = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.23)$$

Es ist in diesem Zusammenhang interessant, daß bereits 1962  
Kastrup<sup>32</sup> aus allgemeinen Symmetrieüberlegungen für hohe  
Energien ein solches näherungsweise Verhalten vorhergesagt  
hatte.

Aus dem Skalenverhalten der Strukturfunktionen lassen sich folgende direkte Konsequenzen für  $(\bar{\nu})N$ -Streuprozesse ableiten<sup>31</sup>:

- 1.) Der totale Wirkungsquerschnitt steigt linear mit der Energie

$$\sigma^{\nu, \bar{\nu}} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \int_0^1 dx \left[ \frac{1}{3} x F_1(x) + \frac{1}{2} F_2(x) \pm \frac{1}{3} x F_3(x) \right] . \quad (2.24)$$

- 2.) Wenn  $f(x,y)$  nur eine Funktion der Skalenvariablen  $x$  und  $y$  ist, dann sollte der Mittelwert

$$\langle f(x,y) \rangle = \frac{\iint f(x,y) \frac{d\sigma}{dx dy} dx dy}{\iint \frac{d\sigma}{dx dy} dx dy} \quad (2.25)$$

im Skalenlimites unabhängig von der Energie  $E_\nu$  sein. Mit Gl. (2.25) ist ein Test auf Abweichungen vom Skalenverhalten möglich, der unabhängig von der Flußmessung für die Neutrinos ist.

Die ersten tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuexperimente am SLAC stellten bereits bei sehr niedrigen Werten von  $Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$  näherungsweise Skalenverhalten der Strukturfunktionen fest<sup>33,34</sup>. Auch in den ersten Neutrinoexperimenten wurde bereits bei niedrigen Energien der aus dem Skalenverhalten abgeleitete lineare Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Energie<sup>35,36</sup> und näherungsweise Skalenverhalten der Strukturfunktionen<sup>37</sup> beobachtet. Da das bei deutlich niedrigeren Energien geschah, als ursprünglich erwartet, bezeichnete man es als vorzeitiges Skalenverhalten (precocious scaling).

### 2.3 Quark-Parton-Modell

Die Parton-Hypothese wurde zunächst von Feynman<sup>1</sup> als intuitive Erklärung des Skalenverhaltens und der beobachteten Wirkungsquerschnitte aufgestellt. Danach besteht das Nukleon aus einem Gas quasifreier, punktförmiger, elektrisch geladener Bausteine, den Partonen. Die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung wird dann zurückgeführt auf elastische Streuprozesse an einzelnen Partonen, die den Bruchteil  $p = \zeta P_N$  des Nukleonimpulses tragen ( $0 < \zeta \leq 1$ ,  $\sum_i \zeta_i = 1$ ). Betrachtet man den Prozeß im Breitsystem, so gilt, wenn  $p' = \zeta' P_N'$  der Impuls des Partons nach dem Stoß und  $q$  der Viererimpulsübertrag ist, bei Vernachlässigung aller Massen und Transversalimpulse

$$q = p' - p \quad (2.26)$$

$$(p + q)^2 = p'^2 \quad (2.27)$$

$$(\zeta P_N)^2 + 2\zeta P_N q + q^2 = (\zeta' P_N')^2 \quad (2.28)$$

Das Breitsystem ist aber gerade so definiert, daß  $(\zeta P_N)^2 = (\zeta' P_N')^2$  und damit folgt

$$2\zeta P_N q = -q^2 \quad (2.29)$$

$$\zeta = \frac{-q^2}{2P_N q} = \frac{Q^2}{2P_N q} \quad (2.30)$$

Da aber in Gl. (2.30) nur lorentzinvariante Produkte von Vierervektoren auftreten, ist die Gleichung in allen Bezugssystemen gültig. Durch Vergleich mit Gl. (2.10a) folgt sofort, daß  $\zeta$  mit der Bjorken-Skalenvariablen  $x$  identisch ist. Im Grenzfall  $P \rightarrow \infty$ , in dem die obige Betrachtung streng genommen nur gültig ist, also im Bjorkenlimes, sind die Aussagen von Partonmodell und Bjorkenscaling daher identisch. Das Parton-Modell vernachlässigt allerdings folgende Effekte:

- 1.) Parton-Parton-Wechselwirkungen.
- 2.) Parton- und Nukleonmassen.
- 3.) Transversalimpulse der Partonen bezüglich des Nukleonimpulses.

In dieser Näherung kann der Wirkungsquerschnitt für die Lepton-Nukleon-Streuung als inkohärente Summe über die elastischen Lepton-Parton-Wirkungsquerschnitte geschrieben werden<sup>25,26</sup>:

$$\frac{d^2 \sigma^{\ell N}}{dx dy} = \sum_i g_i^2 f_i(x) \left[ \frac{d^2 \sigma^{e1}}{dx dy} \right]_i \quad (2.31)$$

Die Summe geht über die verschiedenen Arten (Flavor) von wechselwirkenden Partonen;  $g_i$  ist die Kopplungskonstante an das  $i$ -te Parton in Einheiten der Elementarladung oder der Fermikonstanten  $G$ . Die Zahl der Partonen mit Impulsanteil  $x$  am Nukleonimpuls wird durch die Verteilungsfunktionen  $f_i(x)$  gegeben. Die Streuung im Bild des Parton-Modells ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Zunächst wird das Lepton an einem quasifreien Parton gestreut. Das gestreute Parton und die übrigen, unbeteiligten Partonen (spectators) gehen durch Fragmentation<sup>25,40</sup> in den beobachtbaren hadronischen Endzustand über.

In der weiteren Ausarbeitung dieser Idee<sup>2,3,25</sup> wurden die Partonen mit den von Gell-Mann<sup>38</sup> und Zweig<sup>39</sup> postulierten Quarks gleichgesetzt, die bei der Erklärung der Multiplettstruktur der Hadronen erfolgreich benutzt wurden. Von diesen Teilchen mit Spin = 1/2 und drittelzahliger Ladung sind bis heute fünf verschiedene Arten (Flavor) experimentell nachgewiesen, die durch die Flavor-Quantenzahlen ( $u$  = up,  $d$  = down,  $s$  = strange,  $c$  = charm,  $b$  = beauty) unterschieden werden.

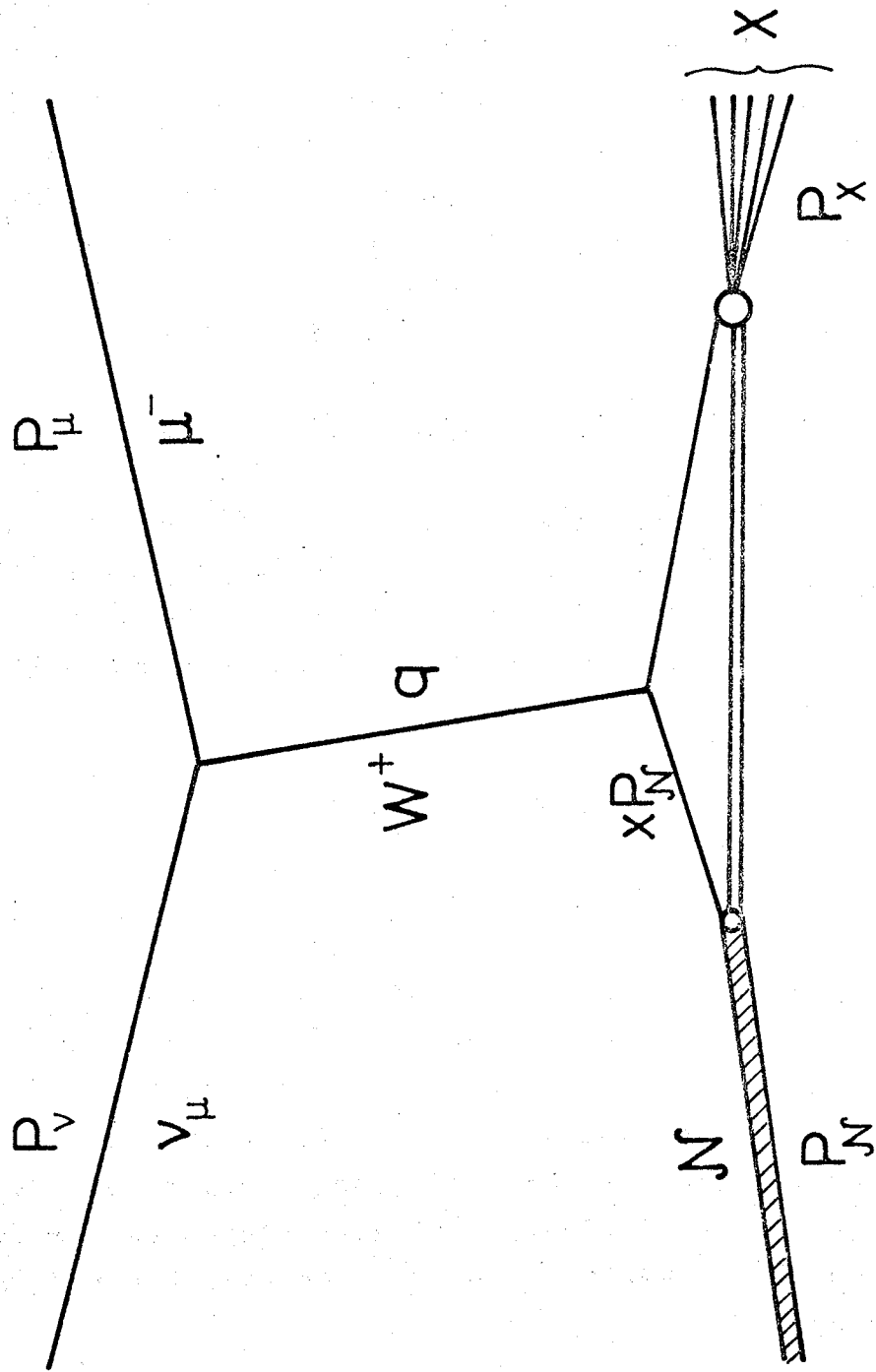


Abb. 2.2: Neutrino-Nukleon-Streuung im Quark-Parton-Modell. Das  $W$ -Boson streut an einem Parton, das den Anteil  $xP_N$  des Nukleonimpulses  $P_N$  trägt.

Im Quark-Parton-Modell stellt man sich das Nukleon aus den Valenzquarks, die seine Quantenzahlen bestimmen, und einem "See" von Quark-Antiquark-Paaren aufgebaut vor. Zusätzlich muß es allerdings noch elektrisch neutrale Bausteine geben (Gluonen, s.u.). Führt man die x-abhängigen (Anti-)Quarkdichten im Proton  $\bar{u}(x)$ ,  $\bar{d}(x)$ ,  $\bar{s}(x)$ ,  $\bar{c}(x)$ ,  $\bar{b}(x)$  ein und bezeichnet mit  $q(x)$  die Verteilung der Quarks im Nukleon und mit  $\bar{q}(x)$  die der Antiquarks, so gilt

$$q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x) + b(x) \quad (2.32)$$

$$\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x) + \bar{b}(x) \quad . \quad (2.33)$$

Für die vorliegende Analyse spielen  $\bar{c}$ - und  $\bar{b}$ -Quarks wegen ihrer großen Massen eine vernachlässigbar kleine Rolle. Ihre Beiträge werden daher im folgenden nicht berücksichtigt. Die Verteilung der u- und d-Quarks besteht aus einem Valenz- und einem See-Anteil

$$u(x) = u_V(x) + u_S(x) \quad (2.34)$$

$$d(x) = d_V(x) + d_S(x) \quad , \quad (2.35)$$

während s-, c- und b-Quarks und Antiquarks nur im See vorkommen. Die Verteilungen der See-Anteile sind für Quarks und Antiquarks einer Flavor jeweils gleich und verschwinden für  $x > 0.4$  praktisch vollständig<sup>64</sup>. Proton und Neutron gehen durch Isospinreflektion  $u \leftrightarrow d$  auseinander hervor. Die Verteilung der d-(u-)Quarks im Proton ist also gleich der Verteilung der u-(d-)Quarks im Neutron. Für die Verteilung der Valenzquarks gilt daher

$$V(x) = u_V(x) + d_V(x) = q(x) - \bar{q}(x) \quad . \quad (2.36)$$

Aus Gln. (2.22), (2.31) bis (2.36) läßt sich mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte für die elementaren Lepton-Quark-Prozesse zeigen<sup>26,31</sup>, daß folgender Zusammenhang zwischen den in Gl. (2.22) auftretenden Strukturfunktionen und den Quarkdichten besteht:

$$xF_3(x) = xV(x) = x(q(x) - \bar{q}(x)) \quad (2.37)$$

$$F_2(x) = x(q(x) + \bar{q}(x)) \quad (2.38)$$

Die hier auftretenden Produkte aus Quarkdichten und  $x$  lassen sich als Impulsdichten verstehen, die angeben, welcher Teil des Nukleonimpulses von Quarks im Bereich von  $x$  bis  $x + dx$  getragen wird. Für die Strukturfunktion  $F_1(x)$  wurde von Callan und Gross<sup>41</sup> aus der Stromalgebra folgende Relation hergeleitet:

$$2xF_1(x) / F_2(x) = A \quad (2.39a)$$

Im Quark-Parton-Modell gilt für Quarks mit Spin = 1/2

$$A = 1 \quad (2.39b)$$

Werte von  $A$ , die von (2.39b) abweichen ( $A < 1$ ), würden bedeuten, daß es zusätzlich Streuung an Konstituenten mit Spin  $\neq 1/2$  gibt, oder daß die Vereinfachungen des Quark-Parton-Modells nicht exakt gelten, die Quarks zum Beispiel Transversalimpulse hätten, die nicht vernachlässigbar klein sind. In den ersten Experimenten wurden Werte für  $A$  gemessen, die mit der Relation (2.39b) gut verträglich waren.<sup>37,45</sup> Neuere Experimente bei höheren Energien sind immer noch mit  $A = 1$  verträglich<sup>47-49</sup>, liefern aber alle etwas kleinere Werte.

Eine wichtige Voraussage des Quark-Parton-Modells ist die Gross Llewellyn-Smith Summenregel<sup>42</sup>. Sie besagt, daß als Konsequenz aus Gln. (2.36) und (2.37) für die Zahl der Valenzquarks

im Nukleon gilt

$$\int_0^1 V(x) dx = \int_0^1 F_3(x) dx = 3 \quad . \quad (2.40)$$

Bemerkenswerterweise ist auch für diese Summenregel der gemessene Wert<sup>37</sup> von  $3.2 \pm 0.6$  in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Das Quark-Parton-Modell fordert weiterhin, daß wegen Gl. (2.31) für die in der  $eN$ -Streuung und in der  $\nu N$ -Streuung gemessenen Strukturfunktionen

$$\frac{5}{18} + \frac{1}{360} = 0.281 \geq \frac{\int_0^1 F_2^{eN} dx}{\int_0^1 F_2^{\nu N} dx} \geq \frac{5}{18} = 0.278 \quad (2.41)$$

gelten sollte<sup>2,3,43</sup>, wenn man die üblichen elektrischen Ladungen für die Quarks annimmt. Bereits die ersten Experimente<sup>37</sup> liefern einen Wert von  $0.279 \pm 0.026$  in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

Aus Gl. (2.38) folgt, daß das Integral über  $F_2(x)$  den gesamten von Quarks und Antiquarks getragenen Anteil am Nukleonimpuls mißt. Experimentell findet man

$$\int_0^1 F_2(x) dx \cong 0.50 \quad . \quad (2.42)$$

Das bedeutet, daß etwa die Hälfte des Nukleonimpulses von anderen Konstituenten getragen werden muß, die weder an der schwachen noch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen. Diese Teilchen, in denen man heute die Träger der starken Wechselwirkung sieht, nennt man Gluonen.

Der von Quarks und Antiquarks allein getragene Anteil des Nukleonimpulses ist mit Gln. (2.37) und (2.38)

$$xq(x) = \frac{1}{2} (F_2(x) + xF_3(x)) \quad (2.43)$$

$$x\bar{q}(x) = \frac{1}{2} (F_2(x) - xF_3(x)) \quad (2.44)$$

Für den gesamten von Quarks (Antiquarks) getragenen Impuls  $Q$  ( $\bar{Q}$ ) gilt daher

$$Q = \frac{1}{2} \left[ \int_0^1 F_2(x) dx + \int_0^1 xF_3(x) dx \right] \quad (2.45)$$

$$\bar{Q} = \frac{1}{2} \left[ \int_0^1 F_2(x) dx - \int_0^1 xF_3(x) dx \right] \quad (2.46)$$

Auf Antiquarks entfällt der relative Anteil

$$\frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}} = \frac{1 - B}{2} \quad (2.47)$$

mit

$$B = \frac{\int_0^1 xF_3(x) dx}{\int_0^1 F_2(x) dx} \quad (2.48)$$

Für  $B$  fand man einen Wert<sup>43,50</sup> von etwa 0.90 in den Neutrinoexperimenten bei niedrigen Energien ( $E < 10$  GeV), der bei höheren Energien kleiner wurde. Mit zunehmender Energie wurde also ein größerer Anteil des Nukleonimpulses bei Antiquarks gesehen.

## 2.4 Quanten-Chromo-Dynamik

Im vorangegangenen Abschnitt ist deutlich geworden, daß das intuitive Quark-Parton-Modell eine erstaunlich gute Beschreibung der Lepton-Nukleon-Streuung liefert. Ihm fehlt jedoch die formale, theoretische Basis einer zugrundeliegenden Feldtheorie. Heute wird die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) als erfolgversprechendster Kandidat für eine solche Feldtheorie angesehen. Sie ist der Elektrodynamik nachgebildet, also ebenfalls eine Eichfeldtheorie, in der Spinorfelder (= Quarks) mit Vektorfeldern (= Gluonen) lokal wechselwirken können. Im Unterschied zur QED aber ist die Symmetriegruppe der Eichtransformationen hier keine abelsche  $U(1)$ -Gruppe, sondern eine nichtabelsche  $SU(3)$ -Gruppe. Das hat zur Folge, daß jedes Quark nicht nur elektrische Ladung trägt, sondern auch einen neuen inneren  $SU(3)$ -Freiheitsgrad besitzt, der Farbladung (color)<sup>51</sup> heißt. Der Name soll andeuten, daß bei Zusammensetzung dreier verschiedenfarbiger Quarks zu einem Baryon sich die Farbladungen (z.B. rot, grün, blau) zum neutralen weiß (oder "farblos") des Baryons addieren. Diese Vorstellung gestattet zugleich zu verstehen, warum das niedrigst liegende Baryonmultipllett eine bezüglich Orts- und Spinkoordinaten symmetrische 3-Quarkwellenfunktion besitzt, während doch nach dem verallgemeinerten Pauli-Prinzip eine total antisymmetrische Wellenfunktion zu erwarten ist. Tritt nämlich der  $SU(3)_{\text{color}}$ -Freiheitsgrad hinzu, dann liefert dieser Anteil - wenn das 3-Quarksystem im Color-Singulett-Zustand, also farbneutral, ist - den benötigten antisymmetrischen Faktor.

Wenn zwei "farbige" Quarks über ein Gluon miteinander wechselwirken, muß auch dieses "Farbe" tragen. Bildet man nämlich im Color-Raum die Produktdarstellung  $\underline{3} \otimes \underline{3}$ , so erhält man ein Color-Oktett und ein Color-Singulett. Nur das Oktett läßt sich mit den Generatoren der  $SU(3)_{\text{color}}$  identifizieren. Die Eichquanten der QCD sind also ein (Color-) Oktett masseloser

Gluonen<sup>52</sup> (masselos, falls  $SU(3)_{\text{color}}$  eine exakte Eichsymmetrie und nicht spontan gebrochen ist). Die Farbladung der Gluonen erlaubt auch direkte Wechselwirkung von Gluonen untereinander - im Gegensatz zur QED, wo das strikt neutrale Photon nicht direkt mit sich selbst wechselwirken kann. Es treten dann neben den Gluon-Quark-Vertizes (Abb. 2.3 a,b) auch 3- und 4-Gluon-Vertizes (Abb. 2.3 c,d) auf. Diese reinen Gluon-Vertizes liefern einen negativen Beitrag<sup>9</sup> zur effektiven Kopplungskonstanten, die durch diesen Anti-Abschirmungs-Effekt insgesamt mit wachsendem  $Q^2$  logarithmisch abnimmt (Abb. 2.4). Dieses der QED genau entgegengesetzte Verhalten wurde von Gross, Wilczek und Politzer<sup>53,54</sup> 1973 bewiesen und wird als "asymptotische Freiheit" bezeichnet. Es erklärt den Erfolg des Quark-Parton-Modells, denn bei genügend großen  $Q^2$  wird die Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$  so klein, daß die Quarks als quasifrei angesehen werden können. In diesem Bereich ist daher auch die Anwendung störungstheoretischer Rechenmethoden zulässig. Umgekehrt wird durch das starke Anwachsen der Kopplungskonstanten bei großen Abständen (kleinen  $Q^2$ ) anschaulich nahegelegt, daß freie Quarks nicht existieren sollten (quark-confinement). Die starke  $Q^2$ -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten, insbesondere bei kleinen und mittleren  $Q^2$ , impliziert auch eine  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen der Lepton-Nukleon-Streuung

$$F_i(x) \xrightarrow{\text{QCD}} F_i(x, Q^2) \quad , \quad (2.49)$$

die aus der Theorie vorhersagbar ist. Hält man sich vor Augen, daß die Strukturfunktionen Kombinationen von Quark-Impulsdichten sind, so kann man das anschaulich folgendermaßen erklären<sup>56</sup>:

Das zwischen Lepton- und Hadronvertex ausgetauschte Boson ( $W^\pm, Z^0, \gamma$ ) kann nur Dimensionen der Größenordnung  $1/\sqrt{Q^2}$  auflösen. Mit wachsendem  $Q^2$  steigt die Wahrscheinlichkeit, Quarks mit einem Impulsanteil  $x$  zu finden, die durch Abstrahlung eines Gluons aus Quarks mit Impulsanteil  $y > x$  hervorgegangen sind (Abb. 2.5a) oder durch  $q\bar{q}$ -Paarbildung aus einem Gluon mit

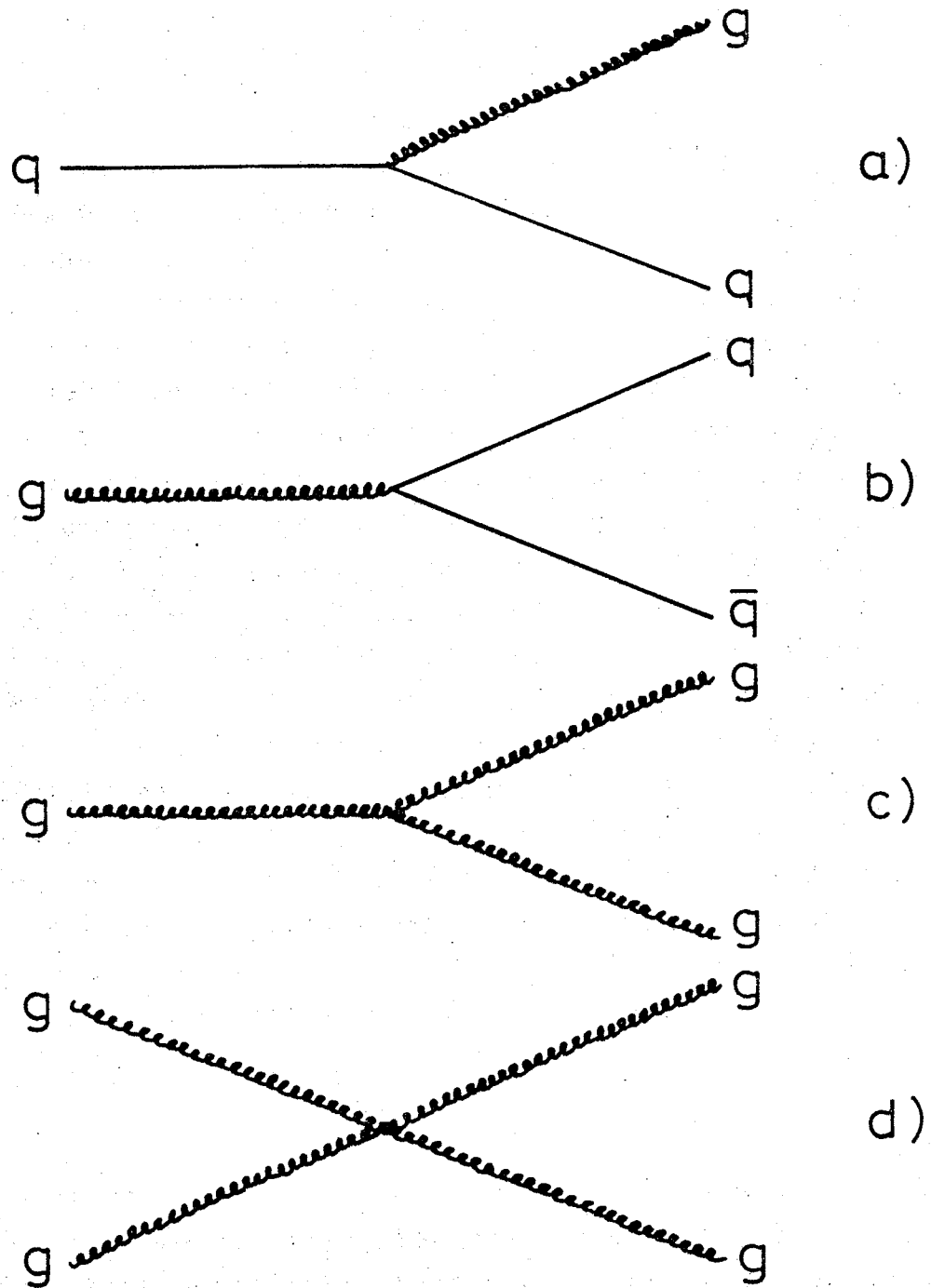


Abb. 2.3: Vertizes, die im Bild der QCD zur starken Wechselwirkung beitragen (q: Quark, g: Gluon). Vertex a) und b) sind analog zur QED, während c) und d) nur in nicht-abelschen Eichtheorien auftreten, in denen die Eichquanten untereinander koppeln.

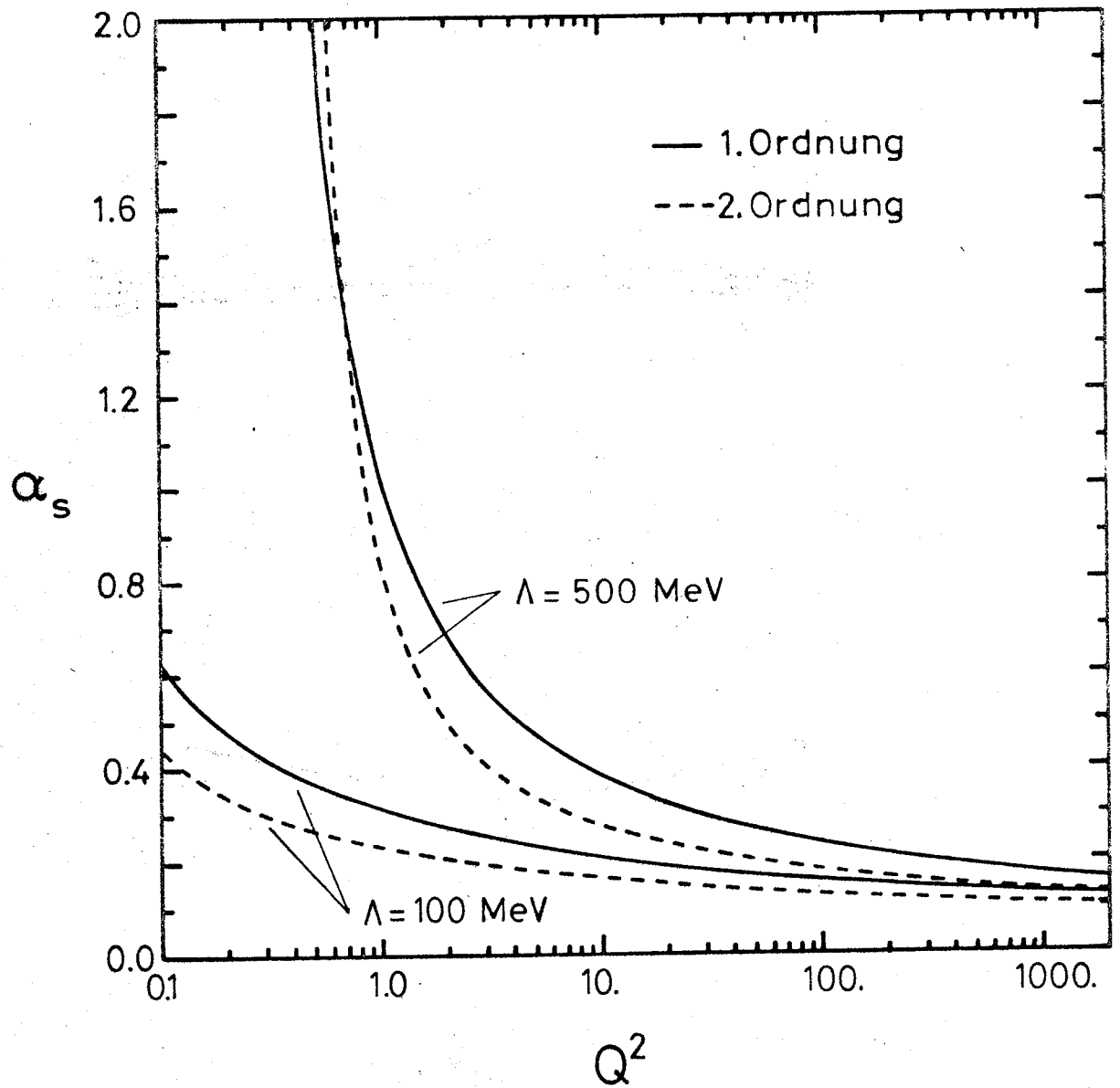
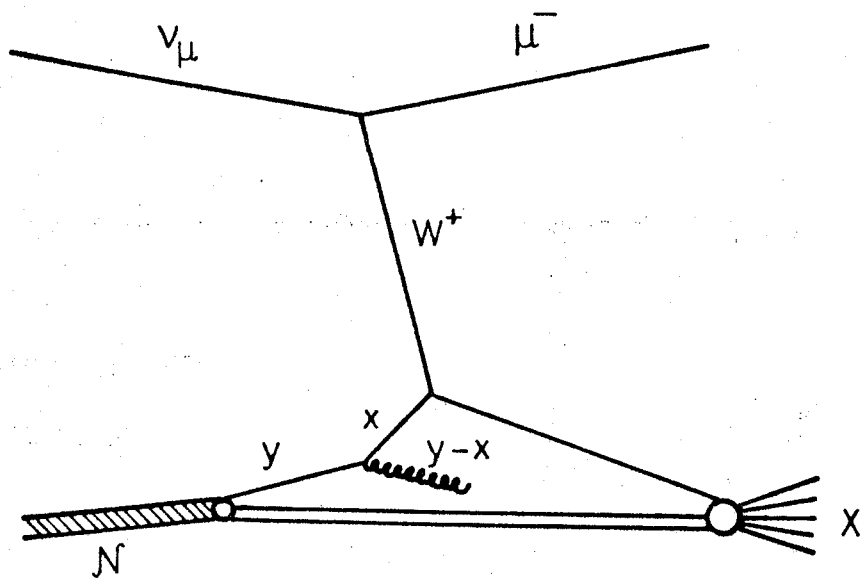
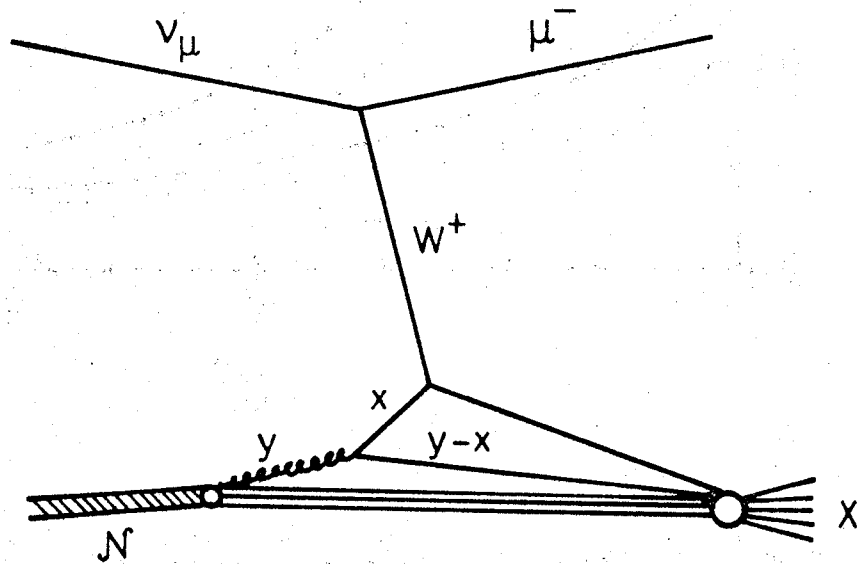


Abb. 2.4: Die effektive Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$  für zwei Werte des Skalenparameters  $\Lambda$  in erster und zweiter Ordnung der QED.



a)



b)

Abb. 2.5: Neutrino-Nukleon-Streuung im Quark-Parton-Modell unter Berücksichtigung von QCD-Effekten: a) Abstrahlung eines Gluons vor der Streuung; b)  $q\bar{q}$ -Paarbildung aus einem Gluon.

Impulsanteil  $y > x$  (Abb. 2.5b). Damit steigt aber bei kleinem  $x$  die beobachtete Impulsdichte der Quarks mit  $Q^2$  an, während sie bei großem  $x$  abfällt. Für die Strukturfunktionen erwartet man ein analoges Verhalten (Abb. 2.6), das seine quantitative Formulierung in den Altarelli-Parisi-Gleichungen (Kap. 2.5.2) fand.

Im Lichte der QCD erscheint das Quark-Parton-Modell als eine nullte Näherung, von der aus durch sukzessive Einbeziehung der Parton-Parton-Wechselwirkung eine zutreffende Beschreibung der Experimente im Hochenergiebereich erreicht werden kann.

## 2.5 Voraussagen der Quanten-Chromo-Dynamik

Die ersten Berechnungen des  $Q^2$ -abhängigen Verhaltens aufgrund von QCD-Effekten erfolgte nicht für die Strukturfunktionen selbst, sondern für ihre, mit verschiedenen Potenzen von  $x$  gewichteten Integrale, die sogenannten Momente. Dabei geht man davon aus, daß die totalen Wirkungsquerschnitte, und damit die Strukturfunktionen, eng mit den Vorwärtsstreuamplituden für verallgemeinerte Compton-Streuprozesse zusammenhängen. Für die darin vorkommenden Produkte zweier Stromoperatoren läßt sich die Wilson'sche Operatorprodukt-Entwicklung<sup>57</sup> angeben. Diese besagt, daß das Produkt zweier Stromoperatoren  $A(x)$  und  $B(y)$ , wie es im Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt (Gl. 2.15) vorkommt, als Summe über die Produkte zwischen lokalen Operatoren  $O_i^n$  mit definiertem Spin  $n$  und bestimmten Koeffizientenfunktionen  $C_i^n$  geschrieben werden kann

$$A(x) B(y) = \sum_n \sum_i C_i^n(x-y) O_i^n(x) \quad . \quad (2.50)$$

Die Indizes  $i$  unterscheiden verschiedene Operatorkomponenten mit gleichem Spin  $n$ . Christ, Hasslacher und Mueller<sup>58</sup> zeigten, daß zwischen den von Cornwall und Norton<sup>59</sup> definierten Momenten

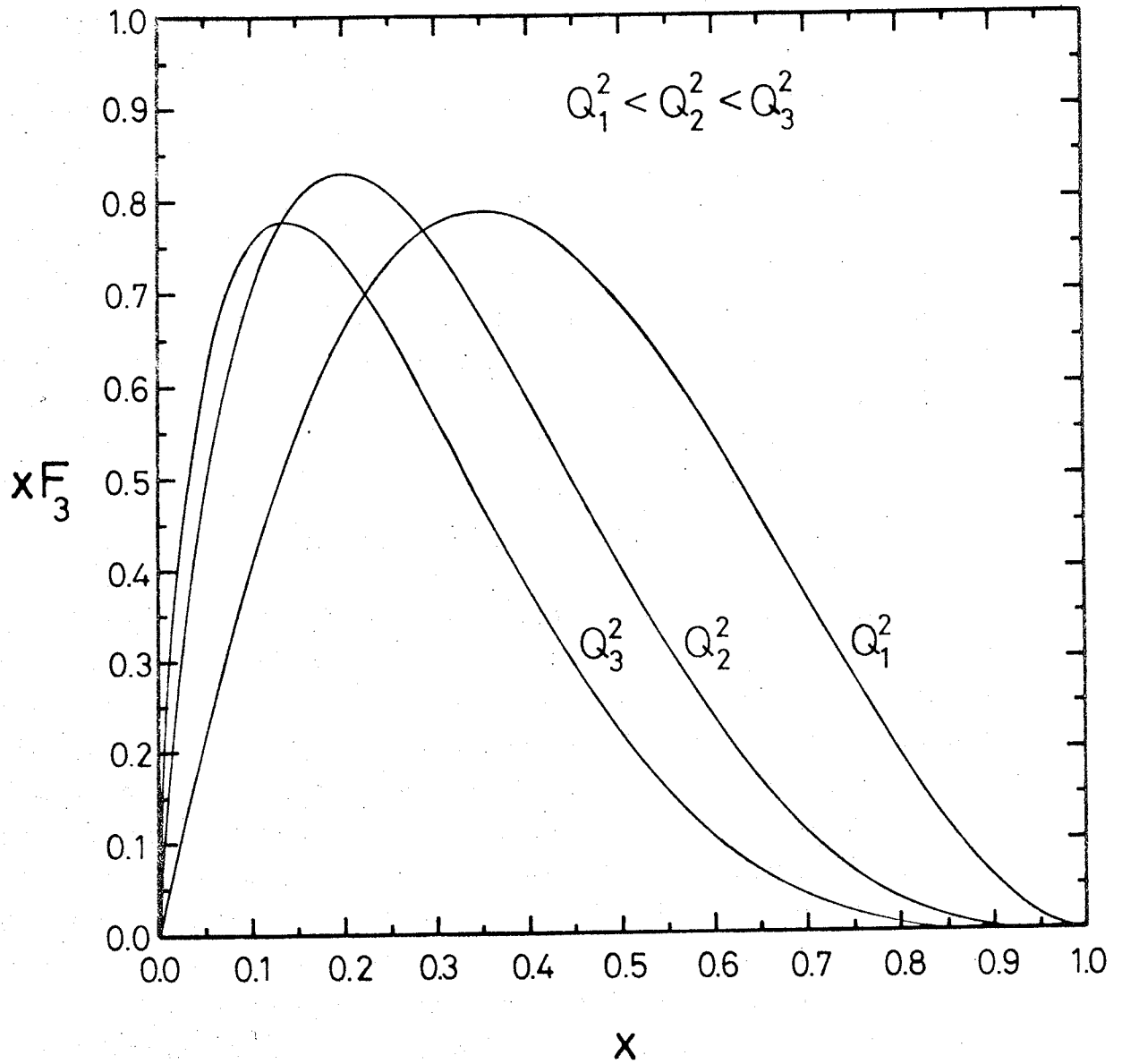


Abb. 2.6: Verlauf der Strukturfunktion  $xF_3(x, Q^2)$  für drei Werte von  $Q^2$  ( $Q_1^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$ ,  $Q_2^2 = 5.0 \text{ GeV}^2$ ,  $Q_3^2 = 100 \text{ GeV}^2$ ) nach der QCD-Voraussage Gln. (2.82 - 2.87).

$$M_i(N, Q^2) = \int_0^1 x^{N-2} F_i(x, Q^2) dx \quad F_i = (2xF_1, F_2, xF_3) \quad (2.51)$$

und den Wilson'schen Koeffizientenfunktionen folgender Zusammenhang besteht

$$M_i(N, Q^2) = \sum_j A_{i,j}^N(\mu^2) C_{i,j}^N(Q^2/\mu^2, \alpha_s(Q^2)) \quad (2.52)$$

Die  $A_{i,j}^N(\mu^2)$  sind die Matrixelemente der lokalen Operatoren an einem Renormierungspunkt  $\mu^2 = Q_0^2$ . Sie hängen vom Target ab und müssen aus dem Experiment bestimmt werden. Die  $C_{i,j}^N$  hängen nicht vom Target ab und können mit störungstheoretischen Methoden durch Entwicklung nach Potenzen der Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$ <sup>53,55</sup> berechnet werden. Allgemein unterscheidet man die Beiträge zu einem Moment nach dem Verhalten der Strukturfunktion unter Flavortransformationen in Singulett(S), Nicht-Singulett(NS) und Gluon(G) Beiträge<sup>53,55</sup>:

$$M_i(N, Q^2) = M_i^{NS}(N, Q^2) + M_i^S(N, Q^2) + M_i^G(N, Q^2) \quad (2.53)$$

Reine Nicht-Singulett-Funktionen und ihre Momente werden nicht durch die Gluonverteilung beeinflusst, während Singulett-Funktionen und ihre Momente davon abhängen. Ein Beispiel für eine reine Nicht-Singulett-Funktion ist  $xF_3 (= q - \bar{q})$ , während sich die flavorsymmetrische Kombination  $F_2 (= q + \bar{q})$  wie ein Singulett transformiert und von der Gluonverteilung abhängt.

Die Operatoren in Gl. (2.52) unterscheidet man zusätzlich nach ihrem "Twist"<sup>60</sup>

$$\text{Twist} = \text{Dimension} - \text{Spin} = 2, 4, 6 \dots \quad (2.54)$$

Nur für die Operatoren mit Twist=2 ist eine störungstheoretische Berechnung möglich. Operatoren mit höherem Twist (higher twist) sind allerdings um Faktoren  $(1/Q)^{\text{Twist}-2}$  unterdrückt. Sie berücksichtigen Effekte wie Resonanzen im Endzustand, Transversalimpulse der Quarks, Targetmassen und Wechselwirkungen mit den

Zuschauerquarks (Streuung an Mehrquarksystemen), die im wesentlichen bei kleinen  $Q^2$  eine Rolle spielen. Für ein Nicht-Singulett-Moment erhält man folgenden Ausdruck<sup>60,61</sup>

$$M^{NS}(N, Q^2) = M_{QCD}^{NS}(N, Q^2) \left[ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} \left[ \frac{m_i^2 N}{Q^2} \right]^i B_i \right] . \quad (2.55)$$

Die Summe stellt den Beitrag der Higher-Twist-Operatoren dar, der bei genügend großem  $Q^2$  vernachlässigbar klein wird. Die unbekannten Operatoren  $B_i$  und die unbekannten Massen  $m_i$  werden üblicherweise zu den Parametern  $H_i$  zusammengefaßt, die aus dem Vergleich mit den Daten bestimmt werden müssen.

### 2.5.1 Momente in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung

Zunächst soll hier nur der in QCD störungstheoretisch berechenbare Anteil  $M_{QCD}^{NS}(M, Q^2)$  der Operatoren mit Twist=2 betrachtet werden. Der Index QCD wird daher im folgenden weggelassen. In niedrigster Ordnung der Entwicklung nach  $g^2 = 4\pi\alpha_s(Q^2)$  erhält man<sup>53-55</sup>

$$M^{NS}(N, Q^2) = A_N^{NS}(Q_0^2) \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(Q_0^2)} \right]^{d_N^{NS}} . \quad (2.56)$$

Für die effektive Kopplungskonstante ergibt sich in erster Ordnung

$$\frac{g^2(Q^2)}{4\pi} = \alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{LO}^2)} . \quad (2.57)$$

Der Index  $LO$  steht für erste Ordnung (leading order). Der Parameter  $\beta_0$  hängt von der Zahl  $f$  der bei diesem  $Q^2$  beitragenden Flavor und der Symmetriegruppe der Theorie ab und wurde in QCD zu

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} f \quad (2.58)$$

berechnet<sup>53,54</sup>. Der Exponent

$$d_N^{NS} = \frac{\gamma_{NS}^{(0),N}}{2\beta_0} \quad (2.59)$$

enthält die anomale Dimension  $\gamma_{NS}^{(0),N}$  des Spin-N Nichtsingulett-Operators, für die der folgende Ausdruck hergeleitet werden kann:

$$\gamma_{NS}^{(0),N} = \frac{8}{3} \cdot \left[ 1 - \frac{2}{N(N+1)} + 4 \sum_{j=2}^N \frac{1}{j} \right] \quad (2.60)$$

Den Wert des Moments am Renormierungspunkt  $A_N^{NS}(Q_0^2)$  in Gl. (2.56) kann man noch mit der dort auftretenden Potenz der Kopplungskonstanten am gleichen Punkt zusammenfassen zu dem neuen, von  $Q_0^2$  unabhängigen Parameter<sup>28,62</sup>

$$A_N^{NS} = A_N^{NS}(Q_0^2) \cdot \left[ \alpha_s(Q_0^2) \right]^{-d_N^{NS}} \quad (2.61)$$

Damit lautet der Ausdruck für ein Nichtsingulett-Moment in niedrigster Ordnung

$$M^{NS}(N, Q^2) = A_N^{NS} \cdot \left[ \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{LO}^2)} \right]^{d_N^{NS}} \quad (2.62)$$

Die Größen  $A_N^{NS}$  und  $\Lambda_{LO}$  müssen aus dem Experiment bestimmt werden. Der Skalenparameter  $\Lambda_{LO}$  ist der einzige freie Parameter der QCD und legt die  $Q^2$ -Skala fest, bei der  $\alpha_s(Q^2)$  so klein wird, daß die Störungsrechnung sinnvoll angewendet werden kann.

Aus Gl. (2.62) folgt sofort, daß für zwei verschiedene Momente eine einfache Beziehung gilt

$$M^{NS}(M, Q^2) = \text{const.} \cdot M^{NS}(N, Q^2) \left( \frac{d_M^{NS}}{d_N^{NS}} \right) \quad (2.63)$$

Trägt man also die Logarithmen verschiedener Momente gegeneinander auf, so sollten sich Geraden mit der Steigung  $d_M^{NS}/d_N^{NS}$  ergeben

$$\ln M^{NS}(M, Q^2) = \frac{d_M^{NS}}{d_N^{NS}} \cdot \ln M^{NS}(N, Q^2) + \text{const.} \quad (2.64)$$

### 2.5.2 Strukturfunktionen in niedrigster Ordnung der QCD

Ein Vergleich gemessener Momente mit den Vorhersagen der QCD verlangt vom Experiment eine Messung der Strukturfunktion bei festem  $Q^2$  im gesamten Bereich  $0 \leq x \leq 1$ . Der kinematisch erreichbare Bereich für inelastische Reaktionen ist jedoch bei kleinen  $Q^2$  in  $x$  nach oben begrenzt, da die invariante Masse des hadronischen Endzustandes die Bedingung

$$W^2 \geq (M + m_\pi)^2 \quad (2.12a)$$

erfüllen muß. Setzt man das in Gl. 2.12 ein, so folgt

$$Q^2 \geq (2M \cdot m_\pi + m_\pi^2) \frac{x}{1-x} \quad (2.12b)$$

als untere Grenze für  $Q^2$  bei festem  $x$ . Bei großen Werten von  $Q^2$  ergibt sich aus Gl. 2.10 mit  $E_{\text{Had}} = E_\nu$  eine untere Grenze für  $x$ :

$$x \geq \frac{Q^2}{2M \cdot E_\nu} \quad (2.13a)$$

Während (2.12b) eine absolute Grenze darstellt, hängt (2.13a) von der maximalen Neutrinoenergie ab. Aus (2.10) folgt außerdem, daß für feste  $x$  der mit ausreichender Statistik erschlossene  $Q^2$ -Bereich direkt vom Energiespektrum des Neutrinostrahls abhängt. Zur Berechnung von Momenten über einen hinreichend großen  $Q^2$ -Bereich müssen daher die Daten verschiedener Experimente kombiniert werden. Die damit verbundenen Probleme können vermieden werden, wenn man eine direkte Voraussage der Theorie für das Verhalten der Strukturfunktionen selbst hat. Dazu müßten im Prinzip die Momentengleichungen invertiert werden<sup>63</sup>. Buras und Gaemers<sup>64</sup> haben gezeigt, daß sich dieses mathematische Problem durch einfache Parametrisierungen des  $x$ - $Q^2$ -Verhaltens der Strukturfunktionen lösen läßt, die die Momentengleichungen der QCD in guter Näherung erfüllen.

Ein theoretisch interessanterer Weg zu Strukturfunktionen, die in niedrigster Ordnung der QCD exakt die Momentengleichungen erfüllen, wurde von Altarelli und Parisi<sup>65</sup> angegeben. Analog zu den Strahlungskorrekturen der QED gingen sie davon aus, daß mit der mit  $Q^2$  wachsenden Auflösung die Wahrscheinlichkeit steigt, einzelne Quarks in Quarks plus Gluonen (Abb. 2.3a) und Gluonen in Quark-Antiquark- oder Gluon-Paare (Abb. 2.3 b,c) aufgelöst zu sehen. Die Wahrscheinlichkeiten lassen sich in der QCD in niedrigster Ordnung exakt berechnen und umsetzen in Beschreibungen der  $Q^2$ -Abhängigkeit der Singulett-, Nicht-Singulett- und Gluon-Verteilungen und damit der Strukturfunktionen. Für jede der Verteilungen erhält man eine Integro-Differentialgleichung, die sogenannten Altarelli-Parisi-Gleichungen. Hier soll nur die später benutzte Gleichung für die NS-Verteilung angegeben werden, in der die unbekannte Gluonverteilung keine Rolle spielt:

$$\frac{\partial F^{NS}(x, Q^2)}{\partial (\ln Q^2)} = Q^2 \frac{\partial F^{NS}(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{1}{y} F^{NS}(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) dy . \quad (2.65)$$

Die Funktion  $P_{qq}(x/y)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark mit Impulsanteil  $y$  ein Gluon mit dem Anteil  $(y - x)$  emittiert, und kann aus der Theorie exakt berechnet werden:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[ \frac{1 + z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1 - z) \right] . \quad (2.66)$$

Die Distribution  $(1 - z)_+$  ist folgendermaßen definiert

$$\int_0^1 \frac{f(z)}{(1-z)_+} dz = \int_0^1 \frac{f(z) - f(1)}{1-z} dz . \quad (2.67)$$

Die Äquivalenz der physikalischen Aussagen der Altarelli-Parisi-Gleichungen und der Momentengleichungen (Gl. 2.56) zeigt sich u.a. darin, daß die in Gl. (2.56) auftretenden anomalen Dimensionen  $\gamma_{NS}^{(0),N}$  (Gl. 2.60) sich auch durch die in Gl. (2.66) angegebenen Funktionen  $P_{qq}(x/y)$  ausdrücken lassen:

$$\gamma_{NS}^{(0),N} = -4 \int_0^1 z^{N-1} P_{qq}(z) dz . \quad (2.68)$$

Mit Gl. (2.66) und (2.67) erhält man<sup>17,24</sup> aus Gl. (2.65)

$$Q^2 \frac{\partial F^{NS}(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[ (3 + 4 \ln(1-x)) F^{NS}(x, Q^2) + \int_0^1 \frac{2}{1-y} \left[ (1+y^2) F^{NS}(x, Q^2) - 2 F^{NS}(x, Q^2) \right] dy \right] . \quad (2.69)$$

In dieser Gleichung ist das in  $\alpha_s(Q^2)$  implizite  $\Lambda_{L0}$  (Gl. 2.57) der einzige freie Parameter. Da die Gleichung nur das relative  $Q^2$ -abhängige Verhalten der Strukturfunktion angibt, muß für den Vergleich mit dem Experiment eine Anfangsbedingung an einem Referenzpunkt  $Q_0^2$  gewählt werden. Man benutzt die folgende Form<sup>17,64</sup>

$$F^{NS}(x, Q_0^2) = C x^{a_0} (1-x)^{b_0} . \quad (2.70)$$

Setzt man Gl. (2.70) in Gl. (2.69) ein und löst diese numerisch<sup>17</sup>, so kann man die Parameter  $\Lambda_{LO}$ ,  $C$ ,  $a_0$  und  $b_0$  durch den Vergleich mit dem Experiment bestimmen. Der Parameter  $C$  kann dadurch festgelegt werden, daß die Gross Llewellyn-Smith Summenregel (Gl. 2.40) erfüllt sein muß. Dabei ist zu beachten, daß diese Summenregel in nächsthöherer Ordnung der QCD eine Korrektur erfährt (Gln. 2.81, 2.84). Eine Untersuchung der Korrelationen zwischen den drei verbleibenden Parametern  $\Lambda_{LO}$ ,  $a_0$  und  $b_0$  hat gezeigt<sup>17</sup>, daß zwar  $a_0$  und  $b_0$  erwartungsgemäß von der Wahl des Referenzpunktes  $Q_0^2$  abhängen, der Wert von  $\Lambda_{LO}$  jedoch weitgehend unabhängig davon ist.

Mit der Strukturfunktion  $F^{NS}(x, Q^2)$  wird entweder die reine NS-Strukturfunktion  $xF_3$  oder der NS-Anteil der Strukturfunktion  $F_2$  gemeint. Die Singulettbeiträge zu  $F_2$ , d.h. die Beiträge der Seequarks, verschwinden für  $x > 0.4$ , so daß man auch  $F_2$  bei größeren Werten von  $x$  als reine NS-Funktion betrachten kann<sup>64</sup>.

### 2.5.3 Momente in nächsthöherer Ordnung der Störungsrechnung

Bereits 1978 hat Bace<sup>20</sup> darauf hingewiesen, daß eine Bestimmung des Skalenparameters  $\Lambda$  aus den Voraussagen der niedrigsten Ordnung der Störungsrechnung ( $\Lambda = \Lambda_{LO}$ ) nicht eindeutig ist, da eine Änderung von  $\Lambda \rightarrow \Lambda' = a \cdot \Lambda$  sich nur in den (vernachlässigten) Termen zweiter Ordnung niederschlägt:

$$\frac{c_1}{\ln(Q^2/\Lambda'^2)} = \frac{c_1}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} + \frac{c_2}{\ln^2(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.71)$$

Erst bei Einschluß der zweiten Ordnung der Störungsrechnung ist die Bestimmung von  $\Lambda$  eindeutig. Dabei ist zu beachten, daß in Abhängigkeit von der bei der numerischen Berechnung benutzten Renormierungs-Vorschrift und dem Subtraktionsschema unterschiedliche Ausdrücke für die Momente<sup>62,67,68</sup> und die Strukturfunktionen

resultieren<sup>69,70</sup>, die auch verschiedene, jedoch eindeutig gekoppelte Werte von  $\Lambda$  ergeben<sup>71</sup>.

Im folgenden werden nur die auch in der Analyse benutzten Berechnungen im sogenannten  $\overline{\text{MS}}$ -Schema<sup>62,68</sup> betrachtet. Die darin erhaltenen Werte für  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  sind mit den Werten aus dem ebenfalls häufig benutzten MS-Schema<sup>67,69</sup> verknüpft über<sup>71</sup>

$$\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = 2.66 \cdot \Lambda_{\text{MS}} \quad . \quad (2.72)$$

Zunächst erhält man für die effektive Kopplungskonstante in nächsthöherer Ordnung

$$\frac{g^2(Q^2)}{4\pi} = \alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} \left[ 1 - \frac{\beta_1 \ln \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)}{\beta_0^2 \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} \right] \quad (2.73)$$

mit der von der Flavorzahl  $f$  abhängenden Konstanten

$$\beta_1 = 102 - \frac{38}{3} f \quad . \quad (2.74)$$

Zusammen mit den Koeffizienten-Funktionen in nächsthöherer Ordnung ergibt das für die Momente im  $\overline{\text{MS}}$ -Schema den Ausdruck<sup>62,68</sup>

$$M_N^{\text{NS}}(N, Q^2) = A_N^{\text{NS}}(Q_0^2) \left[ 1 + \frac{R_3^{\text{NS}}(Q^2, \Lambda_{\overline{\text{MS}}}, N)}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} - \frac{R_3^{\text{NS}}(Q_0^2, \Lambda_{\overline{\text{MS}}}, N)}{\beta_0 \ln(Q_0^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} \right] \left[ \frac{\ln(Q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} \right]^{-d_N^{\text{NS}}} \quad (2.75)$$

Faßt man die  $Q_0^2$ -abhängigen Terme analog zu Gl. (2.61) zusammen

$$A_N^{\text{NS}} = A_N^{\text{NS}}(Q_0^2) \left[ 1 + \frac{R_3^{\text{NS}}(Q_0^2, \Lambda_{\overline{\text{MS}}}, N)}{\beta_0 \ln(Q_0^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} \right]^{-1} \left[ \ln(Q_0^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2) \right]^{d_N^{\text{NS}}} \quad , \quad (2.76)$$

so lautet die Gleichung für die NS-Momente

$$M^{NS}(N, Q^2) = A_N^{NS} \cdot \left[ 1 + \frac{R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, N)}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)} \right] \left[ \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2) \right]^{-d_N^{NS}}. \quad (2.77)$$

Die Größe  $R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, N)$  ist gegeben durch<sup>68</sup>

$$R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, N) = B_3^{NS}(N) + \frac{\gamma_N^{(1), NS}}{2\beta_0} - \frac{\gamma_N^{(0), NS}}{2\beta_0^2} \beta_1 - d_N^{NS} \frac{\beta_1}{\beta_0} \ln \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2). \quad (2.78)$$

Die Funktion  $B_3^{NS}(N)$  ist aus den Wilson'schen Koeffizientenfunktionen bestimmt<sup>62</sup> zu

$$B_3^{NS}(N) = \frac{4}{3} \left[ 3 \sum_{j=1}^N \frac{1}{j} - 4 \sum_{j=1}^N \frac{1}{j^2} - \frac{2}{N(N+1)} \sum_{j=1}^N \frac{1}{j} + 4 \sum_{s=1}^N \frac{1}{s} \sum_{j=1}^s \frac{1}{j} + \frac{3}{N} + \frac{4}{N+1} + \frac{2}{N^2} - 9 - \frac{4N+2}{N(N+1)} \right], \quad (2.79)$$

und für die anomalen Dimensionen in nächster Ordnung  $\gamma_N^{(1), NS}$  erhält man einen komplizierten Ausdruck<sup>67,69</sup>, der in Anhang A angegeben ist. Der Korrekturterm in eckigen Klammern in Gl. (2.77), der durch die Berücksichtigung der Terme zweiter Ordnung entsteht, ist für verschiedene Werte von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  und N als Funktion von  $Q^2$  in Abb. 2.7 dargestellt.

Aus dem Auftreten des explizit von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  abhängigen Korrekturterms in Gl. (2.77) folgt sofort, daß die einfache Geradengleichung (2.64) für die Logarithmen zweier Momente nicht mehr gilt. Man erhält vielmehr

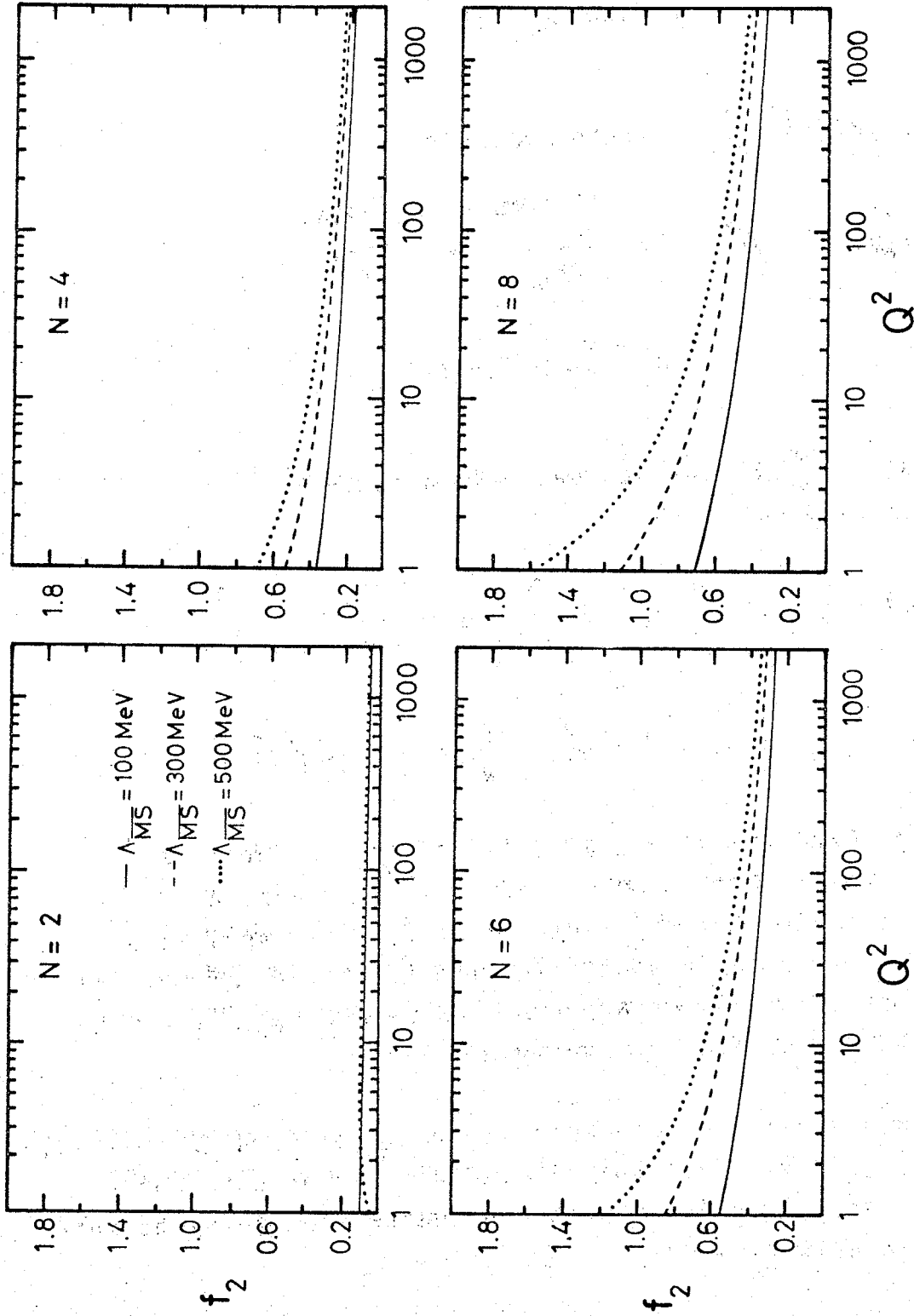


Abb. 2.7: Beitrag der Terme 2. Ordnung zu der QCD-Voraussage für die Momente von  $x F_3(x, Q^2)$  nach Gl. (2.77) für verschiedene Werte von  $N$  und  $\Lambda$ . Hier ist  $f_2 = R_3^{\overline{MS}}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, N) / (\beta_0 \ln(Q^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2))$ .

$$\begin{aligned} \ln M^{NS}(M, Q^2) &= D \ln M^{NS}(N, Q^2) + \ln \left[ \beta_0 \ln(Q^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2) + R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, M) \right] \\ &- D \ln \left[ \beta_0 \ln(Q^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2) + R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, N) \right] + (D-1) \ln \beta_0 + c' \end{aligned} \quad (2.80)$$

mit 
$$D = (1 + d_M^{NS}) \cdot (1 + d_N^{NS})^{-1} .$$

Auch die Gross Llewellyn-Smith Summenregel (Gl. 2.40), die durch das erste Moment der NS-Strukturfunktion  $xF_3(x, Q^2)$  beschrieben wird, ist bei Einschluß der Terme zweiter Ordnung nicht mehr exakt gültig. Man erhält<sup>62</sup> dann

$$\int_0^1 F_3(x, Q^2) dx = 3 \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right] , \quad (2.81)$$

wobei  $\alpha_s(Q^2)$  durch Gl. (2.57) gegeben ist, also den Ausdruck erster Ordnung.

#### 2.5.4 Strukturfunktionen in nächsthöherer Ordnung

Für die  $Q^2$ -Entwicklung der Strukturfunktionen selbst existieren seit kurzem verschiedene Beschreibungen<sup>69,70,73,74</sup>, die Korrekturen der nächsthöheren Ordnung berücksichtigen. Hier soll nur die in der Analyse benutzte numerische Inversion der Momentengleichungen (2.73 - 2.79) nach Bialas und Buras<sup>70</sup> dargestellt werden. Die Methode geht davon aus, daß die NS-Strukturfunktionen bei allen  $x$  und  $Q^2$  durch eine Parametrisierung (vergl. Gl. 2.70) der Form

$$F^{NS}(x, Q^2) = C x^a (1 - x)^b \quad (2.82)$$

beschrieben werden kann. Die Exponenten  $a$  und  $b$  hängen aber jetzt von  $Q^2$  und  $\Lambda_{\overline{MS}}$  ab:

$$\begin{aligned}
 a(s, \Lambda_{\overline{MS}}) &= a_0 + a_1(\Lambda_{\overline{MS}}) \cdot s \\
 b(s, \Lambda_{\overline{MS}}) &= b_0 + b_1(\Lambda_{\overline{MS}}) \cdot s \\
 s &= -\ln \left[ \alpha_s(Q^2) / \alpha_s(Q_0^2) \right] .
 \end{aligned} \tag{2.83}$$

Die Parameter  $a_0$  und  $b_0$  beschreiben nach Gl. (2.70) die Strukturfunktion bei  $Q^2 = Q_0^2$ . Die Konstante  $C$  läßt sich durch die Forderung festlegen, daß das erste Moment der Strukturfunktion die (QCD-modifizierte) Gross Llewellyn-Smith Summenregel Gl. (2.81) erfüllen soll:

$$C = \frac{3 \left[ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right]}{B \left( a(s, \Lambda_{\overline{MS}}), 1 + b(s, \Lambda_{\overline{MS}}) \right)} . \tag{2.84}$$

Hier ist  $B$  die Euler'sche Betafunktion. Durch  $a_0$ ,  $b_0$  und  $C$  sind die Momente von Gl. (2.82) bei  $Q^2 = Q_0^2$  festgelegt. Die freien Parameter  $a_1(\Lambda_{\overline{MS}})$  und  $b_1(\Lambda_{\overline{MS}})$  können dadurch bestimmt werden, daß die  $Q^2$ -Entwicklung dieser Momente für jede Wahl von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  der QCD-Voraussage nach Gl. (2.77) folgen soll

$$M^{NS}(N, Q^2) = M^{NS}(N, Q_0^2) \cdot \frac{\left[ 1 + \frac{R_3^{NS}(Q_0^2, \Lambda_{\overline{MS}}, N)}{\beta_0 \ln(Q_0^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2)} \right]}{\left[ 1 + \frac{R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}, N)}{\beta_0 \ln(Q^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2)} \right]} \cdot \left[ \frac{\ln(Q^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2)}{\ln(Q_0^2 / \Lambda_{\overline{MS}}^2)} \right]^{d_N^{NS}} \tag{2.85}$$

Für die Strukturfunktionen  $F_2^{NS}(x, Q^2)$  und  $xF_3(x, Q^2)$  erhält man mit  $F^{NS}(x, Q^2)$  aus Gl. (2.82)

$$F_2^{NS}(x, Q^2) = F^{NS}(x, Q^2) \quad (2.86)$$

$$xF_3(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} F^{NS}(y, Q^2) \cdot \left[ \delta\left(1 - \frac{x}{y}\right) - \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} \frac{4}{3} \frac{x}{y} \left(1 + \frac{x}{y}\right) \right]. \quad (2.87)$$

Die Autoren von Ref. 70 haben gezeigt, daß mit dieser Methode das Verhalten der ersten 20 Momente auf (1-3)% genau reproduziert werden kann. Der Vergleich mit den Daten sollte allerdings auf den Bereich  $x \leq 0.8$  beschränkt werden<sup>70</sup>, da (2.82) für größere Werte von  $x$  die Korrekturen der zweiten Ordnung nicht exakt genug wiedergibt.

## 2.6 Higher-Twist-Effekte

Bisher wurden nur die reinen QCD-Berechnungen, also die Beiträge der Twist=2-Operatoren, betrachtet. Wie bereits erwähnt, erwartet man für die Momente von Higher-Twist-Operatoren Beiträge, die sich wie  $(1/Q)^{\text{Twist}-2}$  verhalten (vergl. Gl. 2.55). Da bei niedrigen  $Q^2$  und  $W^2$  typische Higher-Twist-Effekte wie Resonanzproduktion eine große Rolle spielen, muß untersucht werden, ob die Daten nicht auch durch eine Form wie

$$M^{NS}(N, Q^2) = C_N \left[ 1 + \sum_{i=1} \frac{b_i N^i}{Q^{2i}} \right] \quad (2.88)$$

beschrieben werden können. Dabei kann  $C_N$  entweder ein freier Parameter (Higher Twist allein) oder eine QCD-Voraussage für das Moment (Higher Twist und QCD, vergl. Gl. 2.55) sein.

Auch die Ausdrücke für die Strukturfunktionen selbst (Gl. 2.69, 2.87) berücksichtigen nur Twist=2-Operatoren. Um auch hier die Beiträge von Higher-Twist-Operatoren zu erfassen, wurde folgende Beschreibung vorgeschlagen<sup>24,61</sup>

$$F^{NS}(x, Q^2) = F_{QCD}^{NS}(x, Q^2) \left[ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} c_i(x) (1/Q^2)^i \right]. \quad (2.89)$$

Für die unbekannte  $x$ -Abhängigkeit, die durch die  $c_i(x)$  beschrieben wird, wurde aufgrund von Quark-Abzählregeln<sup>66</sup> die folgende Form angenommen

$$c_i(x) = h_i \left[ \frac{x}{1-x} \right]^i. \quad (2.90)$$

In der vorliegenden Analyse wurden nur die ersten Terme der Summen in Gl. (2.88) und (2.89) berücksichtigt (Twist=4), da die Zahl der möglichen freien Parameter durch die experimentelle Statistik begrenzt war. Damit erhält man für die Momente

$$M^{NS}(N, Q^2) = C_N \left[ 1 + \frac{H_4^N}{Q^2} \right] \quad (2.91)$$

und für die Strukturfunktionen<sup>17</sup>

$$F^{NS}(x, Q^2) = F_{QCD}^{NS}(x, Q^2) \left[ 1 + \frac{h_4 x}{(1-x)Q^2} \right]. \quad (2.92)$$

Mit Gl. (2.92) kann durch die Wahl von  $\Lambda = 0.0$  im Ausdruck für  $F_{QCD}^{NS}$  auch die Möglichkeit einer reinen Twist=4-Beschreibung der Daten geprüft werden.

## 2.7 Targetmassen-Effekte

Bei kleinen Werten von  $Q^2$  und  $\nu$  sind die Massen des Targetnukleons und eventuell auch die der Quarks im Anfangs- und Endzustand nicht vernachlässigbar. Eine Benutzung der Variablen  $x$  (Gl. 2.10), die diese Effekte nicht berücksichtigt, würde zusätzliche Verletzungen des Skalenverhaltens hervorrufen.

Georgi und Politzer<sup>21,75</sup> haben deshalb vorgeschlagen, stattdessen die Variable

$$\xi = \frac{(Q^2 + m_f^2 - m_i^2) + \sqrt{(Q^2 + m_f^2 - m_i^2)^2 + 4m_i^2 Q^2}}{2 \left[ v + \sqrt{v^2 + Q^2 m_T^2} \right]} \quad (2.93)$$

zu benutzen ( $\xi$ -scaling). Dabei sind  $m_i$  und  $m_f$  die Massen des ein- und des auslaufenden Quarks und  $m_T$  die des Targets ( $m_T = M$ ). Für leichte Quarks (u,d,s-Quarks), ( $m_i \approx m_f \approx 0$ ), erhält man die Variable

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2}}, \quad (2.94)$$

die von Nachtmann<sup>22</sup> zur Berücksichtigung kinematischer Effekte durch die Masse des Targetnukleons verwendet wurde. Für große Werte von  $Q^2$  geht natürlich  $\xi$  in  $x$  über. Wenn  $\xi$  die eigentliche Skalenvariable ist, so erhält man in Termen der gemessenen Strukturfunctionen  $F_i(x, Q^2)$  die "Nachtmann-Momente"<sup>76</sup>

$$M_2(N, Q^2) = \int_0^1 \frac{\xi^{N+1}}{x^3} F_2(x, Q^2) \frac{(N^2 + 2N + 3) + 3(N+1) \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2} + N(N+2) 4M^2 x^2 / Q^2}{(N+2)(N+3)} dx \quad (2.95)$$

$$M_3(N, Q^2) = \int_0^1 \frac{\xi^{N+1}}{x^3} x F_3(x, Q^2) \frac{1 + (N+1) \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2}}{N+2} dx \quad (2.95b)$$

Für den Vergleich der Strukturfunctionen selbst mit der Theorie ersetzt man analog in den QCD-Voraussagen Gl.n. (2.65 - 2.69) und (2.82 - 2.87) die Variable  $x$  durch  $\xi$ . Für die gemessenen

Strukturfunktionen  $F_i(x, Q^2)$  gilt dann<sup>21,28,75</sup>

$$\begin{aligned}
 F_2(x, Q^2) = & \frac{1}{(1+4M^2 x^2/Q^2)^{3/2}} \frac{x^2}{\xi^2} F(\xi, Q^2) \\
 & + 6 \frac{M^2}{Q^2} \frac{x^3}{(1+4M^2 x^2/Q^2)^2} \int_{\xi}^1 d\xi' \frac{F(\xi', Q^2)}{\xi'^2} \\
 & + 12 \frac{M^4}{Q^4} \frac{x^4}{(1+4M^2 x^2/Q^2)^{5/2}} \int_{\xi}^1 d\xi' \int_{\xi'}^1 d\xi'' \frac{F(\xi'', Q^2)}{\xi''^2} \quad (2.96)
 \end{aligned}$$

und<sup>17,24</sup>

$$\begin{aligned}
 xF_3(x, Q^2) = & \frac{1}{(1+4M^2 x^2/Q^2)} \frac{x^2}{\xi^2} F(\xi, Q^2) \\
 & + 4 \frac{M^2}{Q^2} \frac{x^2}{(1+4M^2 x^2/Q^2)^{3/2}} \int_{\xi}^1 d\xi' \frac{F(\xi', Q^2)}{\xi'^2} \quad (2.97)
 \end{aligned}$$

Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß es über die Benutzung der Variablen  $\xi$  besonders für die Grenzfälle  $\xi \rightarrow 0$  und  $\xi \rightarrow 1$  noch theoretische Unklarheiten gibt<sup>21,24</sup> (siehe insbesondere Ref. 21) und daß auch die Vollständigkeit der Korrektur wegen der Vernachlässigung der Quarkmassen umstritten ist<sup>77</sup>. Da jedoch kein anderer, theoretisch ähnlich gut begründeter Formalismus zur Korrektur dieser Effekte existiert, wurde die Nachtmann-Variable (Gl. 2.94) in der vorliegenden Analyse benutzt.

### 3. Die Experimente

Die sehr kleinen Wirkungsquerschnitte für Neutrinoreaktionen stellen besondere Anforderungen an den experimentellen Aufbau. Man braucht einen hochintensiven Neutrinostrahl mit gut bekanntem Energiespektrum. Zusätzlich ist eine möglichst große Zahl von Targetnukleonen erforderlich. Das bedeutet für Blaskammerexperimente, bei denen der Detektor gleichzeitig Target ist, ein großes Volumen und eine Füllung mit hoher Dichte. Für die Untersuchung der Prozesse des geladenen Stroms ist außerdem ein sicherer Nachweis des Myons nötig. Im folgenden wird der Aufbau der beiden Schwerflüssigkeits-Blaskammerexperimente beschrieben, die für diese Arbeit ausgewertet wurden. Zunächst aber soll der prinzipielle Aufbau von Neutrinostrahlen an Teilchenbeschleunigern kurz dargestellt werden.

#### 3.1 Neutrinostrahlen an Teilchenbeschleunigern

Die Erzeugung intensiver Neutrinostrahlen an Teilchenbeschleunigern wurde erstmals 1958 von B. Pontecorvo<sup>78</sup> und M. Schwartz<sup>79</sup> vorgeschlagen (Abb. 3.1). In einem geeigneten Target (z.B. Beryllium) werden durch Beschuß mit hochenergetischen Protonen aus dem Beschleuniger zusammen mit anderen Teilchen in großer Zahl  $\pi$ - und K-Mesonen erzeugt. Sie haben eine komplizierte Impuls-Winkelverteilung, die durch folgende Funktion<sup>80-82</sup> annähernd beschrieben wird:

$$\frac{E}{\pi} \frac{d^2 N}{dp_T^2 dp_L} = a_1 (1-x^2) \cdot e^{-a_2 x^2} \left[ e^{-a_3 p_T^2} + a_4 e^{-a_5 p_T^2} \right] \quad (3.1)$$

mit  $x = p_L / p_{Lmax}$ ,  $p_L$  = Longitudinalimpuls,  $p_T$  = Transversalimpuls. Die Parameter  $a_i$  müssen experimentell bestimmt werden und hängen im wesentlichen von der Protonenergie, vom Targetmaterial und der Targetgeometrie ab.<sup>82</sup>

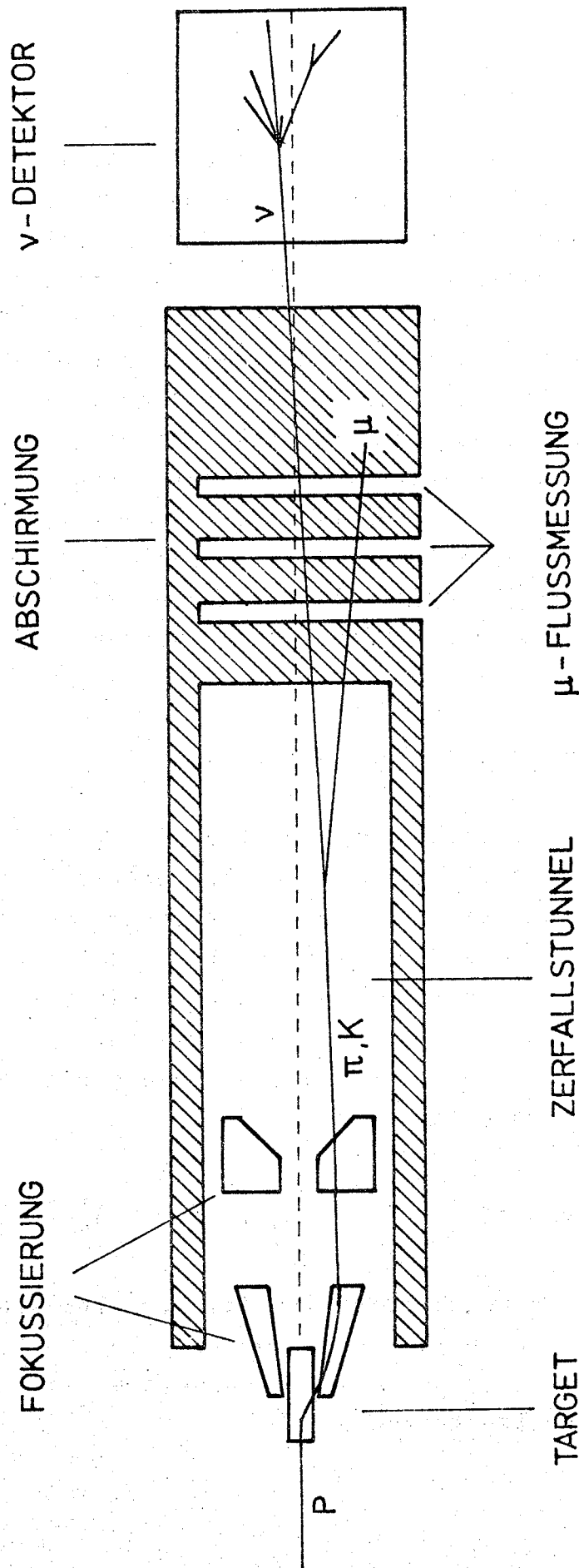
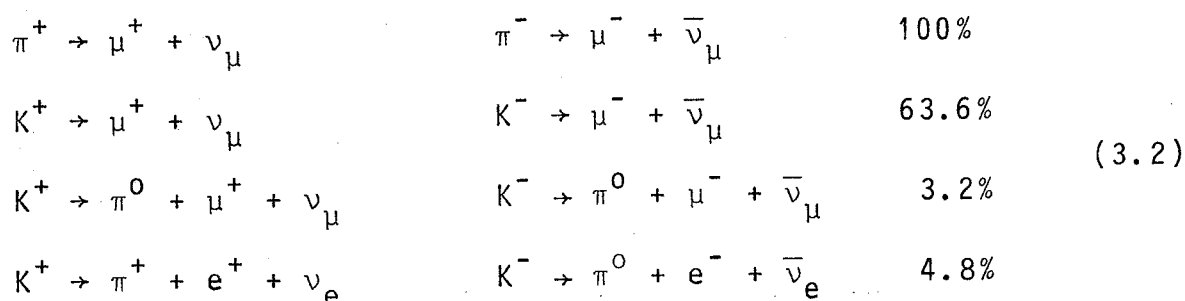


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau eines Breitband-Neutrinostrahls, wie er im Gargamelle-Experiment am CERN PS benutzt wurde.

Hinter dem Target treten die Teilchen in eine teilevaku-  
ierte Zerfallsstrecke ein, wo die  $\pi^-$  und K-Mesonen nach folgen-  
dem Schema in Leptonen zerfallen:



Aus der Erhaltung des Viererimpulses läßt sich zeigen<sup>80,85</sup>,  
daß für die dominierenden Zweikörperzerfälle die Energie des  
Neutrinos bestimmt ist durch (vergl. Abb. 3.2)

$$E_\nu = \frac{m_M^2 - m_\mu^2}{2(E_M - p_M \cos\theta_\nu)} \quad (3.3)$$

Sie ist bei  $\pi^-$ -Zerfällen zwischen 0 und 42.7%, bei K-Zerfällen  
zwischen 0 und 95% der Mesonenergie gleichverteilt. Da die  
Mesonen relativistische Geschwindigkeiten haben, bewegen sich  
die Zerfallsprodukte im wesentlichen in Richtung des Mesons  
weiter. Man kann daher eine beträchtliche Steigerung des Neu-  
trino-flusses durch Fokussierung der geladenen Mesonen auf den  
Detektor erreichen. Das geschieht durch ein magnetisches Horn<sup>83</sup>  
um das Target und weitere Feldlinsen auf der Zerfallsstrecke.  
Diese Methode hat zugleich den Vorteil, daß nur Mesonen der  
gewünschten Ladungspolarität in Richtung auf den Detektor zer-  
fallen, die anderen werden zur Seite abgelenkt. Man erhält so  
einen Neutrino- oder Antineutrinostrahl von großer Reinheit.  
Da durch die benutzten Ablenkelemente möglichst viele Mesonen  
aus einem breiten Impulsintervall fokussiert werden, hat auch  
das Energiespektrum der Neutrinos eine ähnliche Breite. Man  
spricht von einem Breitbandstrahl (engl. wide band beam, WBB).

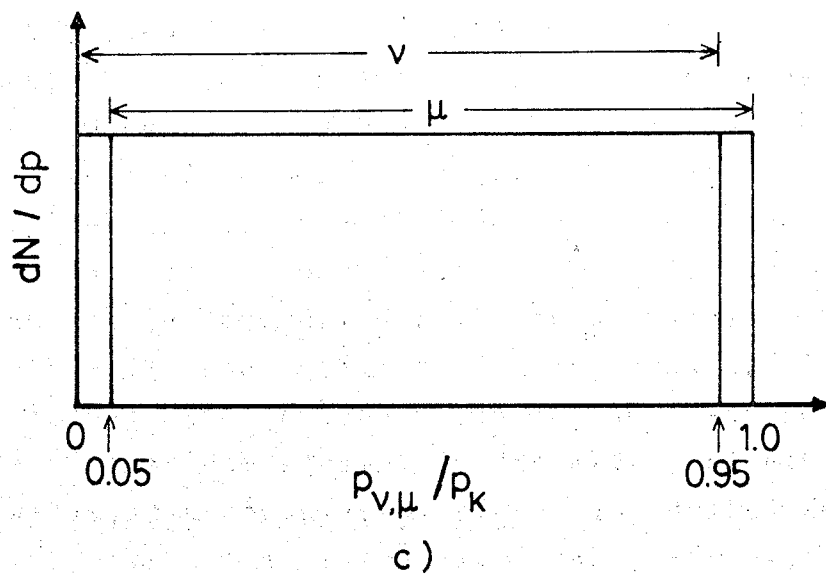
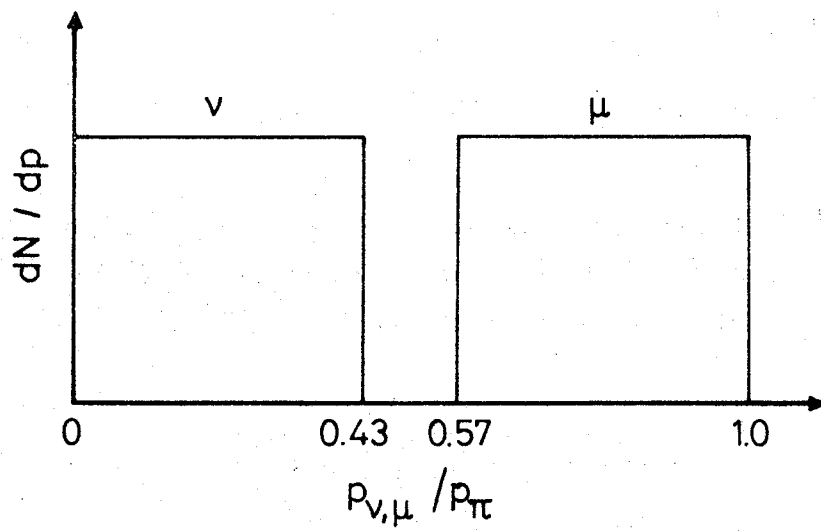
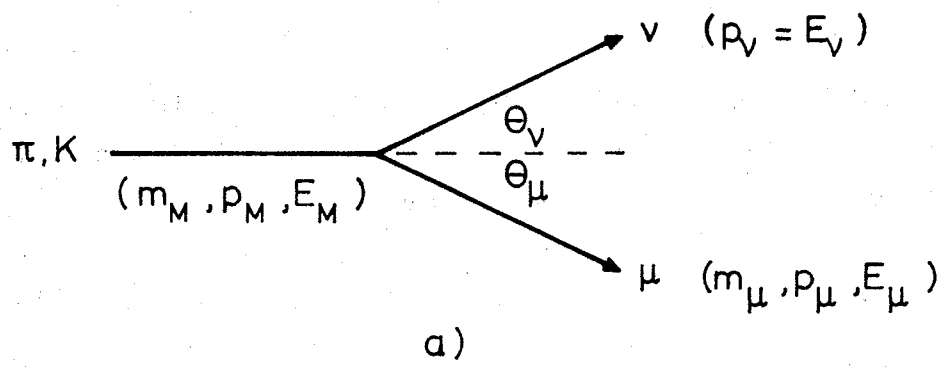


Abb. 3.2: Definition der zur Beschreibung des Meson-Zerfalls benutzten Größen a). Impulsverteilung der Leptonen aus dem Zerfall der Pionen b) und der K-Mesonen c).

Läßt man durch Ablenkmagnete und Blenden (Abb. 3.3) nur Mesonen aus einem sehr schmalen Impulsintervall in die Zerfallsstrecke eintreten, so spricht man von einem Schmalbandstrahl (engl. narrow band beam, NBB). Aus Gl. 3.3 erwartet man für solch einen Strahl ein Neutrinospektrum mit zwei Plateaus für Neutrinos aus dem  $\pi$ - und K-Zerfall. Durch die endliche Breite des ausgeblendeten Impulsintervalls, die Divergenz des Mesonstrahls und die Dreikörperzerfälle ist das Spektrum leicht verschmiert (Abb. 3.4). Bei einem Schmalbandstrahl läßt sich aus dem Abstand  $r$  eines Ereignisses von der Strahlachse die Energie des Neutrinos abschätzen (Abb. 3.3). Hat der Strahl die Abschirmungslänge  $S$  und die Zerfallsstrecke  $D$ , so muß der Winkel  $\theta_\nu$  in Gleichung 3.3 zwischen folgenden Werten liegen:

$$\theta_{\nu \min} = r/S \qquad \theta_{\nu \max} = r/(D+S) \quad . \qquad (3.4)$$

Hinzu kommt der Fehler von  $E_M$  und  $p_M$  durch die Breite der Impulsselektion und die Unkenntnis der tatsächlich zu benutzenden Mesonmasse -  $m_\pi$  oder  $m_K$  - in Gleichung 3.3. Die Mesonmasse läßt sich durch Messung der sichtbaren deponierten Energie im allgemeinen bestimmen, da für gleiches  $r$  die Energiebereiche für Neutrinos aus dem  $\pi$ - oder K-Zerfall deutlich getrennt sind. Am Ende der Zerfallsstrecke werden die Myonen und die bis dahin nicht zerfallenen Mesonen in einer Abschirmung aus Eisen, Beton oder Erde vor dem Detektor abgefangen. Da das Myonspektrum aus den dominierenden Zweikörperzerfällen direkt mit dem Neutrinospektrum verknüpft ist, mißt man die räumliche Verteilung der Myonen in verschiedenen Tiefen der Abschirmung. Damit vergleicht man die Aussagen eines Simulationsprogramms, das aus den gemessenen Mesonverteilungen (Gl. 3.1) hinter dem Target und am Beginn des Zerfallstunnels den Myonfluß in der Abschirmung und den Neutrinofluß am Detektor berechnet. Durch Variation freier Parameter in der Simulation paßt man den berechneten an den gemessenen Myonfluß an und bestimmt so gleichzeitig den Neutrinofluß (vergl. Kap. 4.1).

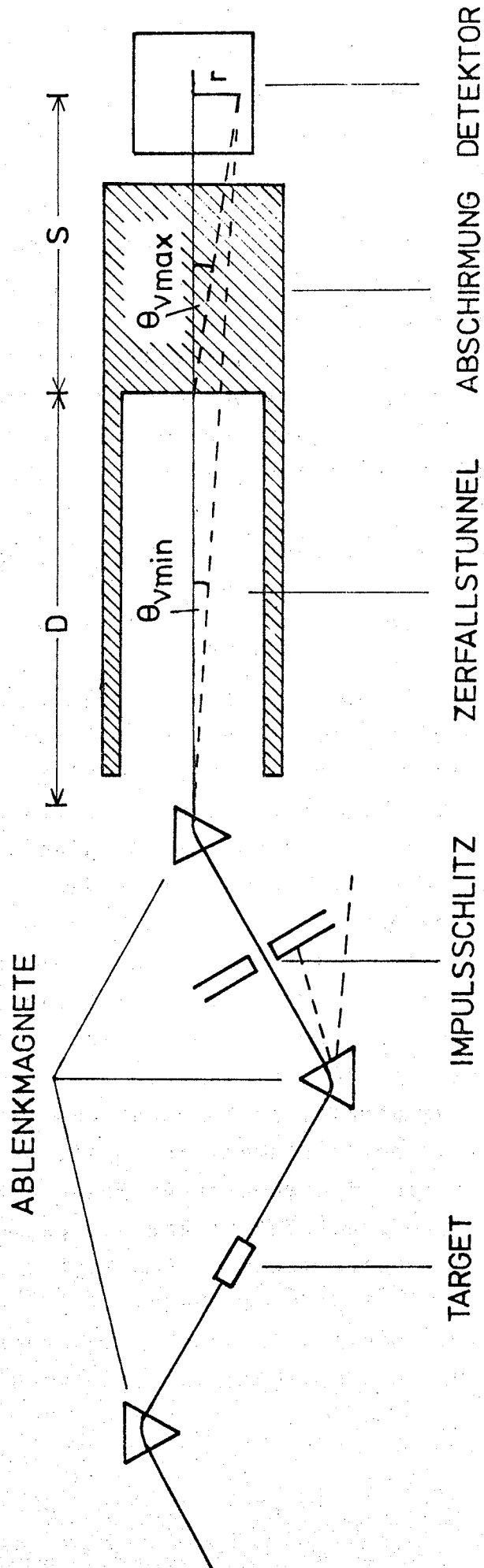


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau eines Schmalband-Neutrinostrahls und Definition der Größen, die zur Bestimmung der Neutrinoenergie aus den Strahlparametern benutzt werden.

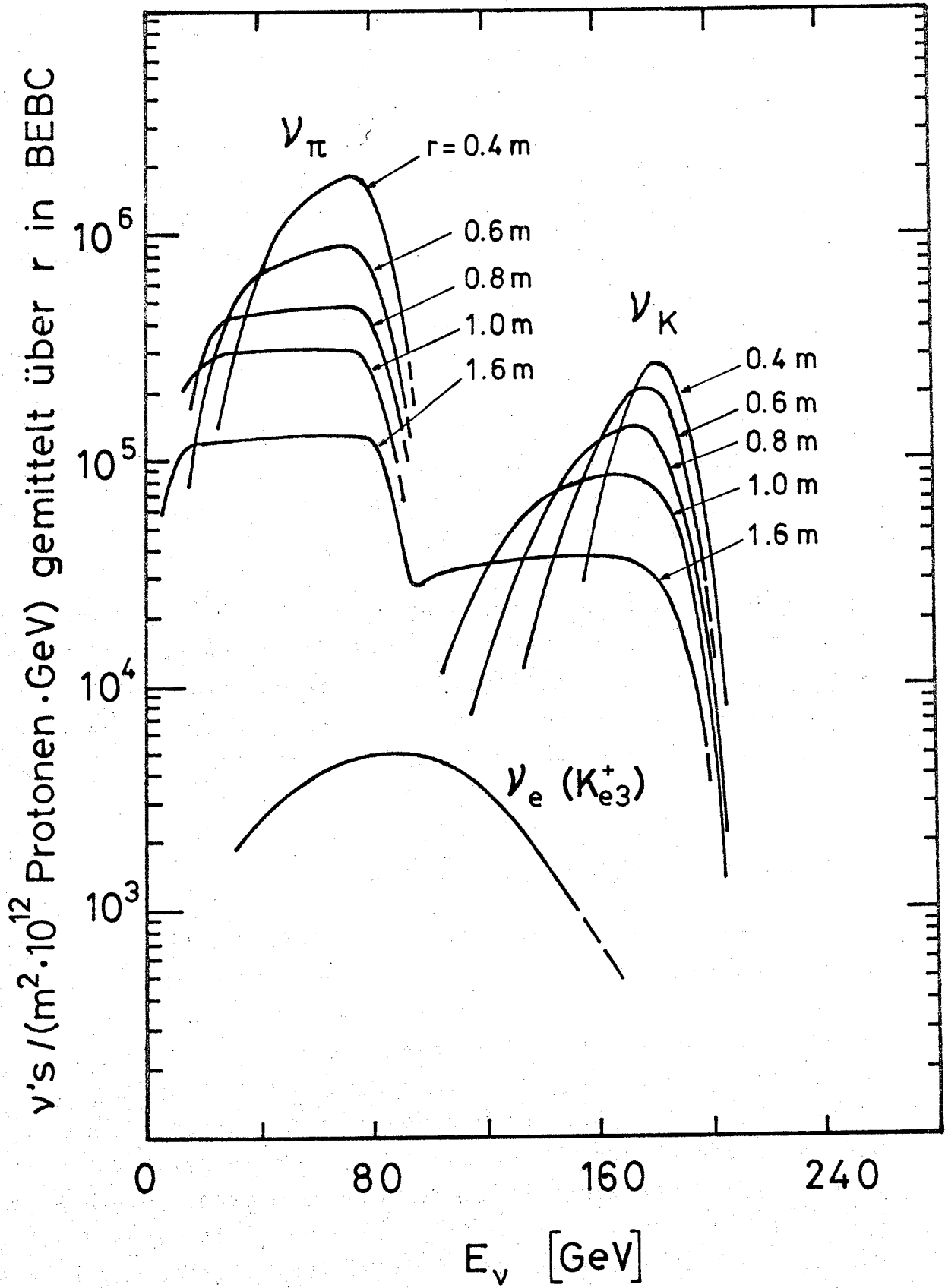


Abb. 3.4: Form der Energiespektren der Neutrinos aus dem Schmalbandstrahl des CERN SPS für verschiedene Radialbereiche in BEBC.

### 3.2 Das Gargamelle-Experiment

Das Neutrinoexperiment mit der Blasenkammer Gargamelle wurde von 1972 bis 1975 am Proton-Synchrotron (PS) des CERN durchgeführt. Beteiligt waren Gruppen der folgenden Institute:

III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen  
Inter University Institute for High Energies ULB-VLB Brüssel  
CERN Genf  
Ecole Polytechnique Paris  
Istituto di Fisica dell'Universita Mailand  
Laboratoire de l' Accélérateur Linéaire Orsay  
University College London

Da das Experiment an verschiedenen Stellen ausführlich beschrieben wurde<sup>43,86-88</sup> und der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Analyse der BEBC-Daten liegt, sollen hier nur die wichtigsten Eigenschaften dargestellt werden, um einen Vergleich mit dem später (Kap. 3.3) beschriebenen BEBC-Experiment zu ermöglichen.

#### 3.2.1 Der Neutrinostrahl des CERN PS

Der Neutrino-Breitbandstrahl am CERN PS (Abb. 3.5) wurde erzeugt durch Beschuß eines 1.3 m langen Berylliumtargets von 4 mm Durchmesser mit Protonen, die auf einen Impuls von 26 GeV/c beschleunigt waren. Pro Puls trafen etwa  $10^{12}$  Protonen auf das Target. Die erzeugten Mesonen wurden direkt am Target durch ein von S. van der Meer entworfenes "Neutrinohorn"<sup>83</sup> und 16 m weiter im Zerfallstunnel nochmals durch einen Reflektor fokussiert. Nach einer Zerfallsstrecke von 70 m Länge folgte eine Eisenabschirmung von 22 m Dicke. Diese enthielt sechs Zwischenräume, in denen mit beweglichen Halbleiterdetektoren der Myonfluß gemessen wurde<sup>88</sup>. Direkt hinter der Abschirmung stand die Blasenkammer Gargamelle.



Das Verhältnis von  $\pi^-$  zu K-Mesonen hinter dem Target wurde in einem speziellen Experiment gemessen<sup>89</sup>. Der Neutrinofluß wurde in einem Monte-Carlo-Programm durch Anpassung des vorhergesagten Myonflusses an den in der Abschirmung gemessenen bestimmt<sup>90</sup>. Die Genauigkeit dieser Bestimmung ist für verschiedene Energiebereiche in Tabelle 3.1 angegeben. Die Form des Spektrums ist in Abb. 3.6 dargestellt.

Tabelle 3.1: Genauigkeit der Neutrinoflußmessung in Gargamelle

| $E_\nu$ [GeV]      | $\leq 1.0$ | 1.5 | 2 - 6 | $> 6$  |
|--------------------|------------|-----|-------|--------|
| $\Delta\phi$ [ % ] | $> 25$     | 15  | 6     | 8 - 12 |

### 3.2.2 Die Blaskammer Gargamelle

Der Kammerkörper von Gargamelle (Abb. 3.7) glich einem liegenden Zylinder von 4.8 m Länge mit einem Durchmesser von 1.88 m. Er war umgeben von einer Helmholtz-Spule, in der ein Gleichstrom von 10 kA ein Magnetfeld von 2 Tesla erzeugte. Das Innere der Kammer wurde aus zwei Reihen mit je vier Kameras fotografiert. Die Kammer war mit 11.5 to schwerem Freon ( $\text{CF}_3\text{Br}$ ) gefüllt und wurde bei einer Temperatur von 29°C betrieben. Freon ist ein fast isoskalares Target, das Verhältnis von Neutronen zu Protonen beträgt  $81:68 = 1.19$ . Es hatte bei einer Dichte von  $1.5 \text{ gr/cm}^3$  eine Strahlungslänge von 11 cm und eine hadronische Wechselwirkungslänge von 56 cm. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Teilchen war daher sehr hoch. Sie betrug  $(89 \pm 6)\%$  für Photonen und 75% für Neutronen. Das für die Analyse benutzte Volumen hatte einen Durchmesser von 1 m, eine Länge von 3.75 m

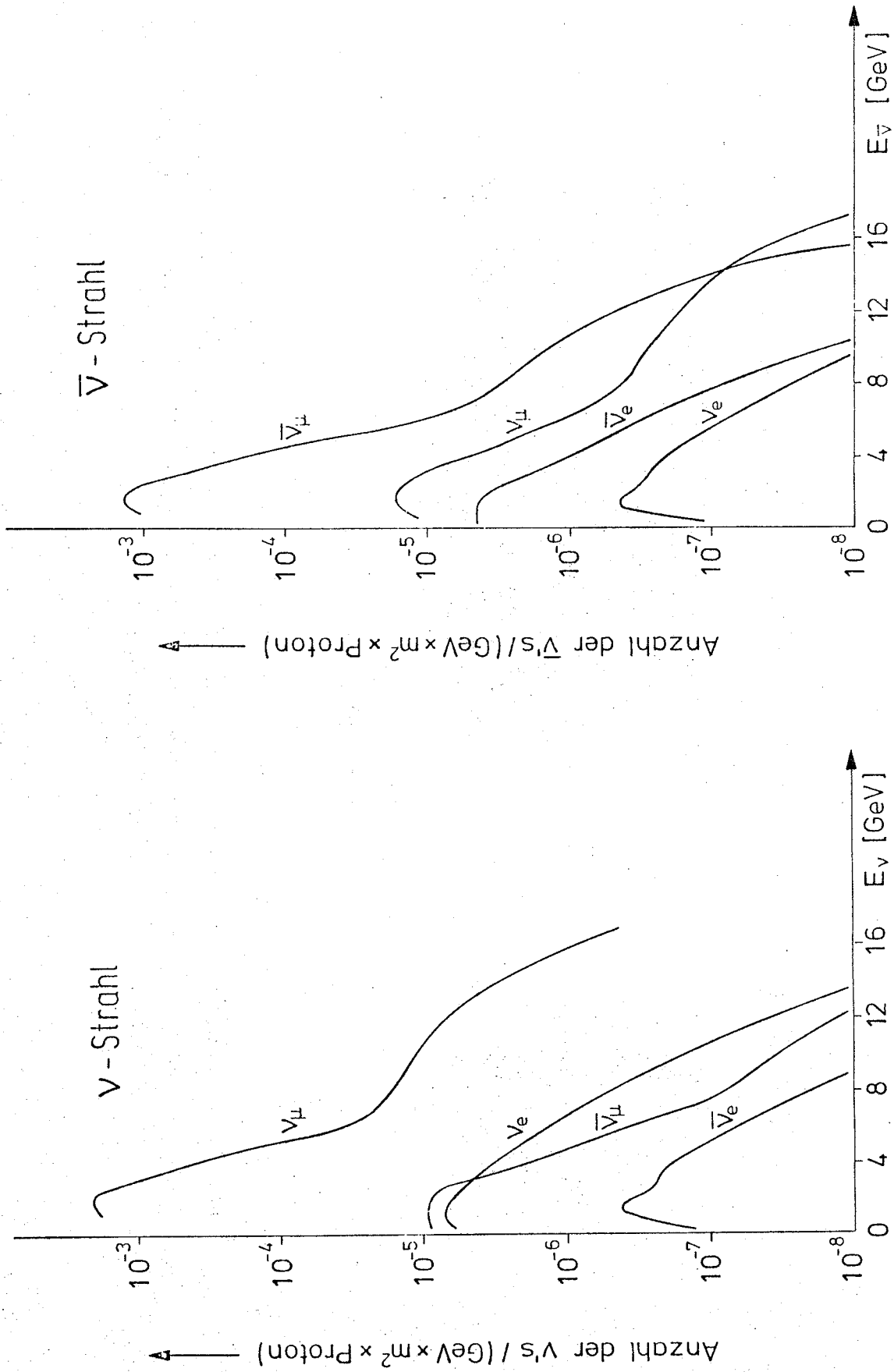


Abb. 3.6: Form der Energiespektren der (Anti-) Neutrinos im Breitbandstrahl des Gargamelle-Experiments.

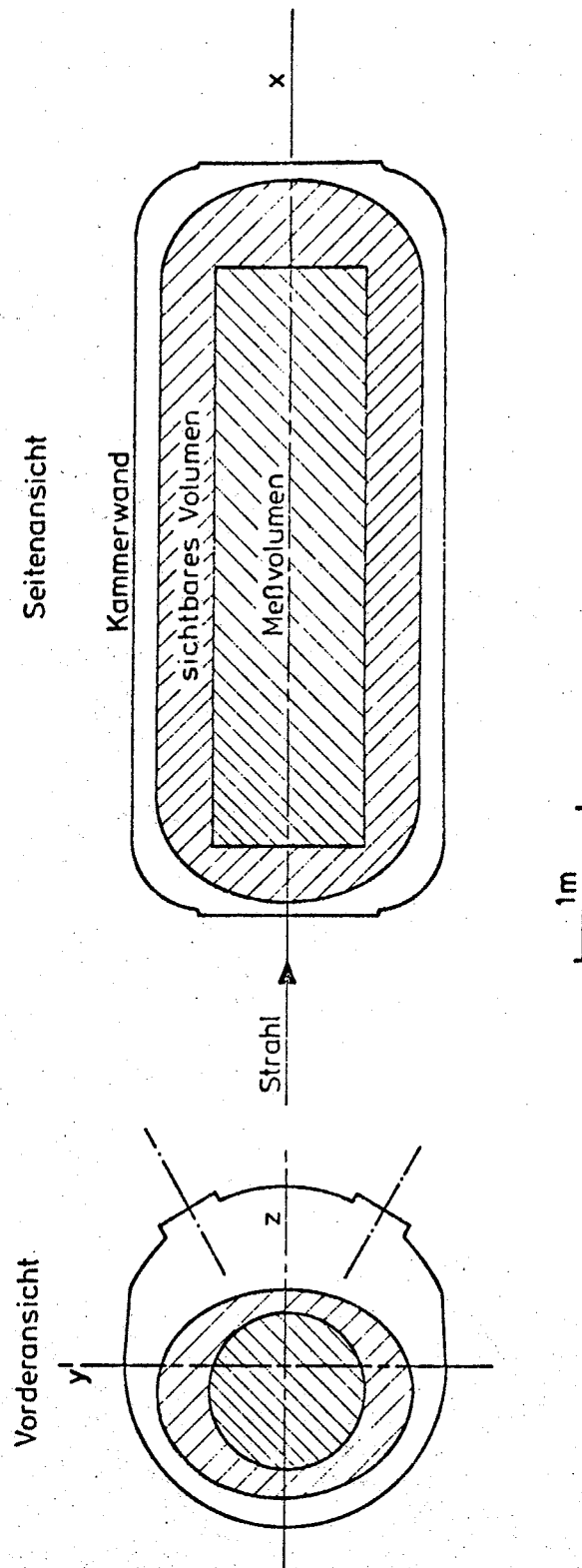


Abb. 3.7: Schematische Darstellung der Blasenammer Gargamelle. Die optischen Achsen der Kameras sind durch die unterbrochenen Linien ober- und unterhalb der  $z$ -Achse angedeutet.

und war um 0.15 m aus der Kammerachse von den Kameras weg verschoben. Die mittleren Meßgenauigkeiten für verschiedene Spurtypen sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Tabelle 3.2: Genauigkeit der Impulsmessung in Gargamelle

| Spurtyp           | stoppend | auslaufend | wechselwirkend | Photon, $e^{\pm}$ |
|-------------------|----------|------------|----------------|-------------------|
| $\Delta p/p [\%]$ | 2 - 3    | 5 - 10     | 15 - 25        | 20 - 30           |

### 3.3 Das BEBC Experiment

Das erste Neutrinoexperiment mit der Blasenkammer BEBC wurde am CERN Super-Proton-Synchrotron (SPS) im Jahre 1977 begonnen und in zwei weiteren Perioden bis 1979 fortgesetzt. An dem Experiment waren folgende Institute beteiligt:

III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen

Physikalisches Institut der Universität Bonn

CERN Genf

Nuclear Research Centre Demokritos Athen (ab 1978)

Imperial College of Science and Technology London

Department of Nuclear Physics Oxford

Centre d' Etudes Nucleaires Saclay

Im folgenden soll der Neutrinostrahl und die Myonflußmessung ausführlich beschrieben werden. Die beiden letzten Abschnitte enthalten eine Beschreibung der Blasenkammer BEBC und des Nachweissystems zur externen Myon-Identifikation (EMI).

### 3.3.1 Der Schmalband-Neutrinostrahl des SPS

In Abb. 3.8 ist die Strahlformungsoptik<sup>91,92</sup> des Schmalbandstrahls am CERN SPS dargestellt. Die auf 400 GeV/c beschleunigten Protonen treffen unter einem Winkel von 11 mrad zur effektiven Strahlachse auf das Berylliumtarget T11. Dieses ist 50 cm lang und hat einen Durchmesser von 2 cm. Dadurch, daß die Mesonstrahlachse zu Anfang nicht auf den Detektor zeigt, erreicht man, daß Neutrinos aus Zerfällen vor der eigentlichen Impulsselektion (sogenannter Wideband Background) nur mit geringer Wahrscheinlichkeit in Richtung auf den Detektor emittiert werden. Die Quadrupole  $Q_1$  bis  $Q_7$  dienen zur Strahlfokussierung. Mit Hilfe der Ablenkmagnete  $B_1$  und  $B_2$  wird der Strahl in der Horizontalen und Vertikalen so abgelenkt, daß nur Mesonen mit einem Impuls von  $(200 \pm 10)$  GeV/c den Kollimator  $C_2/C_3$  passieren können. Vor dem Kollimator werden noch vorhandene Protonen durch einen Septum-Magnet seitlich auf einen großen Kupferblock gelenkt. Der Kollimator ist ein 3 m langer Eisenblock, dessen lichte Öffnung in vertikaler und horizontaler Richtung unabhängig variiert werden kann. Mit den Magneten  $B_3$  und  $B_4$  wird der Mesonstrahl wieder auf BEBC gerichtet und nach einer letzten Korrektur durch  $Q_7$  tritt er in den auf 0.1 torr evakuierten Zerfallstunnel ein.

Zwischen  $Q_7$  und dem Vakuumfenster des Zerfallstunnels befindet sich noch ein Gas-Cerenkov-Zähler und ein Beam-Current-Transformer (BCT). Das ist im wesentlichen eine Spule um die Strahlachse. Der darin induzierte Strom ist der durch die Spule tretenden Ladung und damit der Intensität des Mesonstrahls direkt proportional. Durch ständige Aufzeichnung des BCT-Signals gewinnt man also eine direkte Messung des Mesonenflusses. Die Divergenz des Mesonenstrahls wird durch Messung des Strahlprofils am Anfang und Ende des Zerfallstunnels und Vergleich mit dem Myonfluß in der Abschirmung<sup>93</sup> bestimmt. Das Verhältnis von K- zu  $\pi$ -Mesonen wurde mit dem differentiellen Gas-Cerenkov-Zähler bestimmt zu<sup>94,95</sup>:

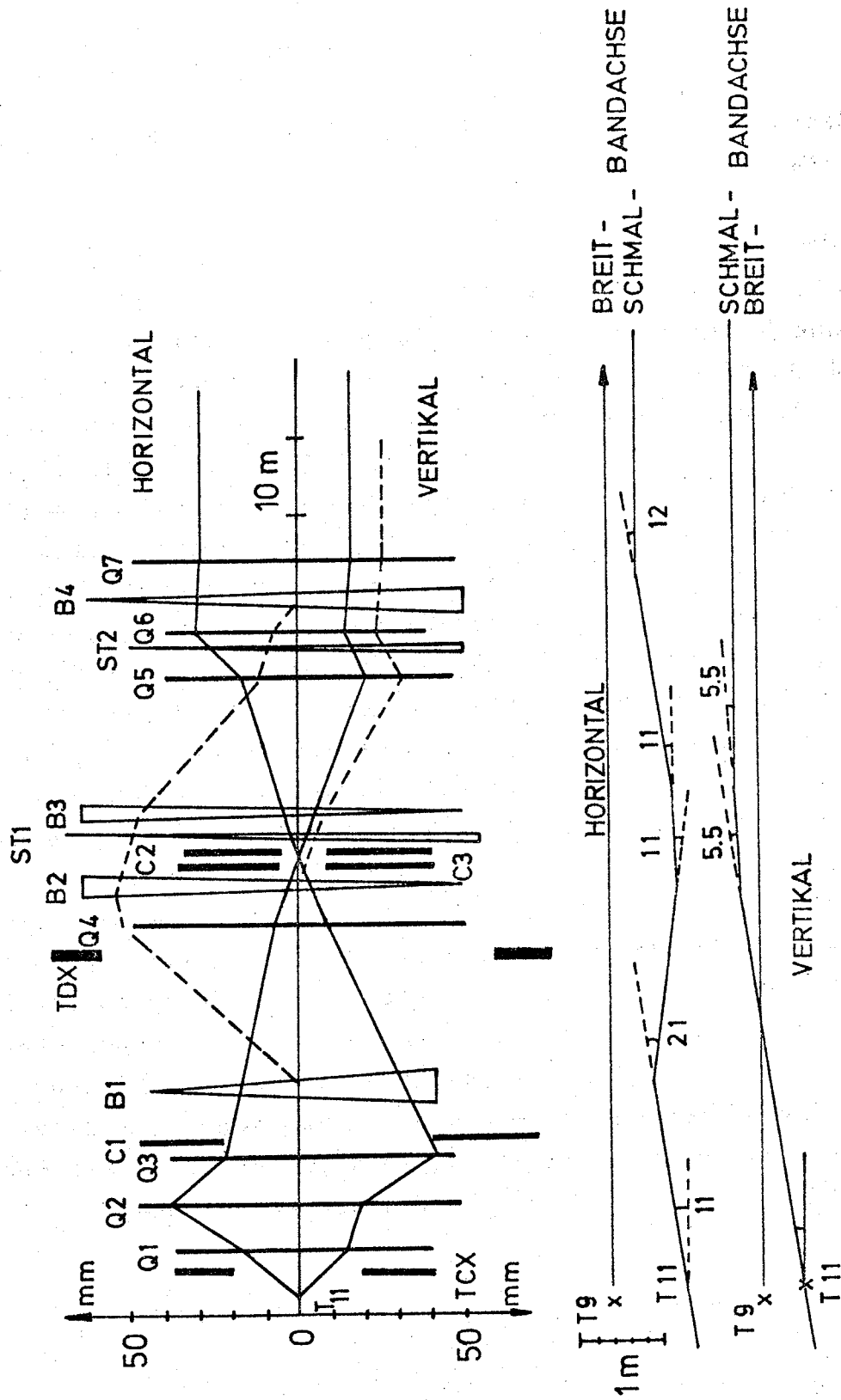


Abb. 3.8: Strahlformungsoptik des CERN SPS Schmalbandstrahls. Die  $Q_i$  sind Quadrupole, die  $C_i$  Kollimatoren und die  $B_i$  Ablenkmagnete.

$$K^+ / \pi^+ = 0.146 \pm 0.003$$

$$K^- / \pi^- = 0.049 \pm 0.001$$

Die Messung erfolgte natürlich bei Fokussierung der jeweiligen Polarität.

Der Zerfallstunnel ist 290 m lang und hat einen Durchmesser von 1.2 m. Ihm folgt eine 185 m lange Eisenabschirmung und danach nochmals 170 m Erde und Fels, bevor der Neutrinostrahl in einer Entfernung von 830 m von Target auf BEBC trifft. In der Eisenabschirmung befinden sich in einer Tiefe von 9.2 m, 29.2 m, 49.7 m, 70.1 m, 94.1 m und 118.6 m Schlitze von etwa 1 m Länge, in denen mit fest montierten Halbleiterdetektoren ständig der Myonfluß gemessen wurde<sup>88,95</sup>. Diese Detektoren wurden durch einen einzigen gleichartigen, beweglichen Detektor, der vor sie gebracht werden kann, geeicht. Die Absolut-eichung erfolgte durch Auszählen der Myonspuren in Kernemulsionen, die für die Dauer eines Strahlpulses vor dem beweglichen Detektor befestigt wurden<sup>88,96</sup>. Die Genauigkeit dieser Eichung beträgt 3.1%.<sup>101</sup> Die Langzeitstabilität der Flußmessung ließ sich aus dem Verhältnis der Zählraten der Halbleiterdetektoren und des BCT als Funktion der Zeit ermitteln. Es ist tatsächlich über einen Zeitraum von 3 Jahren auf 3% konstant geblieben. In einem Simulationsprogramm (Kap. 4.1), das im wesentlichen einfache Zerfallskinematik und die Vielfachstreuung der Myonen berechnet, wurde zugleich mit dem Neutrinofluß durch BEBC die räumliche Verteilung des Myonflusses in der Abschirmung berechnet und an den gemessenen Fluß angepaßt. Abbildung 3.9 zeigt den Vergleich von gemessenem und berechnetem Myonfluß als Funktion des Radius in verschiedenen Tiefen der Abschirmung.

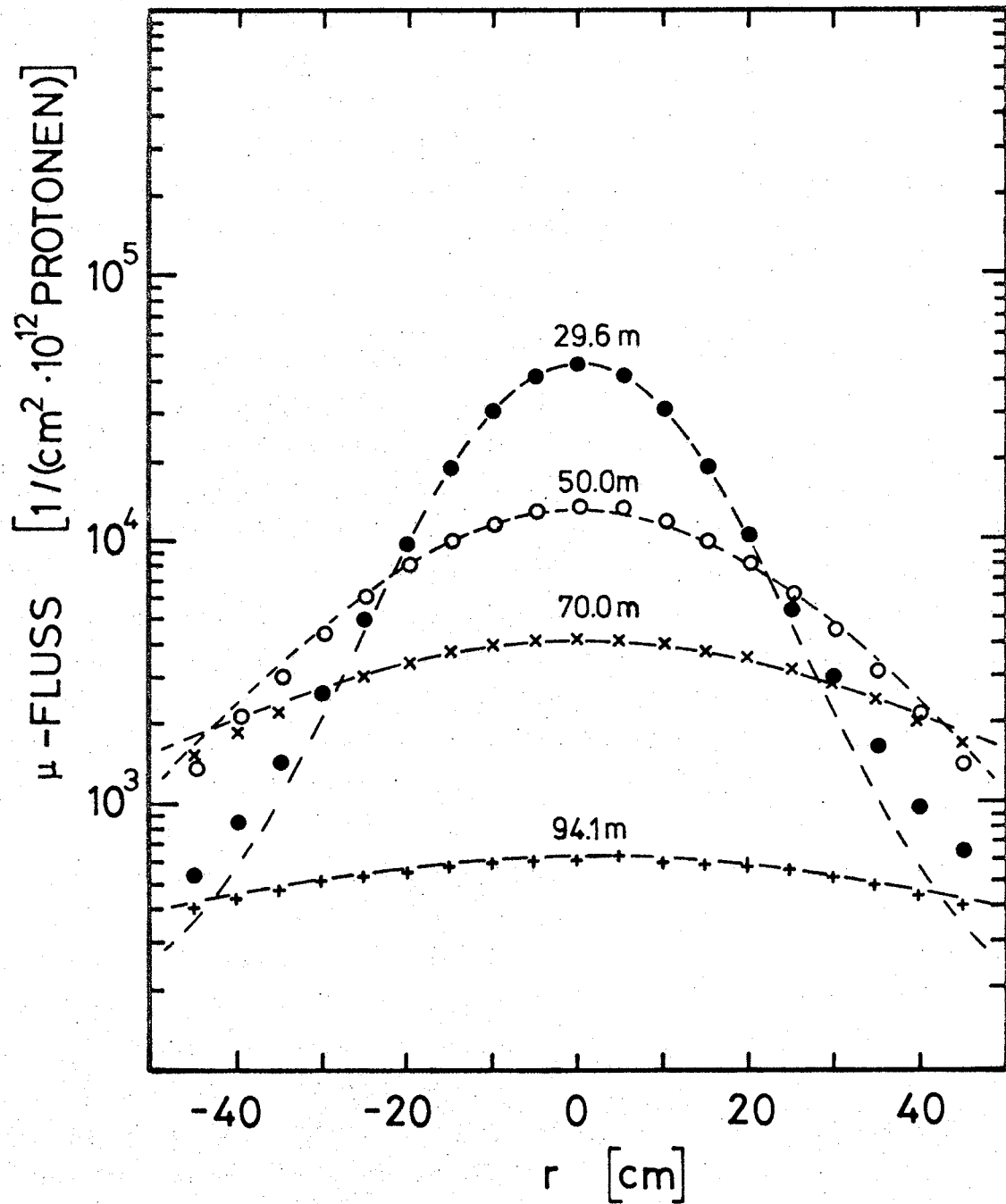


Abb. 3.9: Vergleich der Form von gemessenem (Punkte) und berechnetem Myonenfluß in verschiedenen Tiefen der Abschirmung für den Schmalband-Neutrinostrahl des CERN SPS (Ref. 96, 101). Die Messung bei 29.6 m wurde zur Absoluteichung des Neutrinoflusses benutzt.

### 3.3.2 Die Blaskammer BEBC

Als Detektor diente die Blaskammer BEBC (Big European Bubble Chamber), bei deren Konstruktion die speziellen Anforderungen von Neutrinoexperimenten berücksichtigt worden waren<sup>97</sup>. Mit einer Mischung von 73% (molar) Neon und Wasserstoff der Dichte  $\rho = 0.68 \text{ gr/cm}^3$  gefüllt war sie wegen ihrer Größe und des starken Magnetfeldes von 3.5 Tesla ein idealer Detektor für Neutrinoereignisse.

Der Kammerkörper ist ein senkrecht stehender Zylinder von 3.7 m Durchmesser und 3.2 m lichter Höhe (Abb. 3.10). Das Innere kann von oben durch fünf Fischaugenoptiken fotografiert werden, die auf den Ecken eines Fünfecks liegen. Normalerweise wurden nur vier Kameras benutzt. Das Magnetfeld wird von zwei supraleitenden Helmholtzspulen erzeugt und ist parallel zur Vertikalen gerichtet. Der gesamte Detektor ist von einer im Mittel 40 cm dicken Eisenabschirmung von 12 m Durchmesser umgeben, die externe Geräte vor dem Magnetfeld schützt und für eine bessere Rückführung des Magnetflusses sorgt. Die wichtigsten Daten sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Das Koordinatensystem zur Messung war so gewählt, daß die x-y-Ebene in der Mittelebene der Kammer lag, die positive x-Achse in Strahlrichtung zeigte und die positive z-Achse nach oben. Da der Strahl unter einem Winkel von 42 mrad von unten in die Mittelebene eintrat, mußten zur physikalischen Analyse alle Größen in das Strahlsystem transformiert werden. Das Reaktionsvolumen war so gewählt, daß für Spuren in Vorwärtsrichtung eine Mindestlänge von 50 cm gewährleistet war, um eine sinnvolle Impulsmessung sicherzustellen. Für Teilchen mit einem Impuls von 100 GeV/c betrug der Impulsfehler bei einer Länge von 2 m  $\Delta P/P = 4 \%$ .

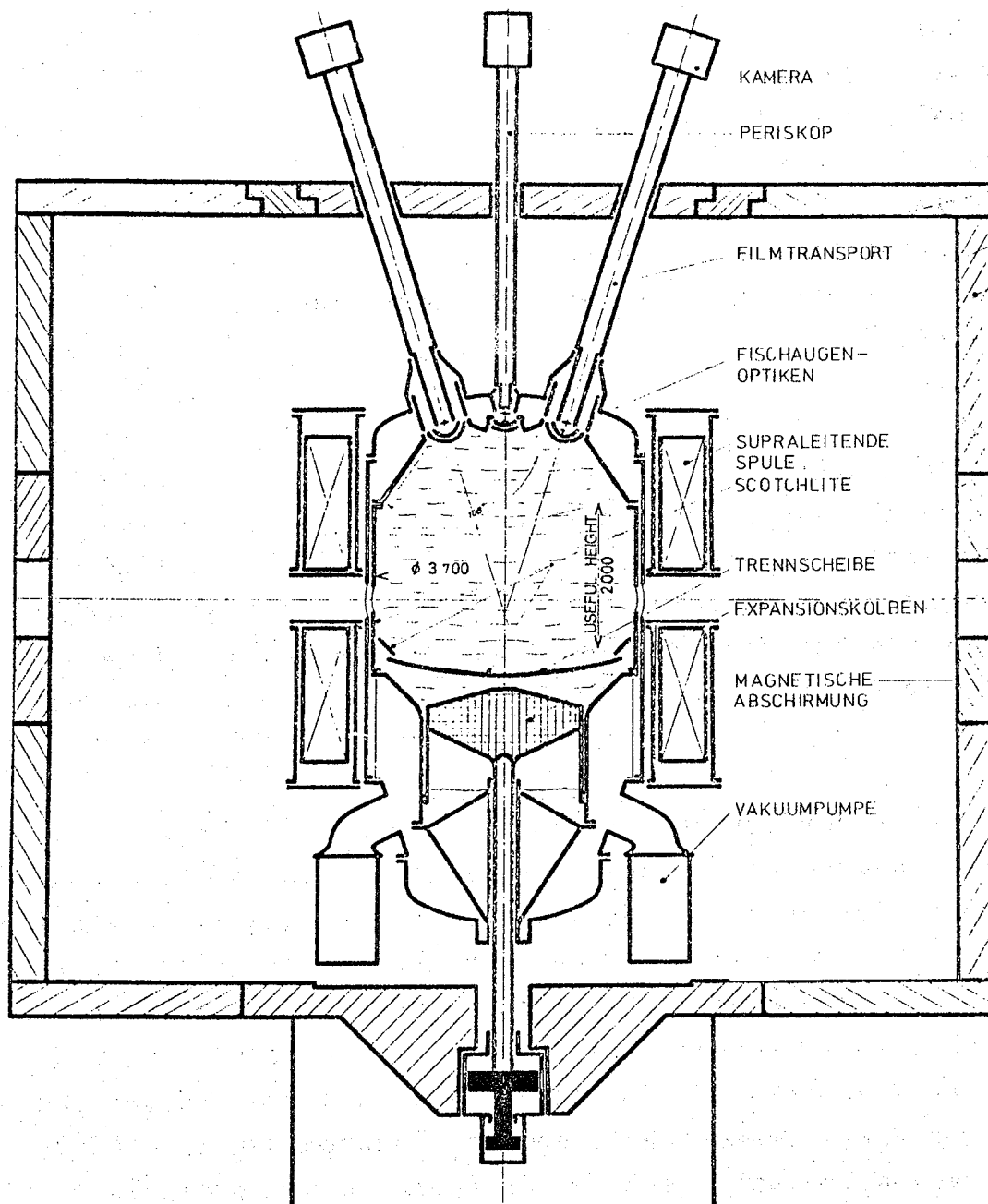


Abb. 3.10: Die Blasenkammer BEBC. Der eigentliche Kammerkörper befindet sich in einem Kryostaten, um den außen die supraleitenden Magnetspulen angebracht sind.

Tabelle 3.3: Technische Daten für BEBC

|                                              |                           |
|----------------------------------------------|---------------------------|
| Durchmesser                                  | 3.7 m                     |
| Gesamtvolumen                                | 33.5 m <sup>3</sup>       |
| Maximal nutzbares Volumen                    | 21.5 m <sup>3</sup>       |
| Kameras                                      | 4                         |
| Brennweite                                   | 0.41 m                    |
| Öffnungswinkel der Optiken                   | 105°                      |
| Winkel der optischen Achsen zur Vertikalen   | 13°                       |
| Magnetfeld                                   | 3.5 Tesla                 |
| Füllung                                      | 73% Mol Ne/H <sub>2</sub> |
| Dichte                                       | 0.68 gr/cm <sup>3</sup>   |
| Strahlungslänge $x_0$                        | 0.43 m                    |
| Hadronische Wechselwirkungslänge             | 1.40 m                    |
| Benutztes Reaktionsvolumen                   | 13.6 m <sup>3</sup>       |
| Höhe des Reaktionsvolumens                   | ± 0.80 m                  |
| Mindestabstand Vertex-Wand in Strahlrichtung | 0.50 m                    |
| Masse im Reaktionsvolumen                    | 9.6 to                    |

Wegen der kurzen Strahlungslänge  $x_0 = 43$  cm war die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen sehr hoch. Auch Hadronen identifizierten sich wegen der Wechselwirkungslänge von 140 cm meist durch Wechselwirkungen. Auf der anderen Seite trugen starke elektromagnetische Schauer und hadronische Wechselwirkungen in unmittelbarer Vertexnähe oft zu Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung von Spuren zu einem Ursprungsvertex und zum Verlust von primären Photonen bei. Dadurch war in einigen Fällen eine vollständige Messung aller Spuren eines Ereignisses nicht möglich.

### 3.3.3 Die externe Myon Identifikation im EMI

Trotz der kleinen Wechselwirkungslänge verläßt bei Impulsen von 5 - 100 GeV/c auch ein großer Teil der Hadronen die Kammer ohne typische Wechselwirkung. Ein externer Myonnachweis war daher erforderlich, um aus den möglichen Kandidaten das richtige Myon zu ermitteln.

Der External Myon Identifier (EMI)<sup>98</sup> besteht aus 49 Proportional-Drahtkammern von je  $1 \times 3 \text{ m}^2$ , die außerhalb der Eisenabschirmung auf einem Kreisbogen von 7.6 m Radius eine Fläche von  $6 \times 25 \text{ m}^2$  abdecken (Abb. 3.11). Das entspricht einem Winkel von  $\pm 80^\circ$  in der Horizontalen und  $\pm 20^\circ$  in der Vertikalen von der Kammermitte aus gemessen. Während Hadronen im Material vor dem EMI ( $5 - 15 \lambda_{\text{int}}$ ) durch Wechselwirkungen absorbiert werden, gelangen die Myonen bis zum EMI und lösen dort Zählpulse aus. Um sicherzustellen, daß auch hochenergetische Hadronen absorbiert werden, wurden in Vorwärtsrichtung zusätzliche 120 t Eisen zwischen BEBC und den EMI gebracht.

Jede der Proportionalkammern (Abb. 3.12a) besteht aus zwei Ebenen von Kathodenstreifen, die senkrecht zueinander liegen, und zwei Ebenen von Anodendrähten, die unter  $\pm 30^\circ$  zur Schmalseite der Kammer orientiert sind. Zur Zeit wird nur die Kathodenebene 1 benutzt, die parallel zur Längsseite der Kammer liegt. Durch Zusammenfassen des Signals einer unterschiedlichen Zahl von Anodendrähten oder Kathodenstreifen in jeder Ebene kann die Ortsauflösung der Kammer variiert werden zwischen 0.5 bis 3.0 cm (Abb. 3.12b).

Vor der zweiten und dritten Experimentierperiode wurde noch eine zweite EMI-Ebene in etwa 4 m Entfernung vom Kammerzentrum installiert. Sie befindet sich innerhalb der Eisenabschirmung und bedeckt einen Winkelbereich von horizontal  $+35^\circ$  bis  $-43^\circ$  und vertikal  $\pm 18^\circ$ . Die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit des doppelten EMI einschließlich der Zeiten,

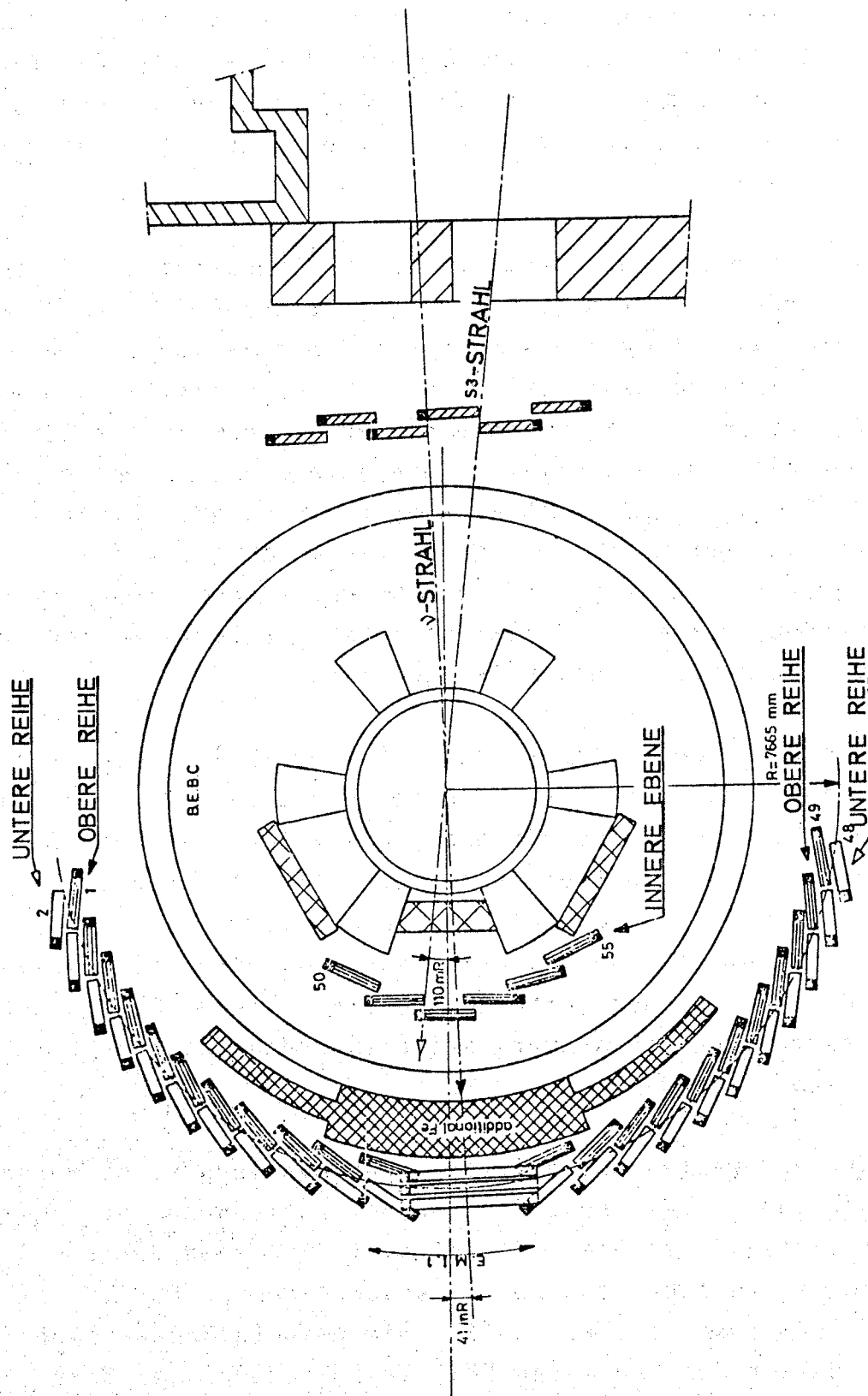
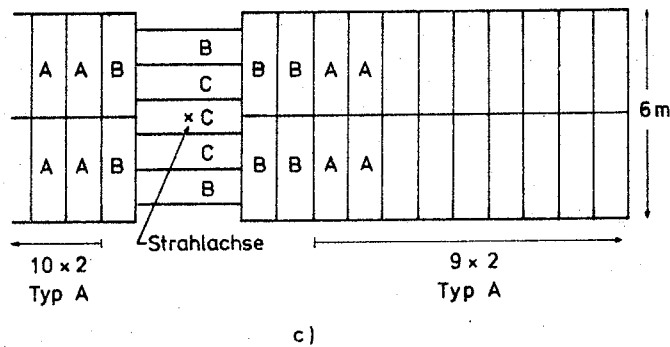
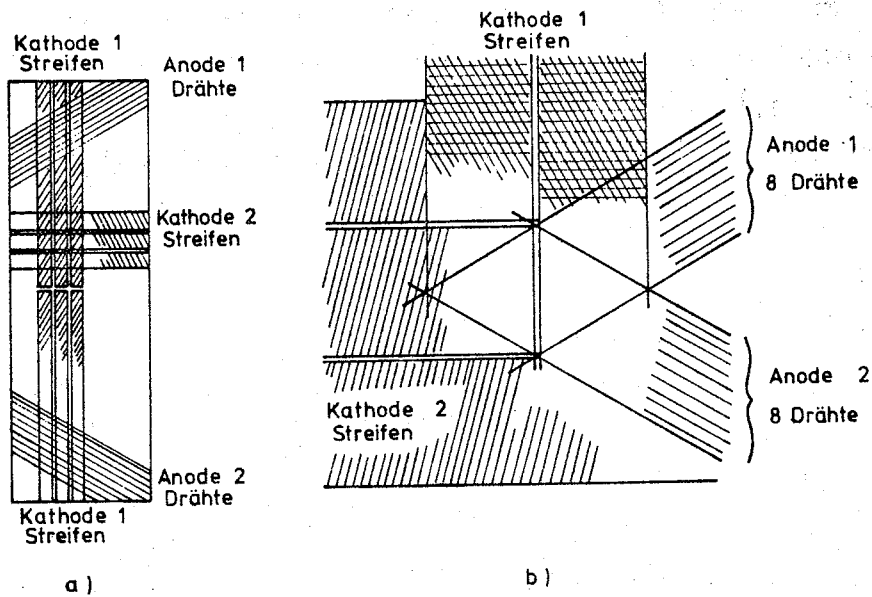


Abb. 3.11: Anordnung der Blasenkammer BEBC und des EMI. Die Abbildung zeigt den nur im letzten Teil des Experiments benutzten EMI mit der zusätzlichen inneren Ebene.



| Kammer-<br>typ | Anoden<br>ein Verstärker ist<br>verbunden mit | Kathode 1<br>ein Verstärker ist<br>verbunden mit |
|----------------|-----------------------------------------------|--------------------------------------------------|
| A              | 8 Drähten                                     | 2 Streifen                                       |
| B              | 4 --                                          | 1 --                                             |
| C              | 2 --                                          | 1 --                                             |

d)

Abb. 3.12: a) Schematische Darstellung einer Proportional-kammer des EMI. b) Ortsbestimmung in einer Kammer durch die Anoden und Kathoden. c) Anordnung der Proportional-kammern unterschiedlicher Auflösung in der äußeren Ebene des EMI. Die innere Ebene bestand nur aus Kammern des Typs C. d) Verbindung mehrerer Anoden und Kathoden zur Einstellung einer unterschiedlichen Ortsauflösung.

in denen die Datenaufzeichnung unterbrochen war, wurde für Neutrinos zu 95.2 % und für Antineutrinos zu 95.4 % bestimmt<sup>100</sup> (vergl. Kap. 4.3). Die Wahrscheinlichkeit zufälliger Zuordnungen war für den doppelten EMI vernachlässigbar klein.

#### 4. Auswertung der Daten

Hier soll hauptsächlich die Auswertung der Daten des BEBC-Experiments beschrieben werden. Die Erstellung der benutzten Daten des Gargamelle-Experiments, die in Ref. 43 und 87 ausführlich dargestellt ist, wird in Kapitel 4.5 nur kurz zusammengefaßt.

Im BEBC-Experiment gab es drei verschiedene Arten von Rohdaten:

- 1.) Myonflußmessungen
- 2.) Blaskammeraufnahmen
- 3.) EMI-Rohdaten

Die Einzelauswertung und das Zusammenfügen dieser Daten wird im folgenden beschrieben.

##### 4.1 Bestimmung des Neutrinospektrums

Die Berechnung von Wirkungsquerschnitten erfordert eine möglichst genaue Kenntnis über Form und Absolutbetrag des Energiespektrums der Neutrinos. Da eine direkte Messung nicht möglich ist, muß über ein Simulationsprogramm, das den geometrischen Aufbau des Neutrinostrahls und die Kinematik des Mesonzerfalls genau beschreibt, die Form des Spektrums berechnet werden. Die Absolutnormalisation kann entweder über den vor dem Zerfallstunnel gemessenen Mesonfluß (vergl. Kap. 3.1) oder den in der Abschirmung gemessenen Myonfluß erfolgen. Im BEBC-Experiment wurde der gemessene Myonfluß benutzt.

##### 4.1.1 Auswertung des Myonflusses

Der Fluß geladener Teilchen in verschiedenen Tiefen der Abschirmung wurde, wie in Kap. 3.3.1 beschrieben, mit Hilfe von Festkörperdetektoren gemessen und auf Magnetband aufgezeichnet. Die Aufzeichnung erfolgte für jeden Strahlpuls des Neutrinostrahls<sup>93</sup>. Durch Summation über die gesamte Laufzeit des

Experiments erhält man den integrierten Fluß für jeden der Detektoren<sup>102</sup>. Zeiten, in denen aus technischen Gründen keine Blasenkammeraufnahmen gemacht wurden, wurden von der Summation ausgeschlossen. Zur Bestimmung des absoluten Myonflusses wurden acht Detektoren benutzt, die 29.6 m tief in der Eisenabschirmung auf einem Kreis mit 15 cm Radius um die Strahlachse angeordnet waren. Aus Vergleichen der relativen Kalibration dieser Detektoren untereinander wurde ihre Instabilität über einen Zeitraum von fünf Jahren zu  $\sim 1\%$  bestimmt<sup>93,96</sup>. Die Absoluteichung wurde mit Emulsionen gemacht, die für die Dauer eines Strahlpulses vor die Detektoren gebracht wurden<sup>103</sup>. Über die Winkelverteilung der Spuren in den Emulsionen konnte auch der Untergrund durch Delta-Elektronen an der Zählrate zu  $(5 \pm 1)\%$  bestimmt werden<sup>101,103</sup>. Der Gesamtfehler der Absoluteichung der Myonflußzähler wurde zu 3.1 % bestimmt<sup>101,103</sup>.

Der aufgezeichnete Myonfluß enthält eine Untergrundkomponente, die durch Mesonzerfälle vor der eigentlichen Zerfallstrecke entsteht, bei denen zwar das Myon durch die Strahlführungsoptik auf die Abschirmung gelenkt wird, das Neutrino aber nicht in Richtung der Blasenkammer emittiert wird. Dieser Untergrund wurde mit Hilfe des Strahltransportprogramms *TURTLE*<sup>104</sup> bestimmt, das die nach den gemessenen Impuls-Winkel-Verteilungen<sup>81</sup> erzeugten Mesonen durch die Strahloptik verfolgt und die Bahn der in den Zerfällen entstehenden Myonen und Neutrinos berechnete. Der Anteil dieser "eingefangenen Myonen" (trapped muons) aus Zerfällen vor der eigentlichen Zerfallstrecke am gesamten Myonfluß ist in Abb. 4.1 dargestellt. Für die acht Detektoren, die zur Absolutmessung des Myonflusses benutzt wurden, betrug der Anteil dieses Untergrundes  $(8.8 \pm 1.3)\%$  für den Neutrinostrahl ( $\mu^+$ ) und  $(6.4 \pm 1.3)\%$  für den Antineutrinostrahl ( $\mu^-$ ).<sup>105</sup>

Der gesamte, korrigierte Myonfluß auf einem Kreis mit 15 cm Radius in 29.6 m Tiefe in der Abschirmung wurde auf diese Weise zu  $(3.16 \pm 0.11) \cdot 10^{10} [(2.94 \pm 0.11) \cdot 10^{10}]$  Myonen/cm<sup>2</sup> für die Neutrino- [Antineutrino-] Daten bestimmt.<sup>101</sup>

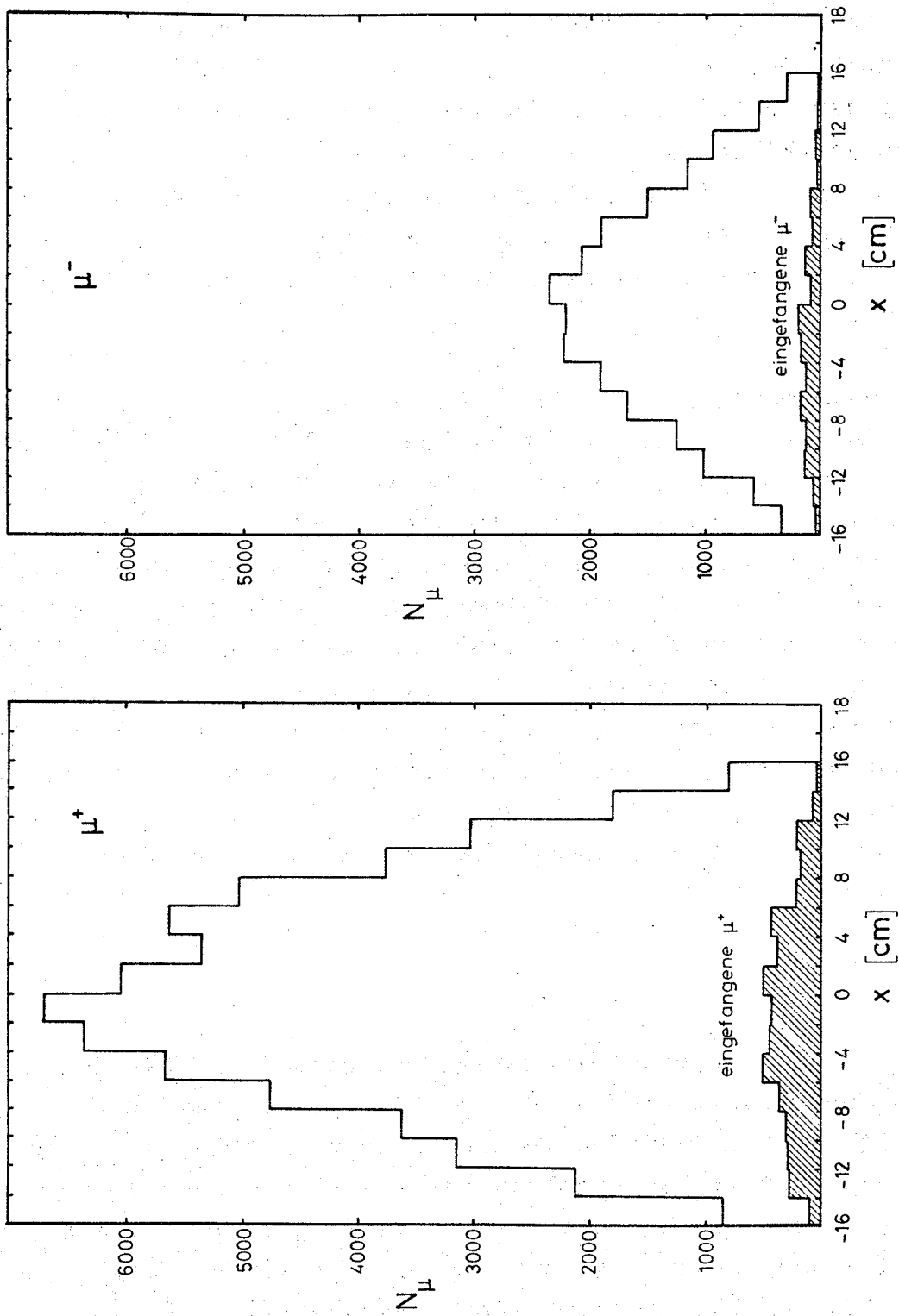


Abb. 4.1: Verteilung der Myonen aus Mesonzerfällen im Strahltransportsystem ("eingefangene Myonen") und im Zerfallstunnel in 29.6 m Tiefe in der Eisenabschirmung aufgetragen gegen die horizontale Achse einer Ebene senkrecht zum Strahl. Positive und negative Myonen sind auf die gleiche Anzahl von Protonen am Target normiert.

#### 4.1.2 Berechnung des absoluten Neutrinospektrums

Die Verknüpfung von Myon- und Neutrino fluß geschieht in einem Simulationsprogramm, das von einem bekannten Mesonspektrum am Anfang der Zerfallsstrecke ausgeht, die Mesonen weiterverfolgt und zerfallen läßt. Die entstehenden Myonen werden durch die Abschirmung verfolgt, bis sie abgestoppt sind, die Neutrinos bis zur Blaskammer. Für diesen Zweck wurden zwei unabhängig entwickelte Programme benutzt, deren Resultate bis auf 1.5 % übereinstimmten.

Das Mesonspektrum am Beginn des Zerfallstunnels wurde mit Hilfe des Strahltransportprogramms TURTLE<sup>104</sup> bestimmt<sup>106</sup>. Dabei dienten die gemessenen Mesonenspektren<sup>81</sup> am Target als Ausgangspunkt. Neben den reinen Impulsspektren am Beginn der Zerfallsstrecke (Abb. 4.2) erwiesen sich die Impuls-Winkel-Korrelationen (Abb. 4.3) der Mesonen als besonders wichtig für die weitere Berechnung der Flugbahn der Mesonen und der im Zerfall entstehenden Leptonen. Für jedes im Programm erzeugte Meson wurde eine freie Flugstrecke  $l$  im Zerfallstunnel gewürfelt, nach der es zerfällt. Die entstehenden Leptonen wurden mit der aus der Lebensdauer  $\tau_0$  und dem Impuls  $p$  gegebenen Zerfallswahrscheinlichkeit  $W$  des Mesons der Masse  $m_M$  an diesem Ort gewichtet:

$$W (< 1) = 1 - e^{-\frac{m_M}{p} \frac{l}{c \tau_0}} . \quad (4.1)$$

Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Es wurden nur die dominierenden Zweikörperzerfälle und der  $K_{\mu 3}$ -Zerfall (Gl. 3.2) berücksichtigt. Die Zerfälle wurden isotrop im Ruhesystem des Mesons erzeugt. Nach Lorentz-Transformation ins Laborsystem wurden die Bahnen der Leptonen weiter verfolgt. Als weitere Gewichte für die Leptonen gingen das  $K/\pi$ -Verhältnis (Kap. 3.3.1) sowie das Verzweigungsverhältnis der Mesonzerfälle (Gl. 3.2) ein.

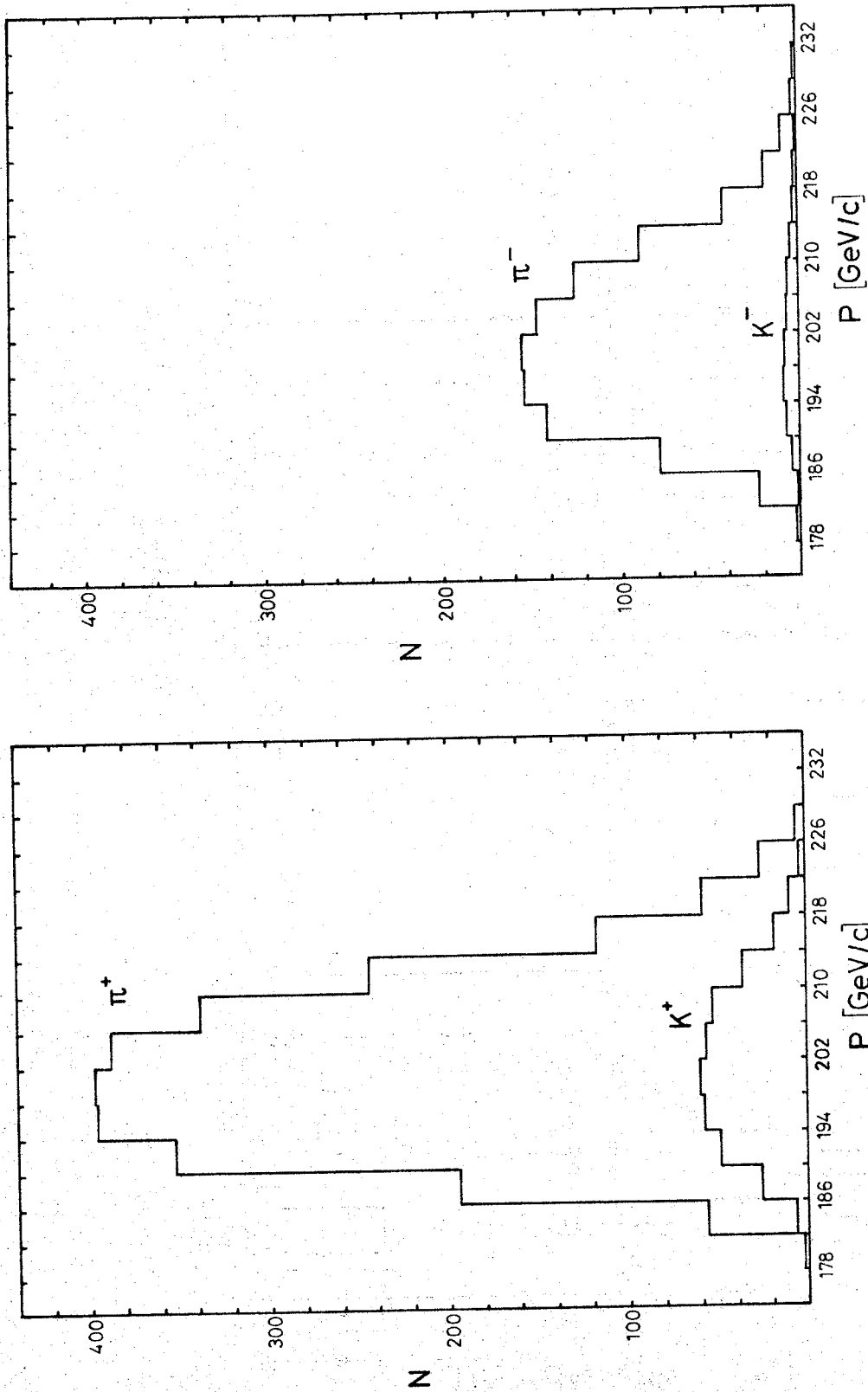


Abb. 4.2: Impuls-Spektrum der  $\pi^-$  und  $K^-$ -Mesonen am Anfang des Zerfallstunnels für die gleiche Zahl von Protonen am Target.

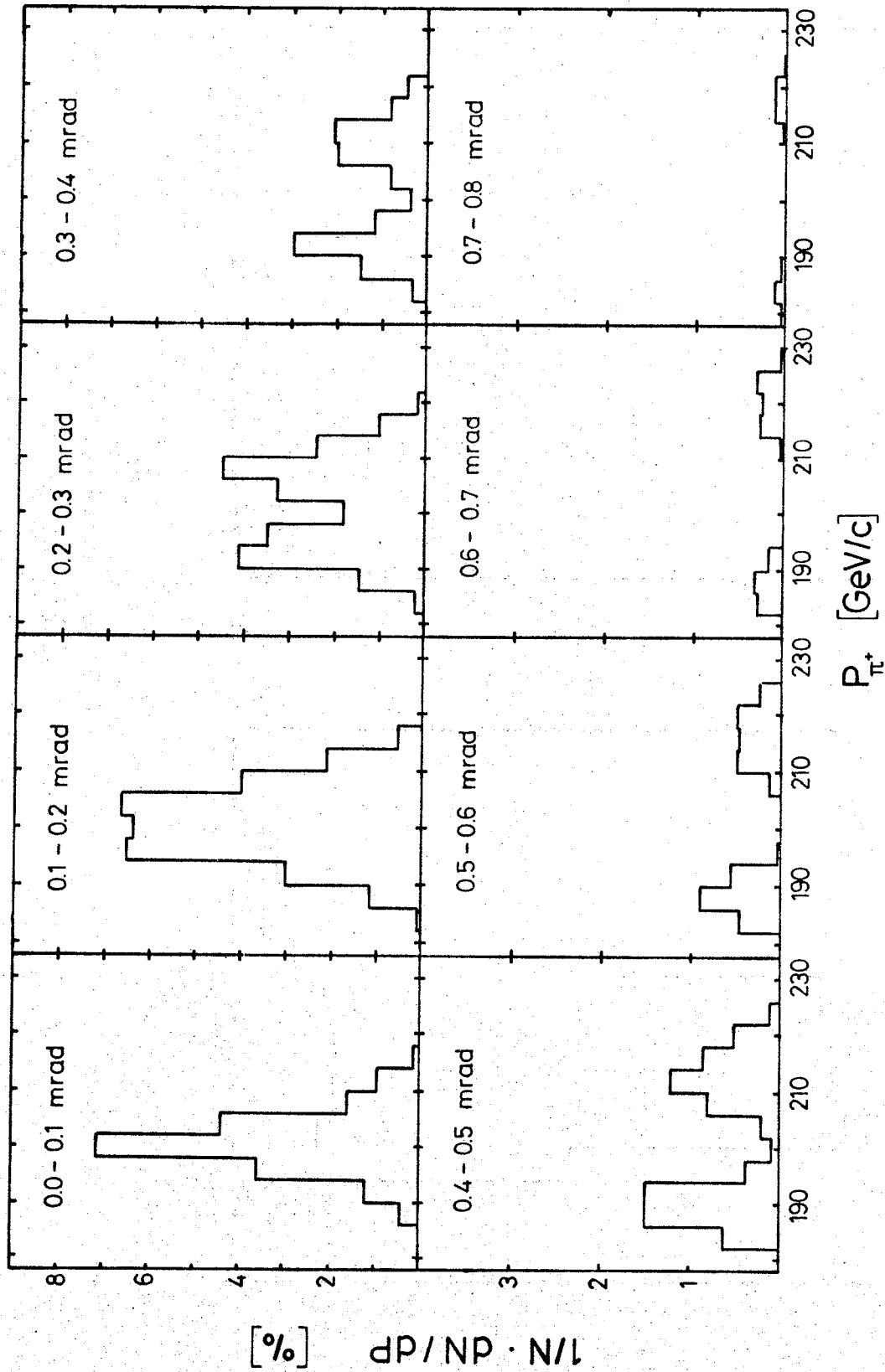


Abb. 4.3: Impuls-Winkel-Korrelation der Mesonen am Anfang des Zerfallstunnels am Beispiel der  $\pi^+$ . Die Verteilung für die anderen Mesonen hat eine ähnliche Form.

Sobald das Myon die Abschirmung erreicht hatte, wurde die Ablenkung durch Vielfachstreuung und der Energieverlust berücksichtigt. Der Streuwinkel wurde nach<sup>10</sup>

$$\Theta = \frac{20 \text{ MeV}/c}{p \beta} \sqrt{\frac{L}{L_{\text{rad}}}} \left[ 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left( \frac{L}{L_{\text{rad}}} \right) \right] \quad (4.2)$$

iterativ für Wegstrecken von jeweils 1 m Länge berechnet, bis das Myon absorbiert war. Die benutzte Strahlungslänge  $L_{\text{rad}}$  im Eisen betrug<sup>10</sup> 1.76 cm. Bei Durchgang durch die verschiedenen Ebenen der Myonflußzähler wurde die Radialposition des Myons aufgezeichnet. Der Vergleich der gemessenen und der berechneten Form der radialen Myonflußverteilung in Abb. 3.9 zeigt die Qualität der Simulation. Die Abweichungen bei großen Radien sind hauptsächlich auf Probleme bei der Subtraktion des dort stark variierenden Anteils der Delta-Elektronen am gemessenen Fluß zurückzuführen<sup>93,101</sup>.

Die Bahn der Neutrinos wurde bis zur Blasenkammer weiterverfolgt. Die Zahl der Targetnukleonen  $N_T$  in BEBC variiert wegen der zylindrischen Form der Kammer stark mit dem Abstand von der Strahlachse. Die Neutrinos wurden daher bei der Addition zum Gesamtfluß zusätzlich mit der möglichen Bahnlänge in der Kammerflüssigkeit gewichtet. Der Fluß  $\phi(E_\nu)$  ist also in Einheiten von  $[\text{Neutrinos} \times \text{Targetnukleonen}/\text{cm}^2]$  bestimmt:

$$\phi(E_\nu) = \int_R N_T(r) \phi(E_\nu, r) dr \quad (4.3)$$

Die Integration erfolgte nur über das später auch benutzte Meßvolumen (Anhang B).

Zur Absolut-Normalisation wurde der vom Simulationsprogramm vorhergesagte mit dem gemessenen Myonfluß verglichen. Dazu wurde wieder der Fluß auf einem Kreis mit 15 cm Radius in 29.6 Tiefe der Abschirmung genommen. Der so ermittelte (Anti-) Neutrino fluß ist in Anhang C (Tabelle C.1) aufgelistet.

Interessant ist der Vergleich des vom Simulationsprogramm vorhergesagten Mesonflusses, der zur Erzeugung der Leptonen nötig ist, mit dem vom BCT (vergl. Kap. 3.3.1) gemessenen Mesonenfluß vor dem Zerfallstunnel. Die Abweichungen betragen nur +5 % für den Neutrino- und -3 % für den Antineutrinostrahl<sup>107</sup>. Berücksichtigt man die großen Korrekturen, die für den BCT-Fluß gemacht werden müssen (nur 20 % des Signals sind Mesonen, aus deren Zerfällen Neutrinos entstehen), so ist die Übereinstimmung sehr gut.

#### 4.2 Auswertung der Filme

Insgesamt wurden in BEBC für dieses Experiment 262 000 Fotos im Neutrinostrahl und 548 000 im Antineutrinostrahl aufgenommen. Die Filme wurden auf die verschiedenen beteiligten Labors aufgeteilt, die mit unterschiedlichen Meßgeräten und Verfahren arbeiteten. Aus diesem Grund kann hier nur das in Aachen benutzte Verfahren erklärt werden. Durch die Benutzung eines für alle verbindlichen Programms zur Rekonstruktion der Ereignisse und gemeinsamer Meßregeln war allerdings sichergestellt, daß die Meßergebnisse aus den verschiedenen Labors keine systematischen Unterschiede aufwiesen.

##### 4.2.1 Auffinden und Messung der Ereignisse

Die Filme wurden zunächst zweimal auf Ereignisse durchgesehen, die gemessen werden mußten (scan). Kriterium dafür war, daß die Wechselwirkung durch ein neutrales Teilchen verursacht war und daß mindestens eine Spur mit aus der Spurkrümmung grob abgeschätztem Impuls von mehr als 5 GeV/c vorhanden war. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis überhaupt nicht gefunden wurde, ergab sich aus den Ergebnissen der beiden Durchsichten zu kleiner als 1 %. Es wurden 6781 (2646) Kandidaten für (Anti-) Neutrinowechselwirkungen gefunden (siehe z.B. Abb. 4.4).

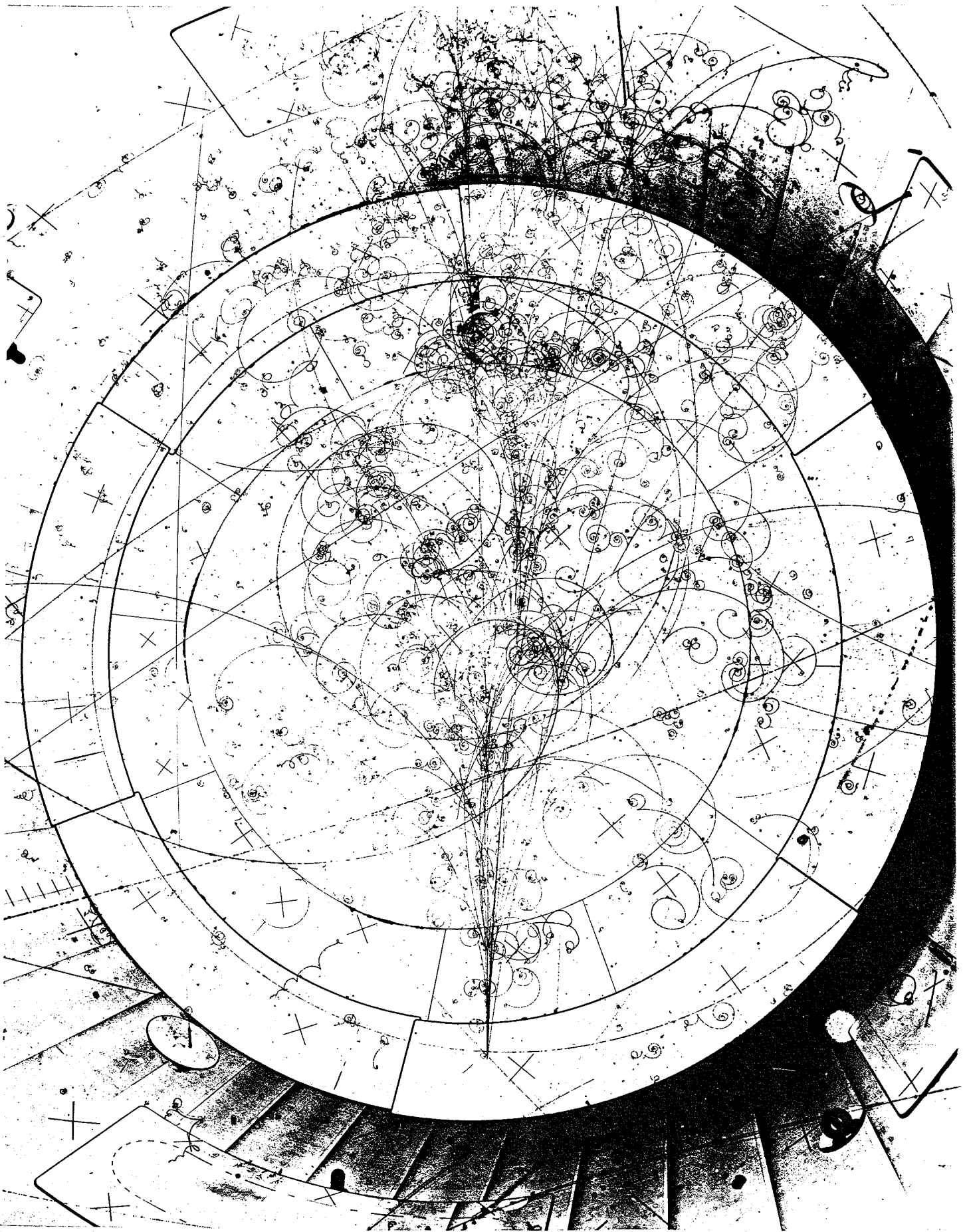


Abb. 4.4: Neutrino-Ereignis in BEBC. Die Neutrinoenergie betrug 146 GeV. Die Entwicklung des elektromagnetischen Schauers ist deutlich sichtbar.

Die Ereignisse wurden in Aachen auf Halb-Automatischen Meßtischen (HAM) vermessen, die hier entwickelt<sup>108</sup> und gebaut worden sind. Bei diesen Meßtischen erfolgt die Messung direkt in der Filmebene. Die Filme liegen auf einem in x- und y-Richtung beweglichen Kreuztisch, dessen Bewegung durch Linearwegaufnehmer digitalisiert wird. Die Handmessung erfolgt in der Projektion auf einen Tisch relativ zu einer festen Referenzmarke. Zusätzlich wird durch einen Strahlteiler ein etwa  $2 \times 2$  mm großer Ausschnitt des Bildes auf zwei Fernsehkameras projiziert. Deren Signal wird in einer speziellen Elektronik und mit Hilfe eines Kleinrechners vom Typ PDP 11 so ausgewertet, daß eine automatische Spurerkennung möglich ist. Durch Steuerung der Bewegung des Kreuztisches mit dem Rechner ist eine automatische Spurverfolgung und Messung möglich. Für Einzelheiten sei auf Ref. 108 bis 110 verwiesen.

Die Meßdaten werden zunächst in dem Kleinrechner gesammelt und in einer Datenstruktur abgespeichert, die weitgehend der vom Rekonstruktionsprogramm benutzten HYDRA-Struktur<sup>111</sup> entspricht. Dieses war an dem Online-Rechner (erst PDP 6, später PDP 10) installiert, an den die Daten nach der vollständigen Messung eines Ereignisses übergeben wurden. Der Operateur am Meßtisch erhielt eine detaillierte Darstellung der Rekonstruktions-Ergebnisse, die es ihm ermöglichte, gegebenenfalls die Messung zu korrigieren oder zu ergänzen.

Gemessen wurden in jeder der vier zusammengehörigen Aufnahmen eines Ereignisses zunächst 26 - 28 Referenzmarken auf den Wänden der Kammer. Mit Hilfe dieser Marken war eine räumliche Rekonstruktion möglich. Danach wurde der (Anti-)Neutrino-Wechselwirkungspunkt (Hauptvertex) gemessen sowie alle davon ausgehenden Spuren und deren sichtbare Endpunkte. Konversions- und Wechselwirkungspunkte neutraler Teilchen und davon ausgehende Spuren wurden gleichfalls gemessen, sofern das neutrale Teilchen vom Hauptvertex stammen konnte. Die Konversionsvertizes von Photonen

(Gammas) wurden nur gemessen, wenn sie sich in einem Bereich befanden, wo sich der elektromagnetische Schauer der primären Gammas noch nicht zu stark entwickelt hatte. Dadurch wurde die Messung von sekundären (Brems-)Gammas weitgehend ausgeschlossen, doch ging natürlich auch ein Teil der spät konvertierenden primären Gammas verloren. Bei sehr kurzen, wechselwirkenden Spuren wurden die Spuren aus der Sekundärreaktion mitgemessen, um daraus den Impuls der Spur zu bestimmen.

Im Rekonstruktions-Programm wurden zunächst durch Ermittlung korrespondierender Punkte und Spuren die Raumpunkte und Raumkurven rekonstruiert. Unter Berücksichtigung von Ionisationsverlusten und Vielfachstreuung wurden dann aus den Spurkrümmungen für verschiedene mögliche Massenhypothesen die Impulse bestimmt. Die Ergebnisse wurden dem Operateur am Meßtisch dargestellt, der die Messung so lange korrigierte, bis eine zufriedenstellende Rekonstruktion aller Spuren und Impulse gelang. Ereignisse, die wegen ihrer Topologie nicht vollständig gemessen oder rekonstruiert werden konnten, wurden speziell markiert für spätere Korrekturen und die fehlende Energie wurde abgeschätzt.

Später wurden die Ereignisse auf einem anderen Rechner (CII 10070) nochmals rekonstruiert und kinematische Anpassungsrechnungen für die neutralen Teilchen durchgeführt. Danach wurden mit Hilfe der EMI-Daten die Myonen ermittelt (vergl. Kap. 4.3) und gekennzeichnet. Diese Daten wurden dann nochmals von einem Physiker am Meßtisch mit dem Bild des Ereignisses verglichen und Nachmessungen durchgeführt, falls erforderlich.

Die Meßergebnisse aller Labors wurden im CERN gesammelt und zusammengestellt. Dort wurde in einem Programm für alle Labors die Zuordnung der neutralen Teilchen zum Ereignis entschieden und das Myon endgültig bestimmt, falls auch nach der EMI-Entscheidung noch mehrere Kandidaten vorhanden waren. Die so gewonnenen Daten standen dann für die Analyse zur Verfügung.

#### 4.2.2 Bestimmung der Neutrinoenergie

Die Energie des Neutrinos, das eine Wechselwirkung verursacht hat, ist nicht bekannt und muß daher aus der deponierten Energie bestimmt werden. Hier soll nur die Behandlung der über geladene Ströme (Gln. 2.1, 2.2) ablaufenden Reaktionen beschrieben werden, die in der Analyse benutzt wurden. Im Idealfall eines Ereignisses, bei dem alle erzeugten Hadronen sichtbar und meßbar sind, gilt

$$E_{\nu} = E_{\mu} + \sum_i E_{\text{Had}_i}^{\text{geladen}} + \sum_i E_{\text{Had}_i}^{\text{neutral}} \quad (4.4)$$

Die Unterteilung in geladene und neutrale Hadronen soll andeuten, daß hier ein systematischer Unterschied besteht.

Der Impuls des Myons wurde wie bei allen geladenen Teilchen aus der gemessenen Spurkrümmung im Magnetfeld bestimmt. Obwohl durch die Wahl des Meßvolumens (Anhang B) eine sichtbare Spurlänge von mindestens 50 cm gewährleistet war, genügte diese bei hochenergetischen Myonen häufig nicht, um eine Impulsbestimmung mit ausreichender Genauigkeit durchzuführen. Daher wurde für Myonen der im EMI ermittelte Durchtrittspunkt als zusätzlicher Meßpunkt benutzt. Die "gemessene Spurlänge" wurde dadurch auf mindestens 2.7 m (innere EMI-Ebene) beziehungsweise 5.8 m (äußere Ebene) verlängert und die Impulsgenauigkeit deutlich verbessert. Die Verteilung der gemessenen Myonimpulse ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Verteilung der relativen Meßfehler  $\Delta P_{\mu}/P_{\mu}$  zeigt Abb. 4.6, ihre Abhängigkeit vom Myonimpuls Abb. 4.7. Die Mittelwerte für Impulse, Spurlängen in der Kammer und die relativen Impulsfehler der Myonen sind in Tabelle 4.1 angegeben:

Tabelle 4.1: Mittelwerte der Meßgrößen des Myons

| Meßgröße                                     | Neutrino          | Antineutrino      |
|----------------------------------------------|-------------------|-------------------|
| $\langle P_{\mu} \rangle$ [GeV]              | $56.75 \pm 0.78$  | $54.59 \pm 1.14$  |
| $\langle L_{\mu} \rangle$ [cm]               | $199.90 \pm 1.55$ | $196.50 \pm 2.58$ |
| $\langle \Delta P_{\mu}/P_{\mu} \rangle$ [%] | $3.8 \pm 0.1$     | $3.7 \pm 0.1$     |

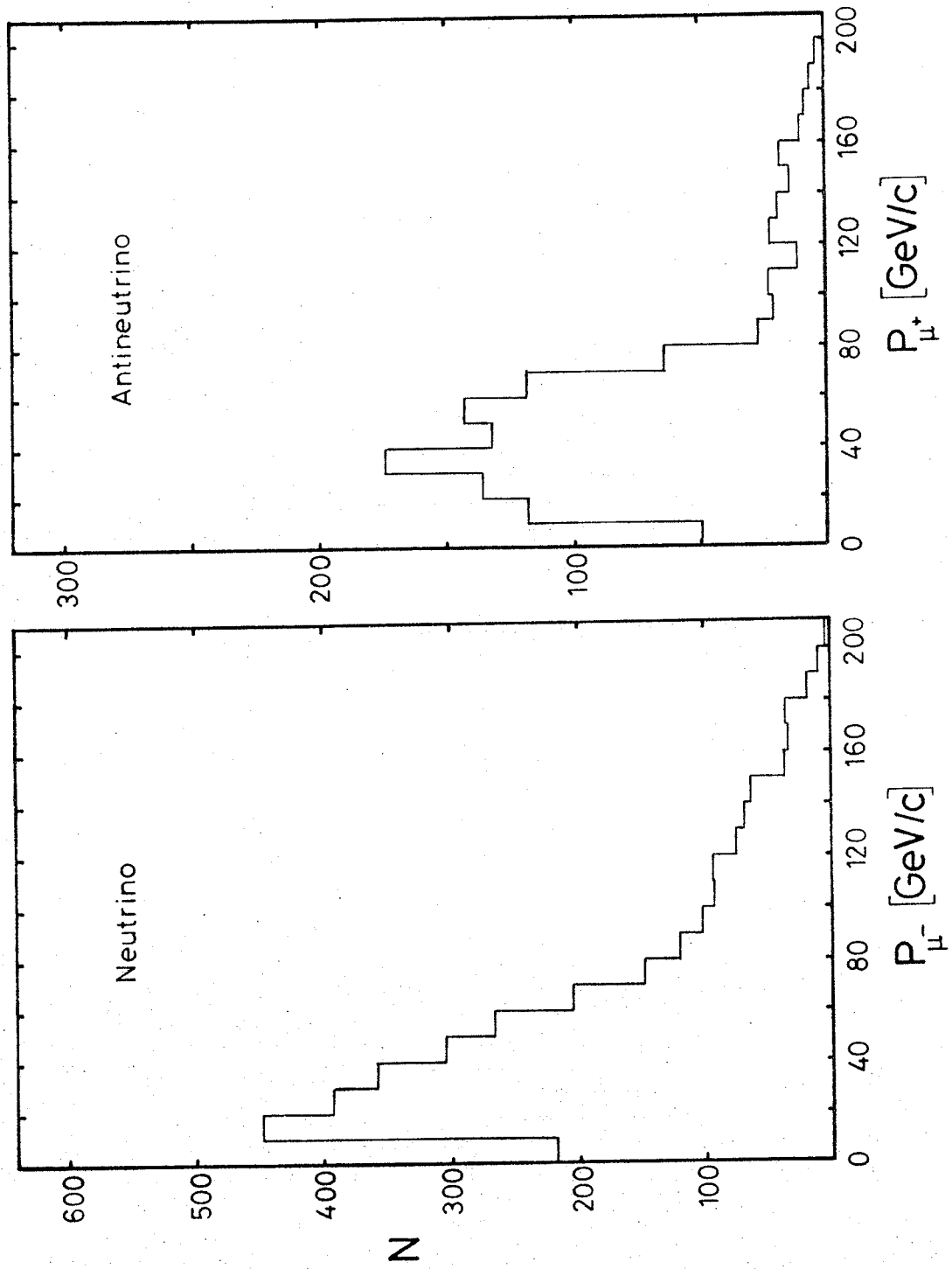


Abb. 4.5: Verteilung der gemessenen Myon-Impulse für EMI-identifizierte Myonen.

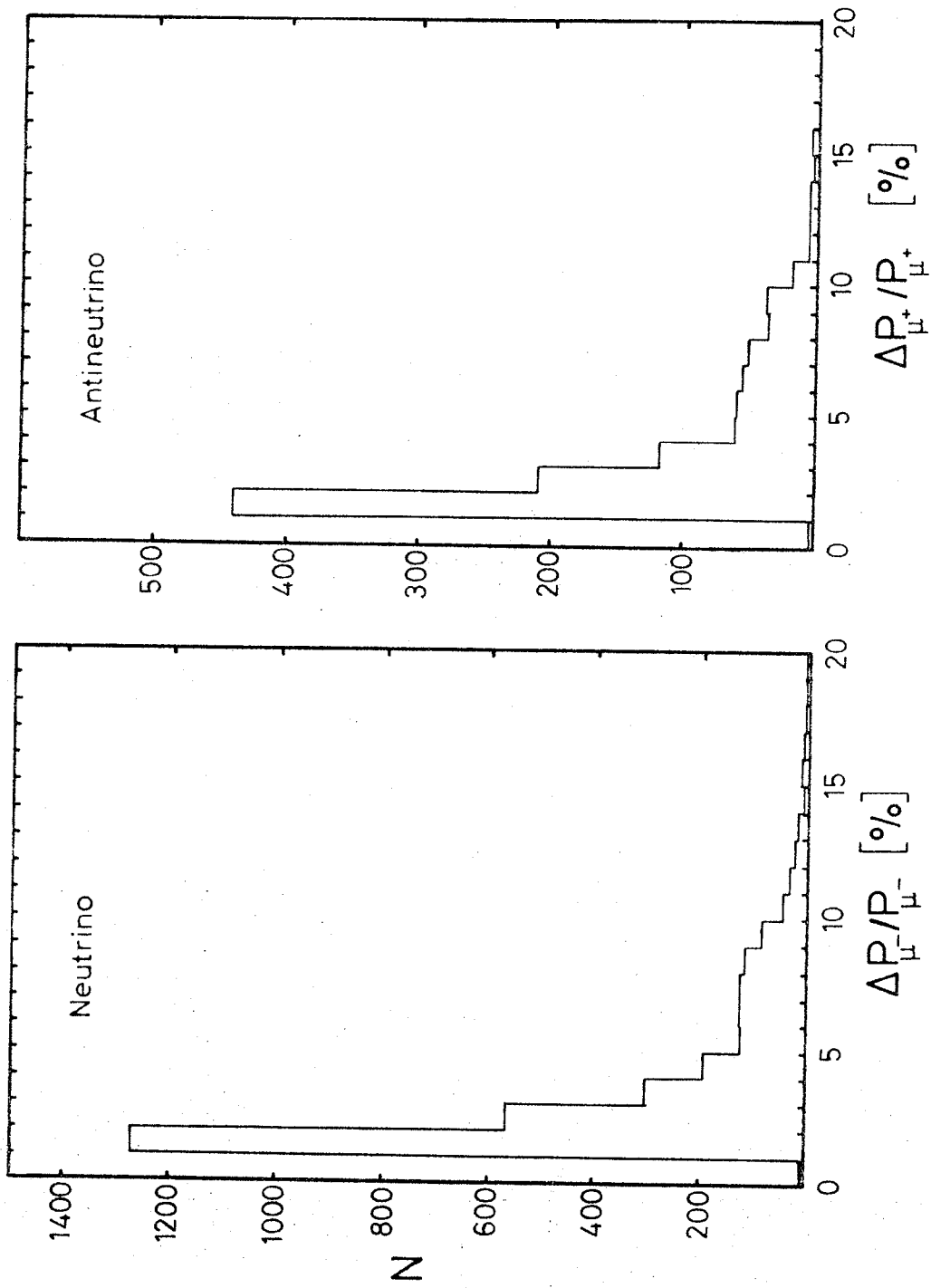


Abb. 4.6: Relative Fehler der Myon-Impulse.

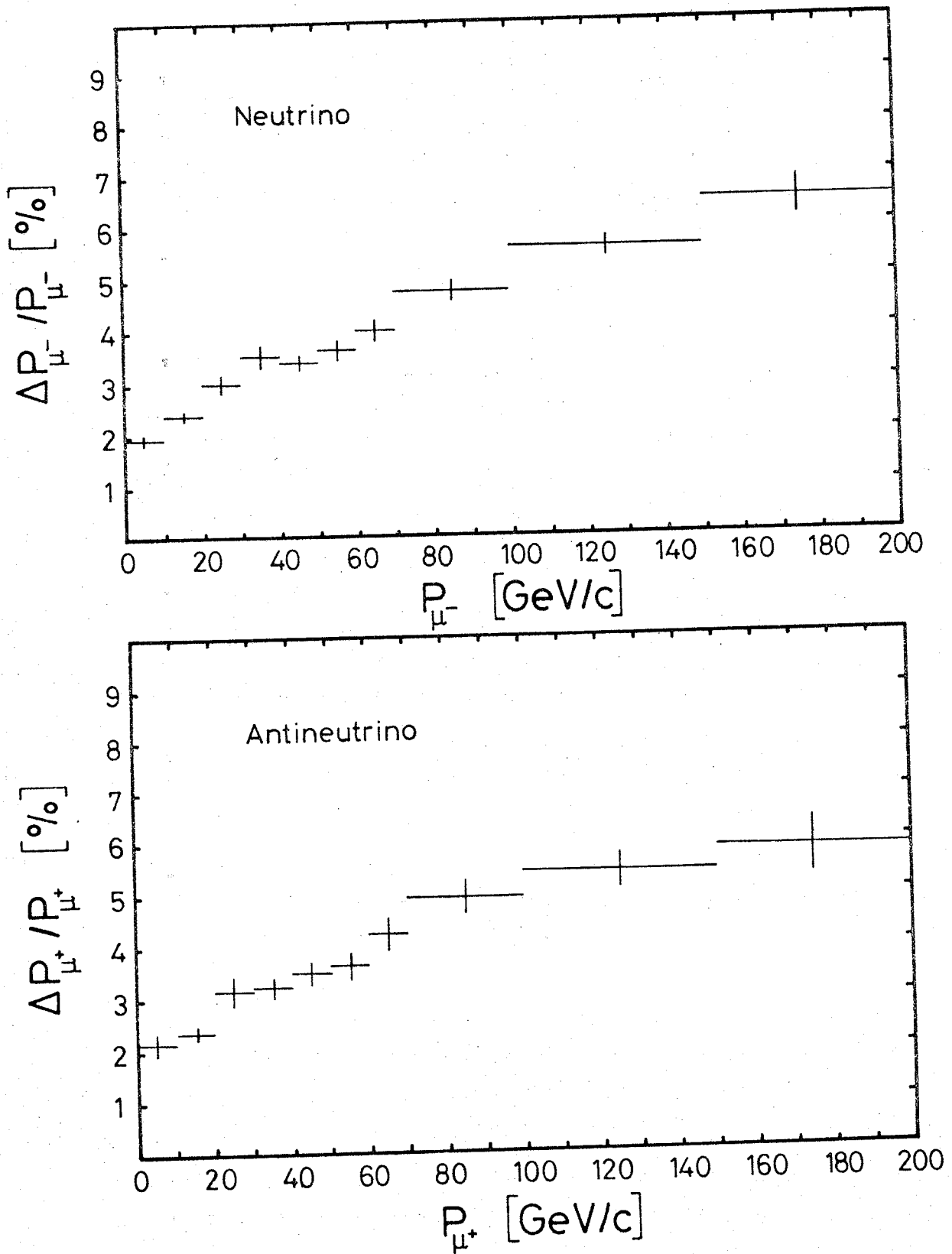


Abb. 4.7: Relative Fehler der Myon-Impulse als Funktion des gemessenen Impulses. Die Messung ist bereits durch Benutzung der EMI-Koordinaten verbessert.

Zur Bestimmung der Energie der geladenen Hadronen aus dem gemessenen Impuls mußte die Masse festgelegt, also das Teilchen identifiziert werden. Die wichtigste Information zur Unterscheidung zwischen den verschiedenen Massenhypothesen lieferte der Endtyp der Spur zusammen mit der Ladung des Teilchens. Die möglichen Massenhypothesen sind in Tabelle 4.2 angegeben:

Tabelle 4.2: Zuordnung von Massenhypothesen

| Endtyp            | Ladung positiv | Ladung negativ |
|-------------------|----------------|----------------|
| Verläßt d. Kammer | $\pi$ , p      | $\pi$          |
| Stop              | p              | $\pi$          |
| Wechselwirkung    | $\pi$ , p      | $\pi$          |
| Zerfall           | $\pi$ , K      | $\pi$ , K      |
| Einfang           | -              | $\pi$          |

Folgende weitere Kriterien wurden zur Festlegung der Masse benutzt:

- Bei stoppenden oder zerfallenden Teilchen konnte der Impuls auch aus der Reichweite ermittelt werden. Es wurde die Masse gewählt, für die dieser Impuls mit dem aus der Krümmung bestimmten am besten übereinstimmte.
- Bei Impulsen unter 1.5 GeV/c ist der Energieverlust für Protonen und Pionen aufgrund der großen Massendifferenz so verschieden, daß bei genügend langen Spuren daraus die  $\pi$ -p-Ambiguität gelöst werden konnte.
- Die Kaon-Masse wurde nur gewählt, wenn eine kinematische Anpassung dafür eine deutlich größere Wahrscheinlichkeit ergab als für andere Massen.

Allen Teilchen, deren Masse durch diese Kriterien nicht eindeutig bestimmbar war, wurde die Pion-Masse zugeordnet.

Da Baryonen bei den auftretenden Energien nur zu einem vernachlässigbar kleinen Bruchteil als Baryon-Antibaryon-Paare produziert werden, sondern meist aus dem Target stammen, wurde nur ihre kinetische Energie berücksichtigt.

Die Verteilung der gemessenen, in geladenen Hadronen deponierten Energie zeigt Abb. 4.8. Der Mittelwert beträgt  $(28.8 \pm 0.5)$  GeV für Neutrino- und  $(17.7 \pm 0.5)$  GeV für Anti-neutrino-Ereignisse. Die relativen Fehler für die gemessene Energie der geladenen Hadronen sind in Abb. 4.9 aufgetragen.

Die in neutrale Hadronen deponierte Energie muß aus den Zerfällen oder Wechselwirkungen dieser Teilchen in der Kammer durch Messung der Sekundärprodukte bestimmt werden. Hauptsächlich trugen in  $e^+e^-$ -Paare (Gammas) konvertierende Photonen bei, die aus dem Zerfall neutraler Pionen stammten. Da sich in der dichten Kammerfüllung jedoch schnell starke elektromagnetische Schauer entwickelten (siehe Abb. 4.4), wurden nur die Gammas gemessen, die aufgrund ihrer Lage vor dem Schauer oder ihrer hohen Energie als primär anzusehen waren. Aus der Spurkrümmung der Elektronen wurde unter Berücksichtigung der Verluste durch Bremsstrahlung der Impuls bestimmt. Nur die Gammas, denen in der späteren kinematischen Anpassung der Hauptvertex als Ursprung zugeordnet werden konnte, wurden zur Energiebestimmung benutzt.

Neutronen konnten nur durch Streuungen an den Nukleonen der Kammerfüllung erkannt werden, sogenannte Neutronen-Sterne (kurz  $N^*$  genannt). Als  $N^*$ -Kandidaten wurden nur solche Wechselwirkungen neutraler Teilchen betrachtet, die in Richtung des Neutrino-Strahls hinter dem Hauptvertex lagen. Die deponierte Energie lieferte nur eine untere Abschätzung der Energie des Neutrons. In vielen Fällen kamen auch sekundäre Wechselwirkungen geladener Hadronen als Ursprung des Neutrons in Betracht. Deshalb wurden nur die Neutronen berücksichtigt, bei denen der fehlende Transversal-Impuls relativ zur Flugrichtung vom Hauptvertex kleiner als 0.5 GeV/c pro Spur am  $N^*$  war.

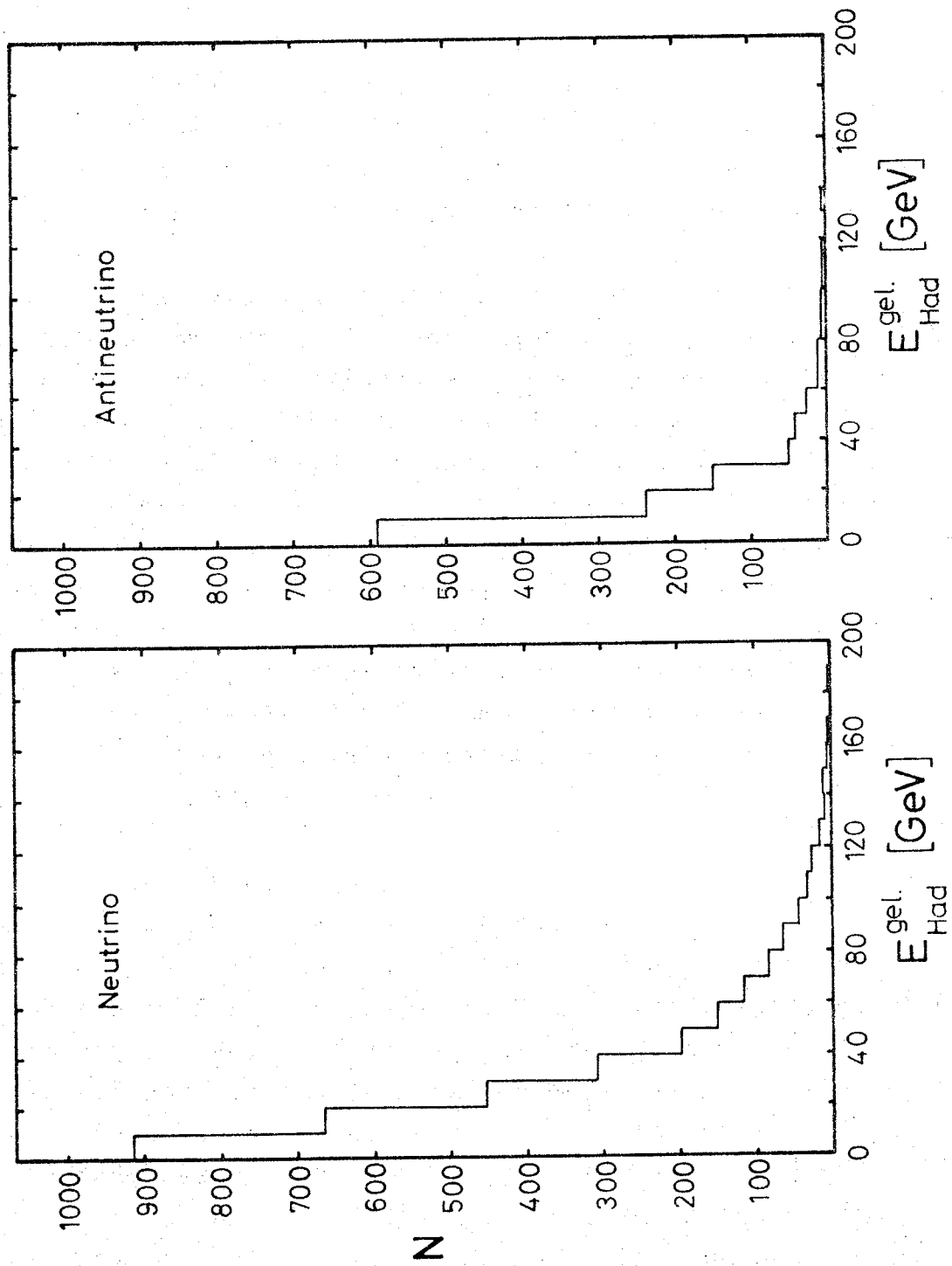


Abb. 4.8: Verteilung der gemessenen, in geladene Hadronen deponierten Energie.

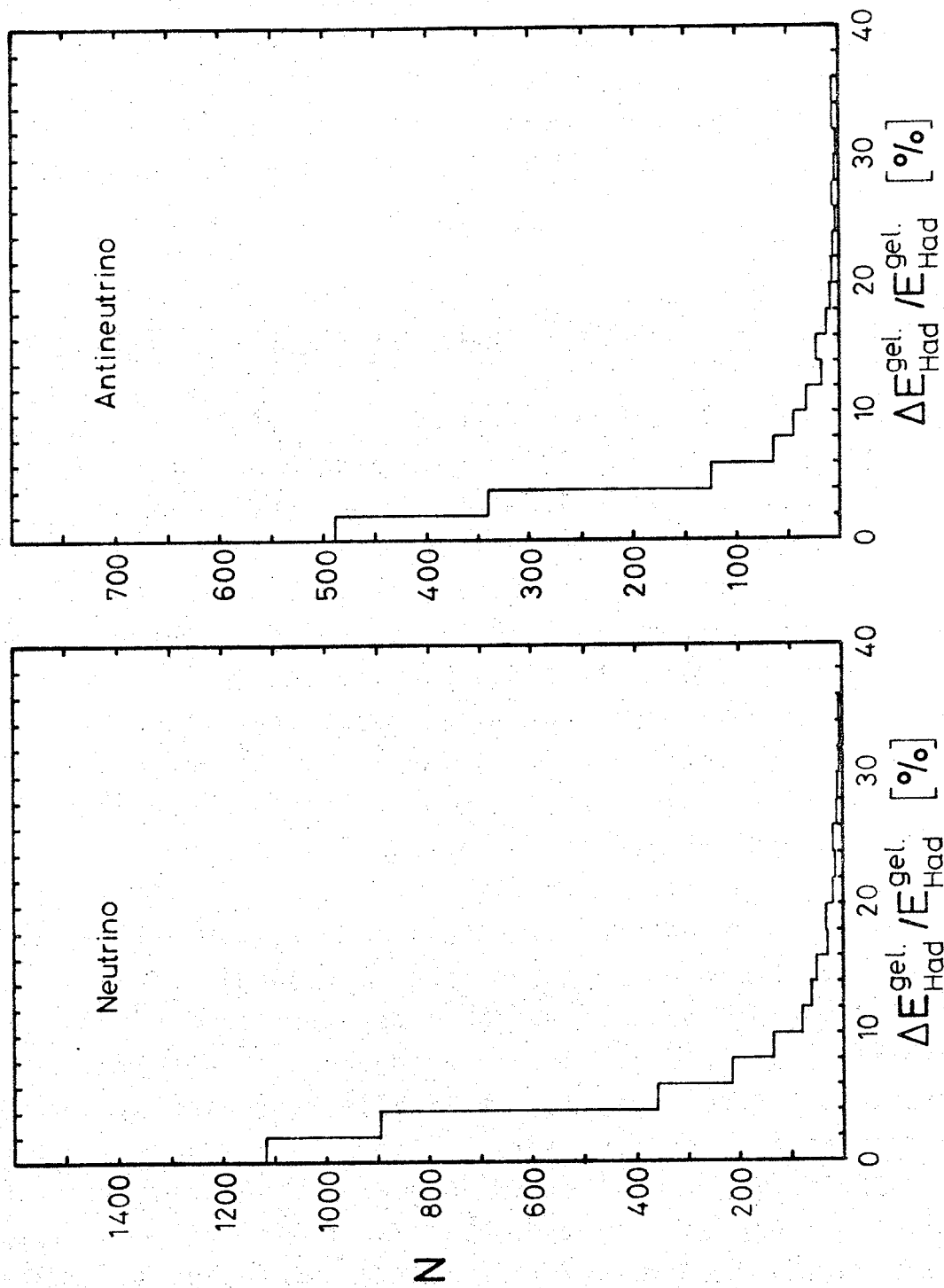


Abb. 4.9: Relative Fehler der in geladenen Hadronen gemessenen Energie.

Neutrale K-Mesonen und Lambdas konnten anhand ihrer charakteristischen Zweikörperzerfälle ( $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ) identifiziert werden. Aus den gemessenen Zerfallsprodukten wurde durch kinematische Anpassung Masse und Impuls des zerfallenden Teilchens bestimmt. Die Verteilung der gemessenen, in neutrale Hadronen deponierten Energie und ihrer relativen Fehler ist in Abb. 4.10 und 4.11 dargestellt. Abbildung 4.12 zeigt die relativen Fehler der gesamten gemessenen Hadronenergie als Funktion der Hadronenergie und Abb. 4.13 die Verteilung der gemessenen Hadronenergie.

#### 4.2.3 Korrektur für Energieverluste durch neutrale Teilchen

Aus dem vorangegangenen Abschnitt ist offensichtlich, daß nur ein Teil der Energie, die in neutralen Hadronen deponiert wurde, durch die Messung geladener Sekundärspuren erfaßt werden konnte. Zur Korrektur dieser Verluste für individuelle Ereignisse wurden verschiedene, im wesentlichen auf der Wiederherstellung der Transversalimpuls-Balance beruhende Methoden vorgeschlagen<sup>112,113</sup>. Diese Methoden sind jedoch in der später zur Berücksichtigung der experimentellen Auflösung notwendigen Simulation des Experiments (Kap. 5.1) nur schwer zu reproduzieren. Sie erfordern dort entweder eine genaue Kenntnis der Verteilung der fehlenden Teilchenkombinationen oder modellabhängige Annahmen über die Produktion einzelner Hadronen. Außerdem zeigte sich, daß die mit diesen Methoden ermittelten Korrekturfaktoren von der gemessenen Hadronenergie praktisch unabhängig waren<sup>114,115</sup>. Abbildung 4.14 zeigt das am Beispiel der aus der Forderung nach Transversalimpuls-Balance in der Leptonebene<sup>112</sup> bestimmten Korrekturfaktoren. Daher wurde ein über alle Hadronenergien gemittelter Korrekturfaktor bestimmt<sup>115</sup>. Aufgrund der unterschiedlichen Meßkriterien vor allem für Gammas und Neutronensterne ergab sich ein Unterschied zwischen dem ersten Teil des Experiments (WA19) und dem zweiten Teil (WA47). Die benutzten Korrekturfaktoren für die gemessene Hadronenergie sind:

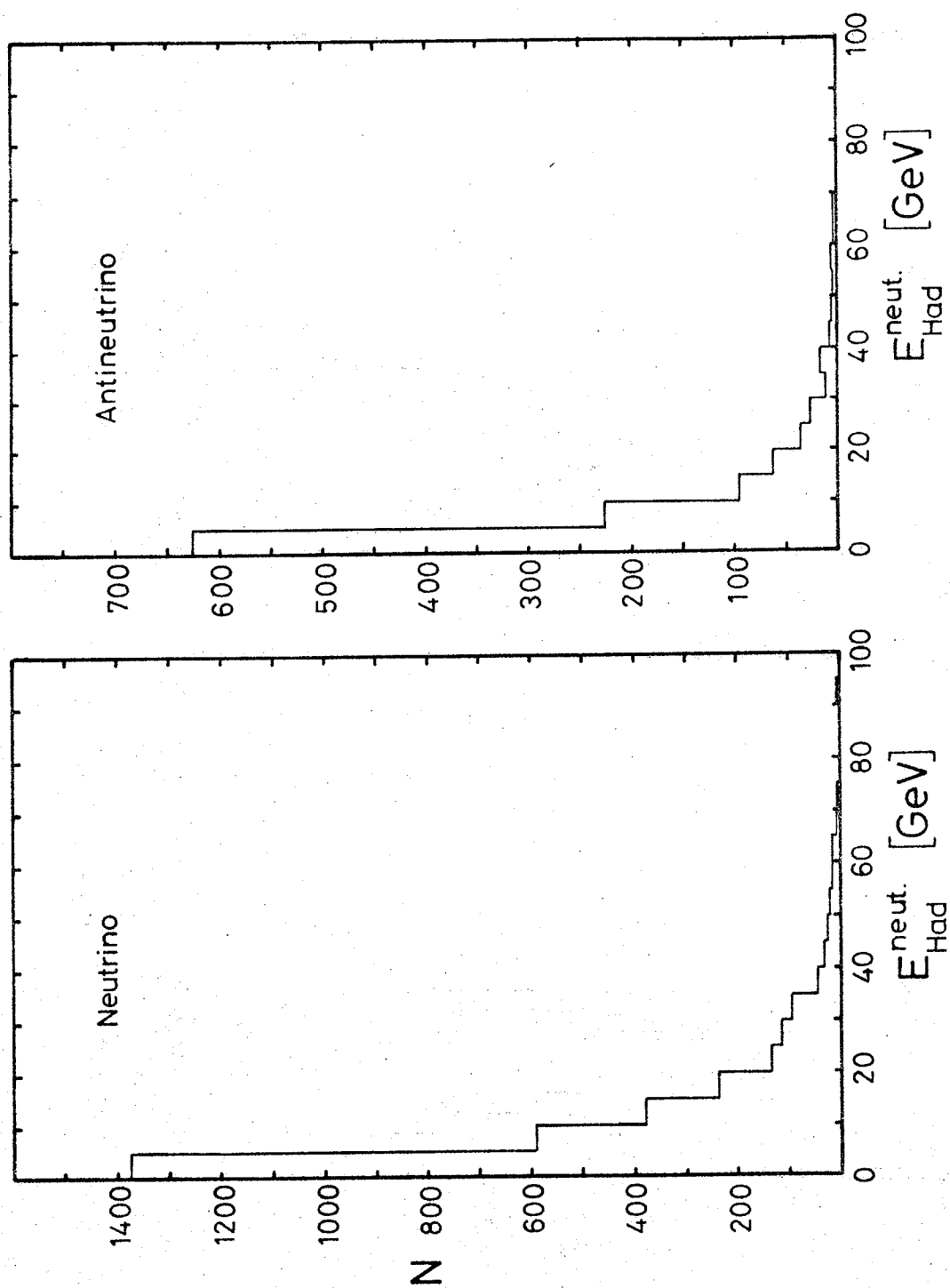


Abb. 4.10: Gemessene Energie der neutralen Hadronen.

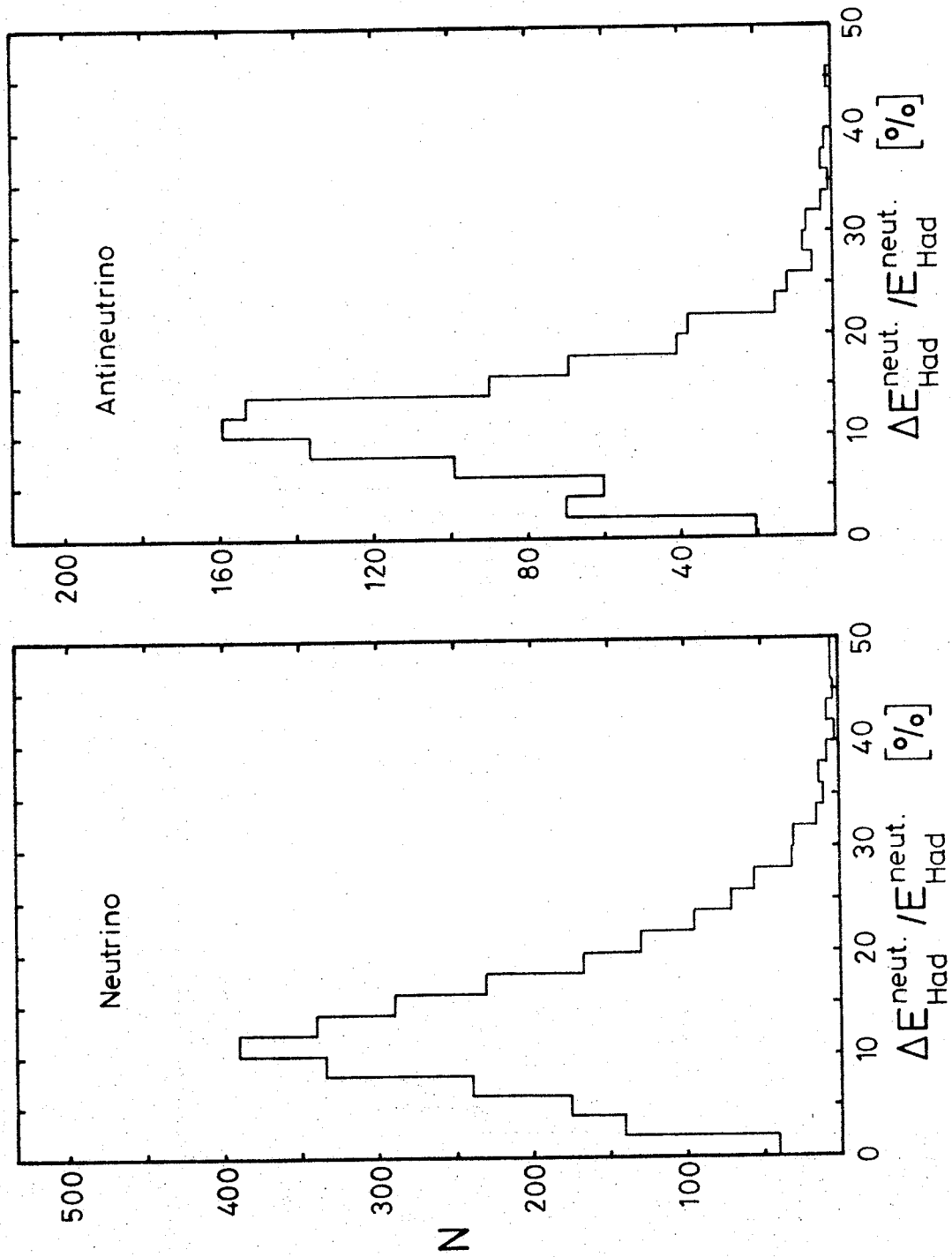


Abb. 4.11: Relative Fehler der in neutralen Hadronen gemessenen Energie.  
Die Fehler sind wesentlich größer als bei geladenen Hadronen.

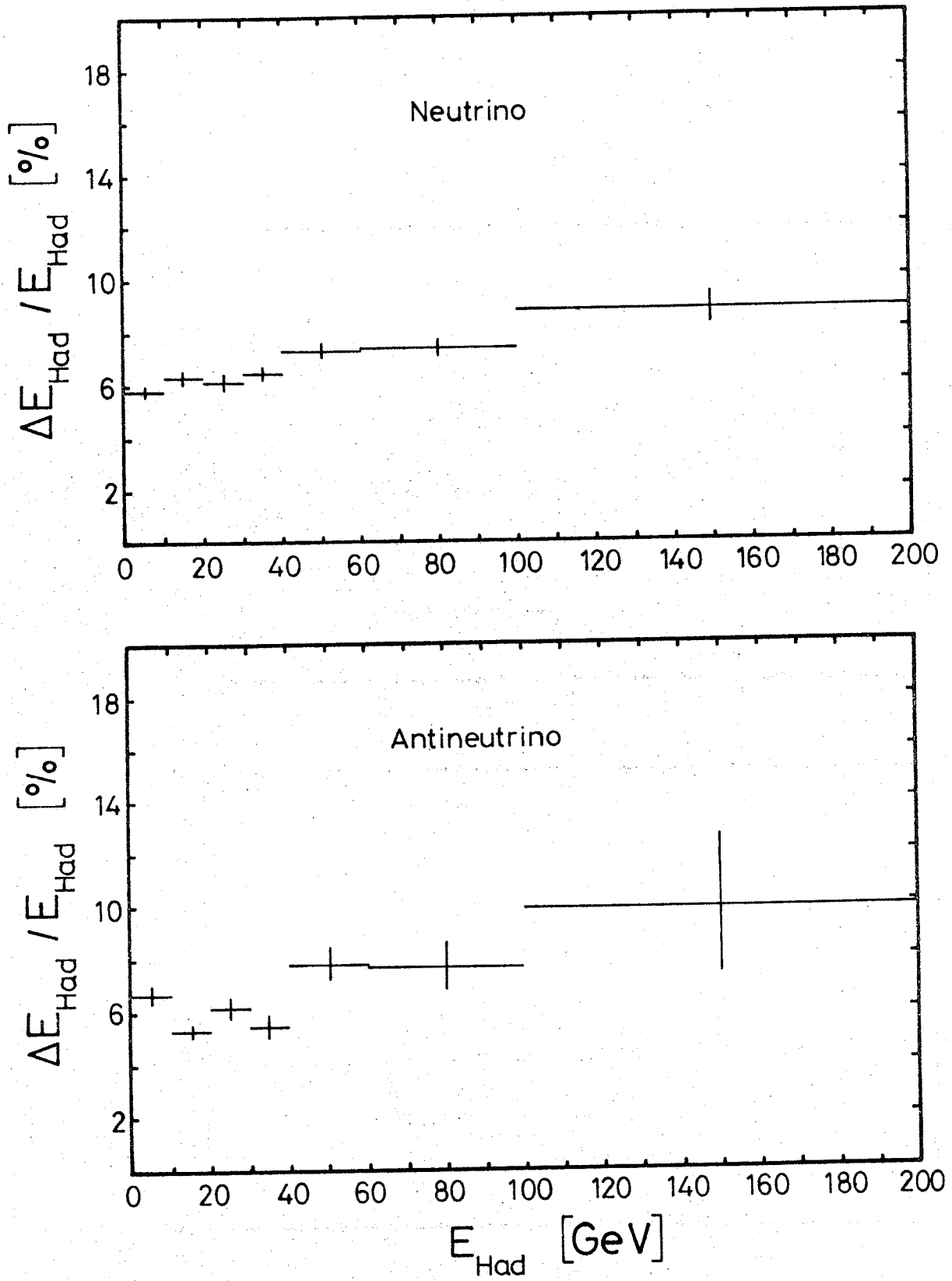


Abb. 4.12: Relativer Fehler der gesamten gemessenen Hadronenergie in Abhängigkeit von der gemessenen Hadronenergie.

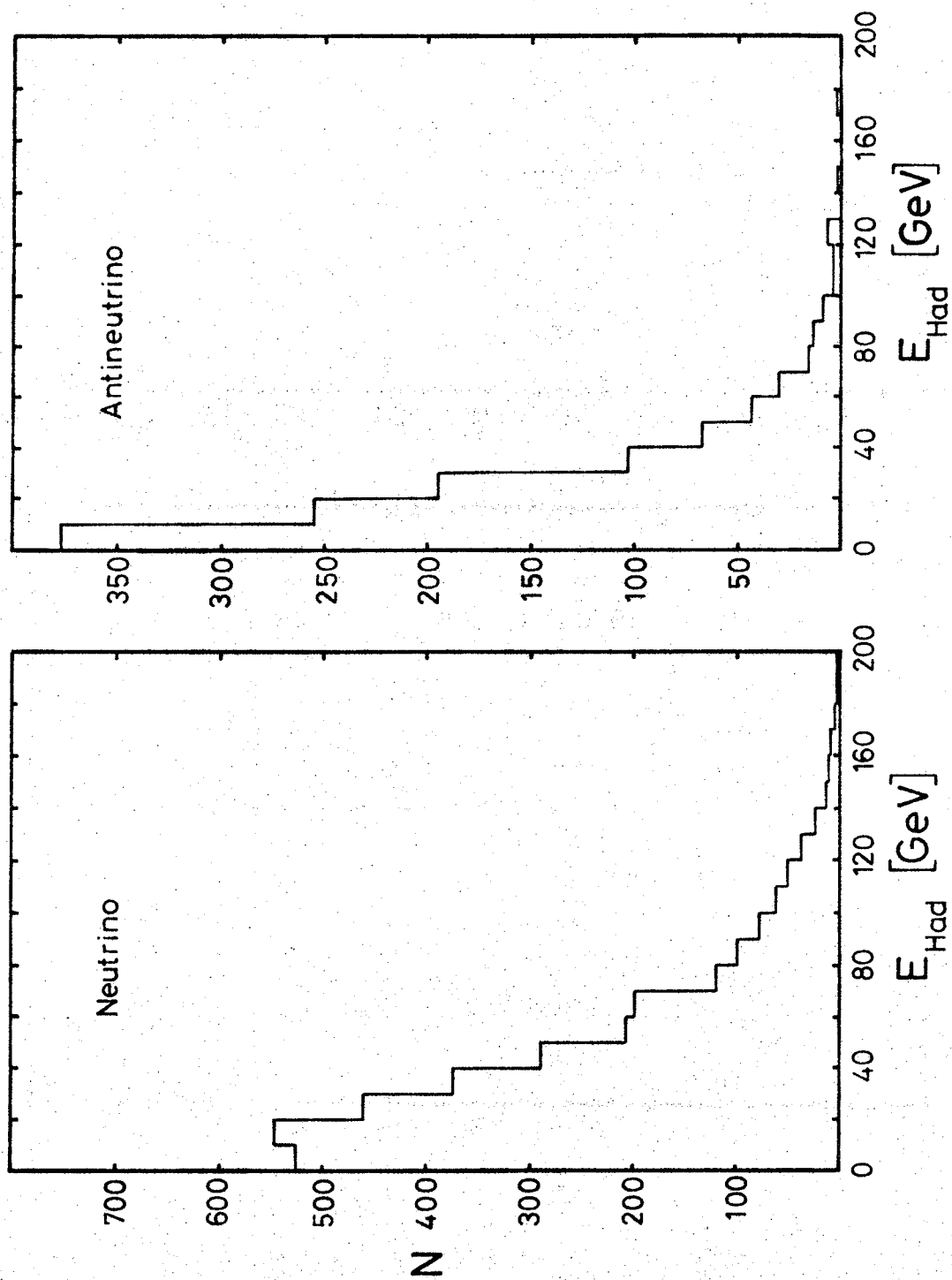


Abb. 4.13: Gesamte gemessene Hadronenergie. Der Einfluß der unterschiedlichen  $y$ -Verteilung für  $\nu$ - und  $\bar{\nu}$ -Ereignisse ist deutlich an der Breite der Verteilungen zu erkennen.

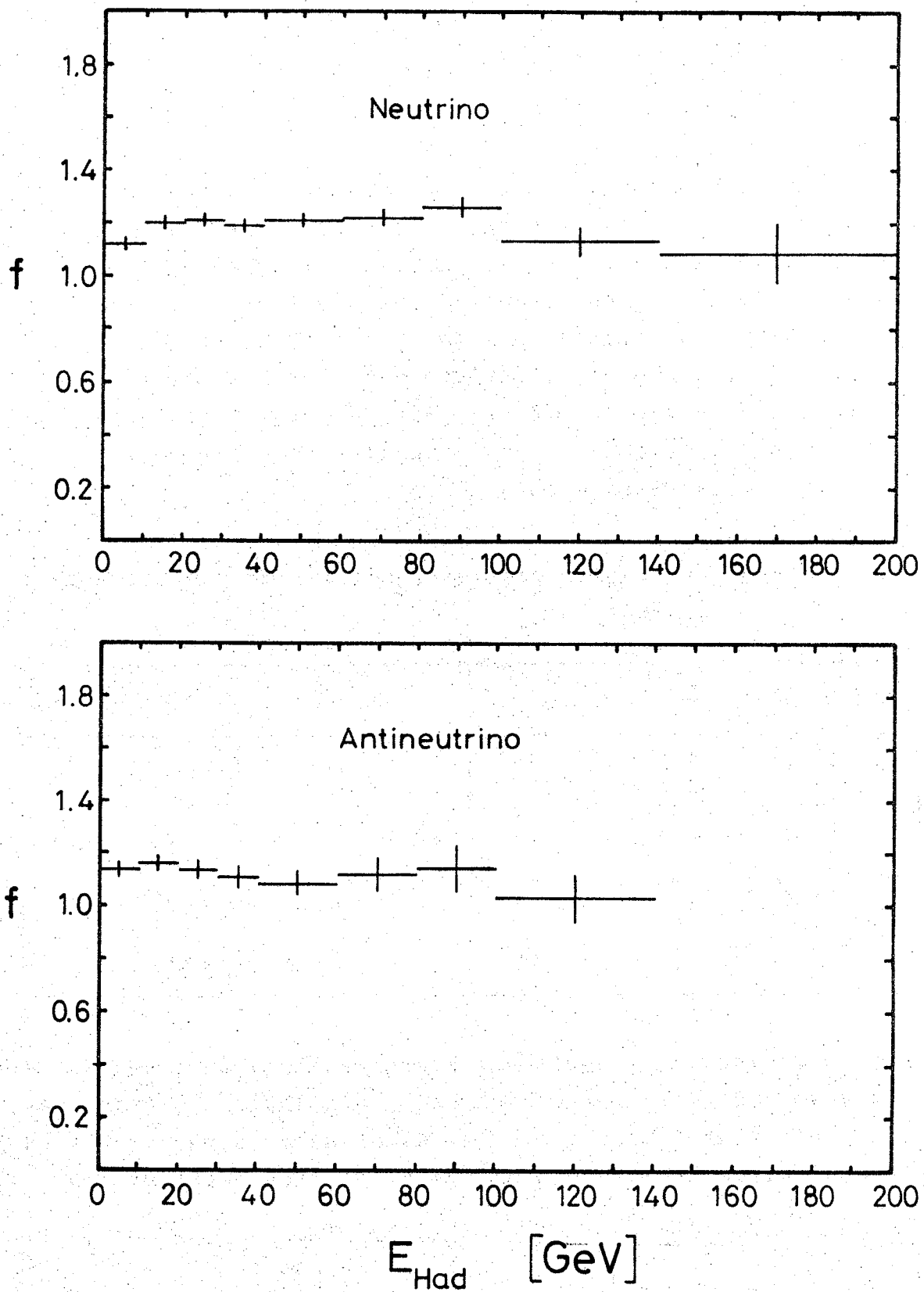


Abb. 4.14: Korrekturfaktoren für die gemessene Hadronenergie aus der Transversalimpuls-Balance in der Leptonebene. Die Faktoren sind praktisch unabhängig von der gemessenen Hadronenergie.

$$\begin{aligned} \text{WA } 19 : & \quad 1.20 \\ \text{WA } 47 : & \quad 1.10 \end{aligned} \quad (4.5)$$

Zur Überprüfung der Korrekturfaktoren und zur Bestimmung der Auflösung der Energiemessung wurden Ereignisse vermessen, die unter sonst exakt gleichen experimentellen Bedingungen durch einen  $\pi^-$ -Strahl genau bekannter Energie ( $\Delta P/P < 2\%$ ) erzeugt worden waren. Das Verhältnis der gemessenen Energie zur Strahlenergie ist in Abb. 4.15 für die drei zur Verfügung stehenden Strahlenergien von 40, 70 und 110 GeV aufgetragen. Die Ergebnisse der Untersuchung der  $\pi^-$ -induzierten Ereignisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt:

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Tests mit  $\pi^-$ -Strahlen bekannter Energie

| Strahlenergie                                         | 40 GeV            | 70 GeV            | 110 GeV           |
|-------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Ereignisse                                            | 164               | 100               | 59                |
| $\langle E^{\text{mess}} \rangle \text{  GeV }$       | $33.27 \pm 8.89$  | $58.31 \pm 22.97$ | $90.49 \pm 23.53$ |
| $E^{\text{Strahl}} / \langle E^{\text{Mess}} \rangle$ | $1.20 \pm 0.33$   | $1.20 \pm 0.48$   | $1.22 \pm 0.33$   |
| $\langle E^{\text{Mess}} \rangle / E^{\text{Strahl}}$ | $0.833 \pm 0.208$ | $0.776 \pm 0.251$ | $0.851 \pm 0.217$ |

Auch hier ist keine deutliche Energieabhängigkeit der Korrekturfaktoren sichtbar, wenngleich die Verteilungen relativ breit sind. Die Neutrinoenergie wurde daher unter Berücksichtigung des Energieverlusts durch neutrale Teilchen bestimmt als

$$E_\nu = E_\mu + f \cdot \left[ \sum_i E_{\text{Had}_i}^{\text{gel}} + \sum_i E_{\text{Had}_i}^{\text{neut}} \right] \quad (4.6)$$

mit den in Gl. (4.5) angegebenen Korrekturfaktoren  $f$ . Die Verteilung der nach Gl. (4.6) bestimmten Neutrinoenergien ist in

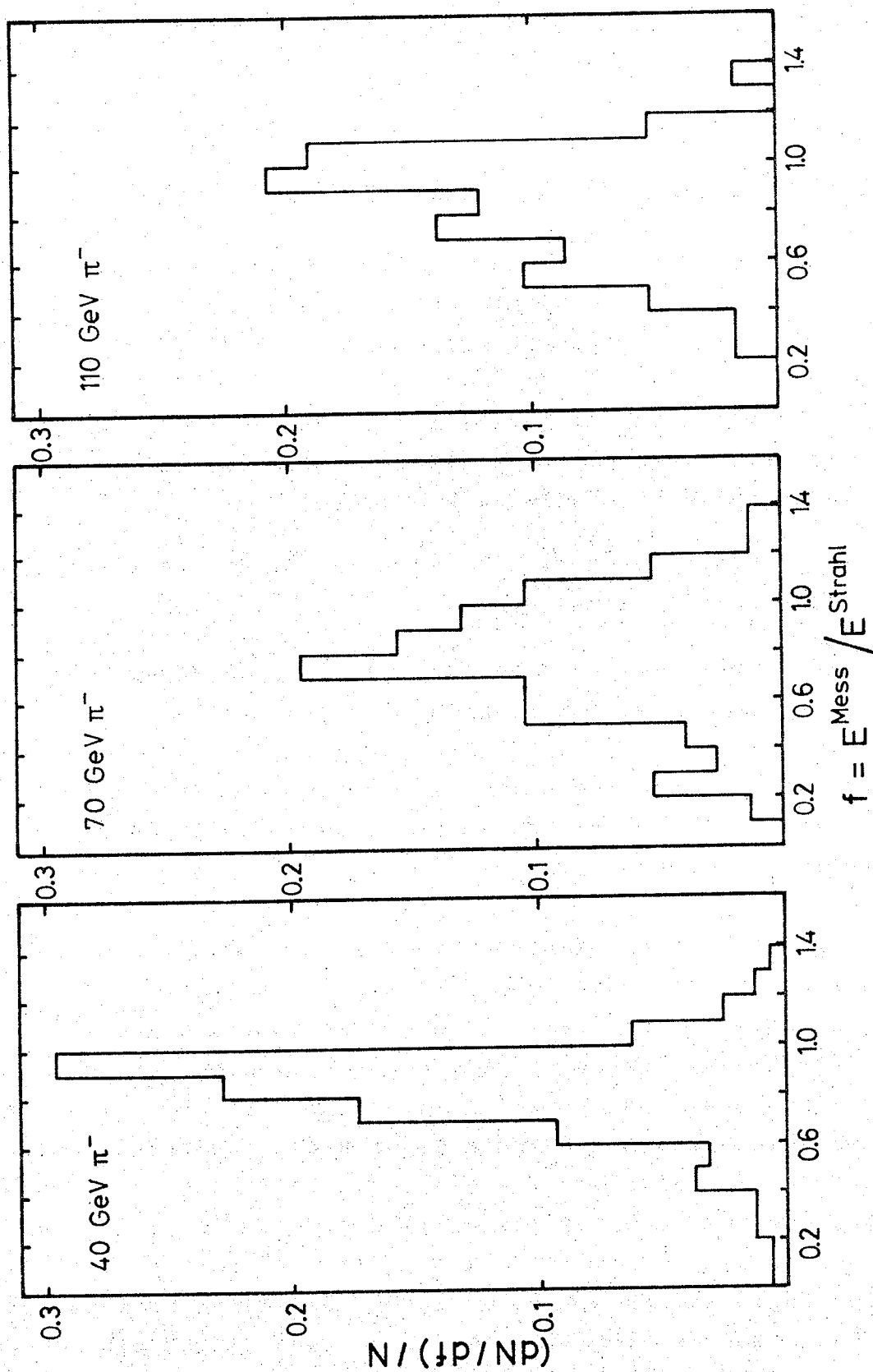


Abb. 4.15: Verhältnis der in  $\pi^-$ -induzierten Reaktionen gemessenen Energie zur Strahlenergie.

Abb. 4.16 dargestellt. Die beiden Komponenten des Neutrinostrahls durch Neutrinos aus dem Zerfall von  $\pi$ - und K-Mesonen sind deutlich zu erkennen.

#### 4.2.4 Behandlung unvollständig gemessener Ereignisse

Bei 5 % der Neutrino- und 2 % der Antineutrinoereignisse konnte nur ein Teil der in geladene Teilchen deponierten Energie durch Messung der Spuren bestimmt werden. Gründe dafür waren:

- 1.) Starke elektromagnetische Schauer, die eine Messung der in Gammas deponierten Energie unmöglich machten und auch einen Teil der geladenen Hadronen verdeckten.
- 2.) Kurze, gerade Spuren (mit hohem Impuls), die keine meßbare Sekundärreaktion eingingen.
- 3.) Direkt neben- oder übereinander verlaufende Spuren, die nicht vermessen werden konnten.

Eine Korrektur dieser Ereignisse z.B. über Transversalimpuls-Balance war nicht möglich, da zu viele Spuren fehlten und damit die Methode zu ungenau wurde.

Zur Bestimmung der Neutrinoenergie für diese Ereignisse wurde die Eigenschaft des Schmalbandstrahls benutzt, daß die Neutrinoenergie im Idealfall durch den Abstand des Ereignisses von der Strahlachse gegeben ist (vergl. Kap. 3.1). Für Neutrinos aus dem Pion- und Kaon-Zerfall sollten sich danach zwei scharfe Linien ergeben, wenn man Energie gegen Radius aufträgt. Durch die Länge des Zerfallstunnels, die endliche Breite der Impulsselektion der Mesonen, die Divergenz des Mesonstrahls und die Dreikörperzerfälle der K-Mesonen ist die tatsächliche Verteilung stark verschmiert, wie das Ergebnis der Simulationsrechnung in Abb. 4.17 zeigt. Es läßt sich aber für jeden Radius eine obere Grenze für die Energie der Neutrinos aus dem Pion-Zerfall angeben

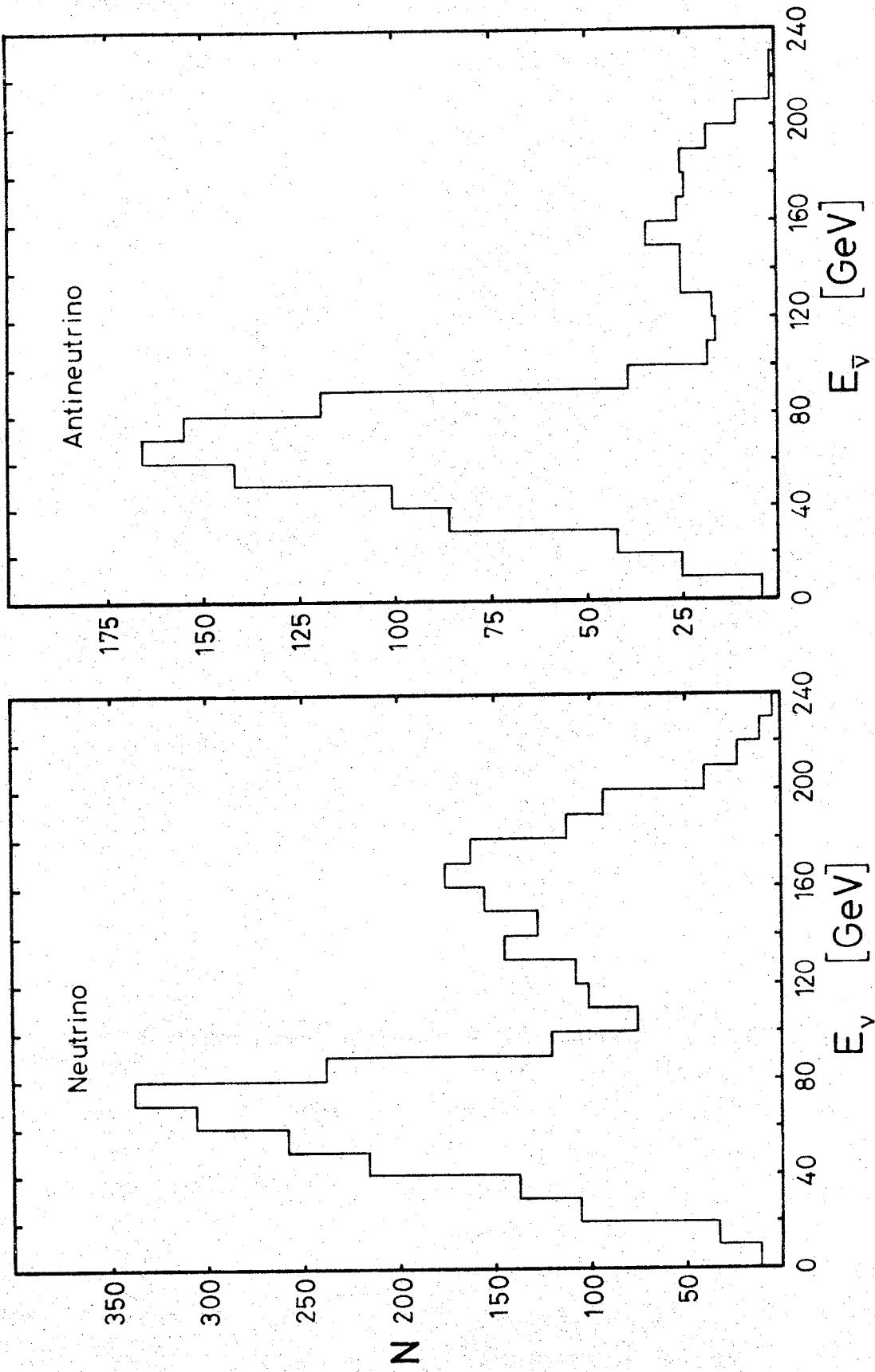


Abb. 4.16: Korrigierte (Anti-) Neutrino-Energie der benutzten Ereignisse  
aus dem BEBC-Experiment.

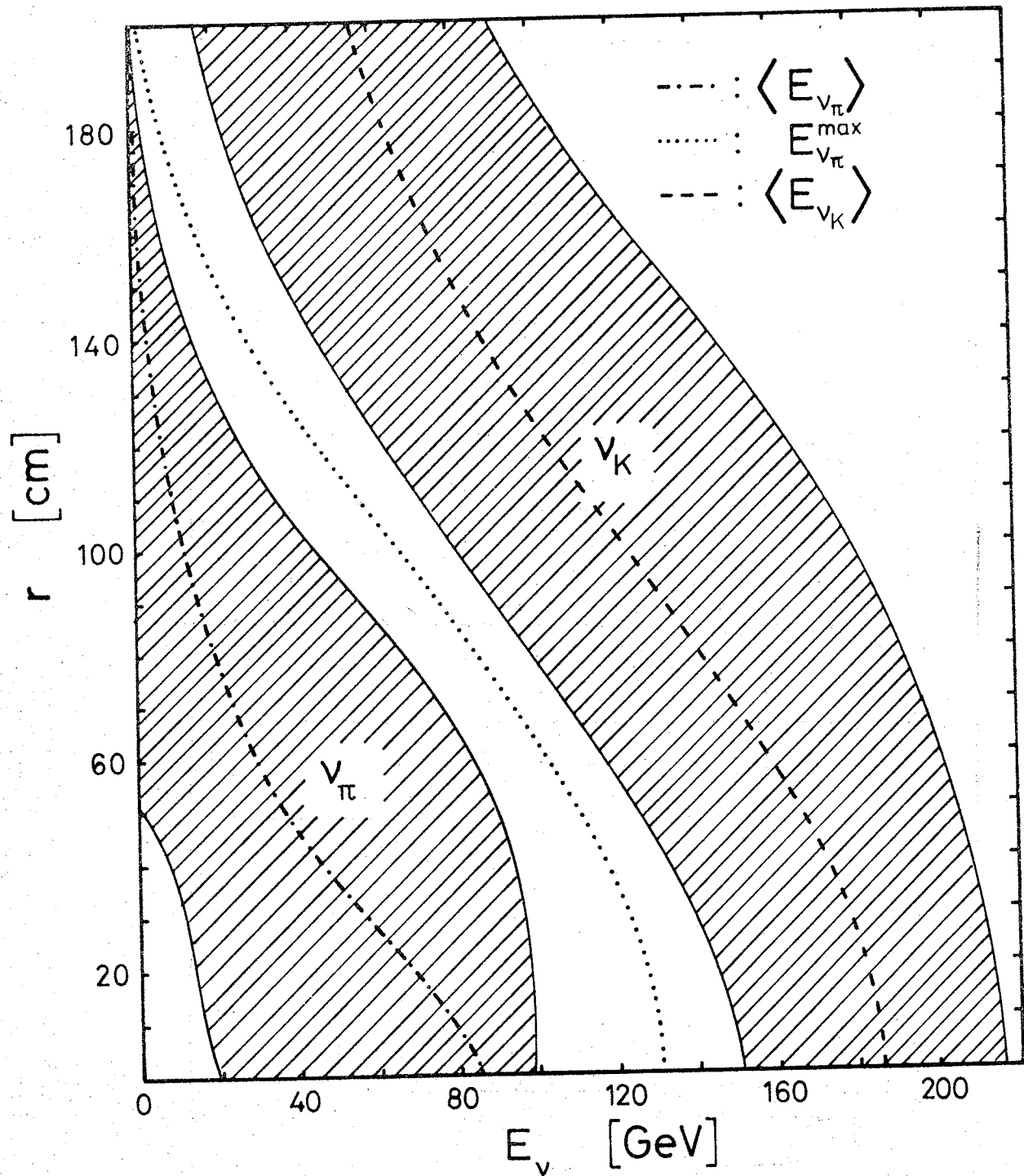


Abb. 4.17: Monte-Carlo-Vorhersage für den Energiebereich der (Anti-) Neutrinos aus dem  $\pi$ - und K-Zerfall, Mittelwerte der Energien  $\langle E_{\nu_\pi} \rangle$ ,  $\langle E_{\nu_K} \rangle$  und maximale Energie aus dem  $\pi$ -Zerfall  $E_{\nu_\pi}^{\max}$  als Funktion des radialen Abstands zur Strahlachse.

sowie Erwartungswerte für die Energien der Neutrinos aus dem Pion- und Kaon-Zerfall (Abb. 4.17).

Aus der Abschätzung der fehlenden Energie, die für die unvollständig gemessenen Ereignisse während der Messung vorgenommen wurde, ließ sich ein abgeschätzter "Korrekturfaktor" von 1.6 für die Hadronenergie ermitteln. Lag die Neutrinoenergie

$$E^{\text{kor}} = E_{\mu} + 1.6 E_{\text{Had}}^{\text{Mess}} \quad (4.7)$$

oberhalb der maximalen Energie für Neutrinos aus dem Pion-Zerfall und mehr als 15 GeV vom Erwartungswert für Neutrinos aus dem Kaon-Zerfall  $E_{\nu_K}(r)$  entfernt, so wurde der Erwartungswert  $E_{\nu_K}(r)$  als Neutrinoenergie genommen. In allen anderen Fällen wurde die nach Gl. 4.7 bestimmte Energie benutzt. Die Energie-Radius-Verteilung der nach Gl. 4.7 korrigierten unvollständigen Ereignisse ist in Abb. 4.18 dargestellt, zusammen mit dem zur Trennung von Pion- und Kaon-Neutrinoereignissen benutzten Schnitt. In Abb. 4.19 ist zum Vergleich die gleiche Verteilung für die nach Gl. 4.6 korrigierten vollständig gemessenen Ereignisse angegeben.

#### 4.3 Identifikation der Myonen aus den EMI-Daten

Jede Spur, die die Kammer ohne Wechselwirkung verließ, mußte zunächst als mögliches Myon angesehen werden. Daher wurde die Bahn dieser Teilchen unter der Annahme der Myon-Massenhypothese durch das Material um die Kammer bis zum EMI extrapoliert. Die in der Kammer gemessenen Impulse und Richtungen dienten dabei als Ausgangspunkt. Die Extrapolation erfolgte schrittweise unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung und Energieverlusten und lieferte als Endergebnis die Koordinaten  $(Y_E, Z_E)$  des erwarteten Durchtrittspunktes durch die jeweilige

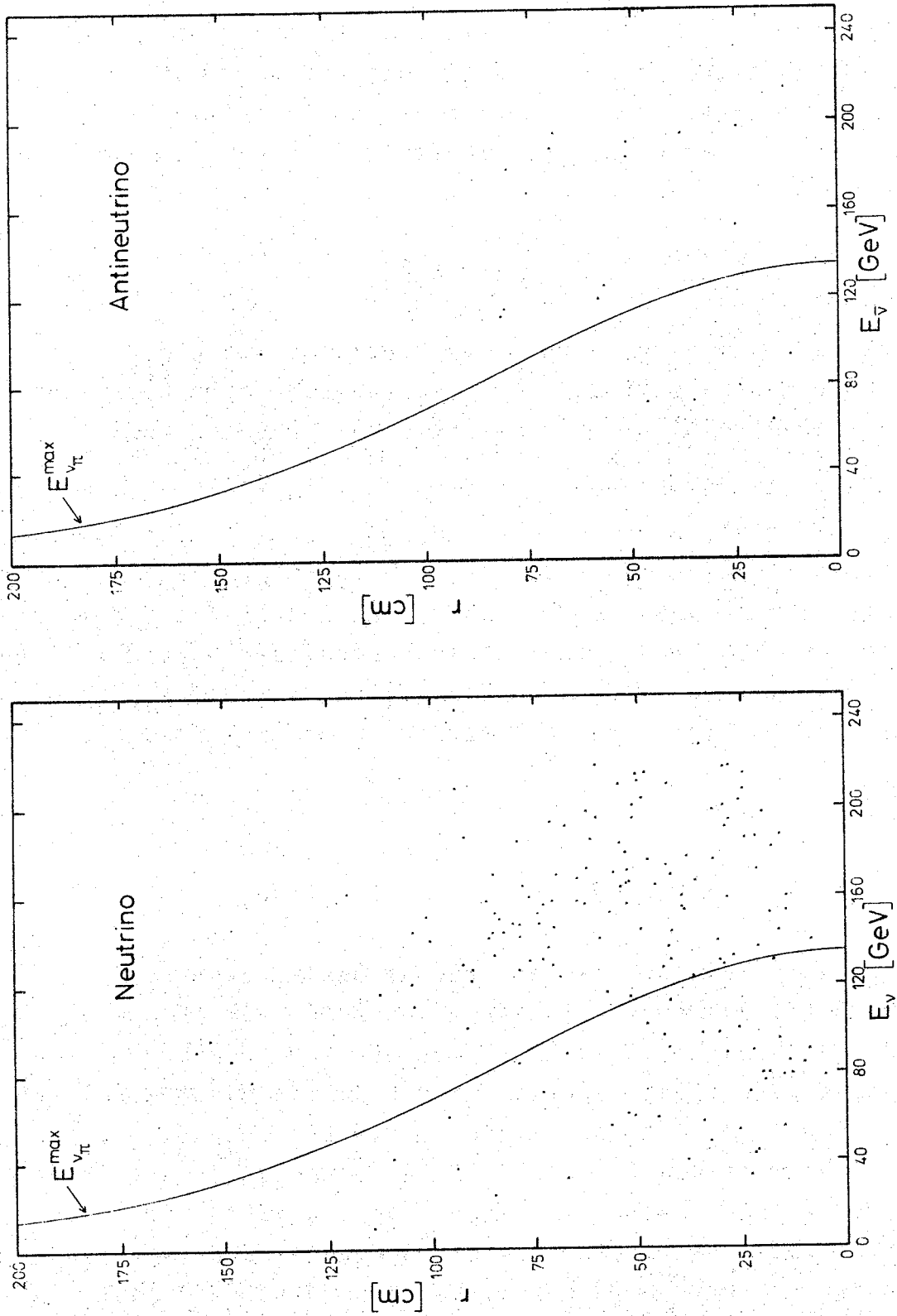


Abb. 4.18: Teilkorrigierte (Anti-) Neutrino-Energie nach Gl. 4.7 für unvollständig gemessene Ereignisse gegen den Radius aufgetragen.

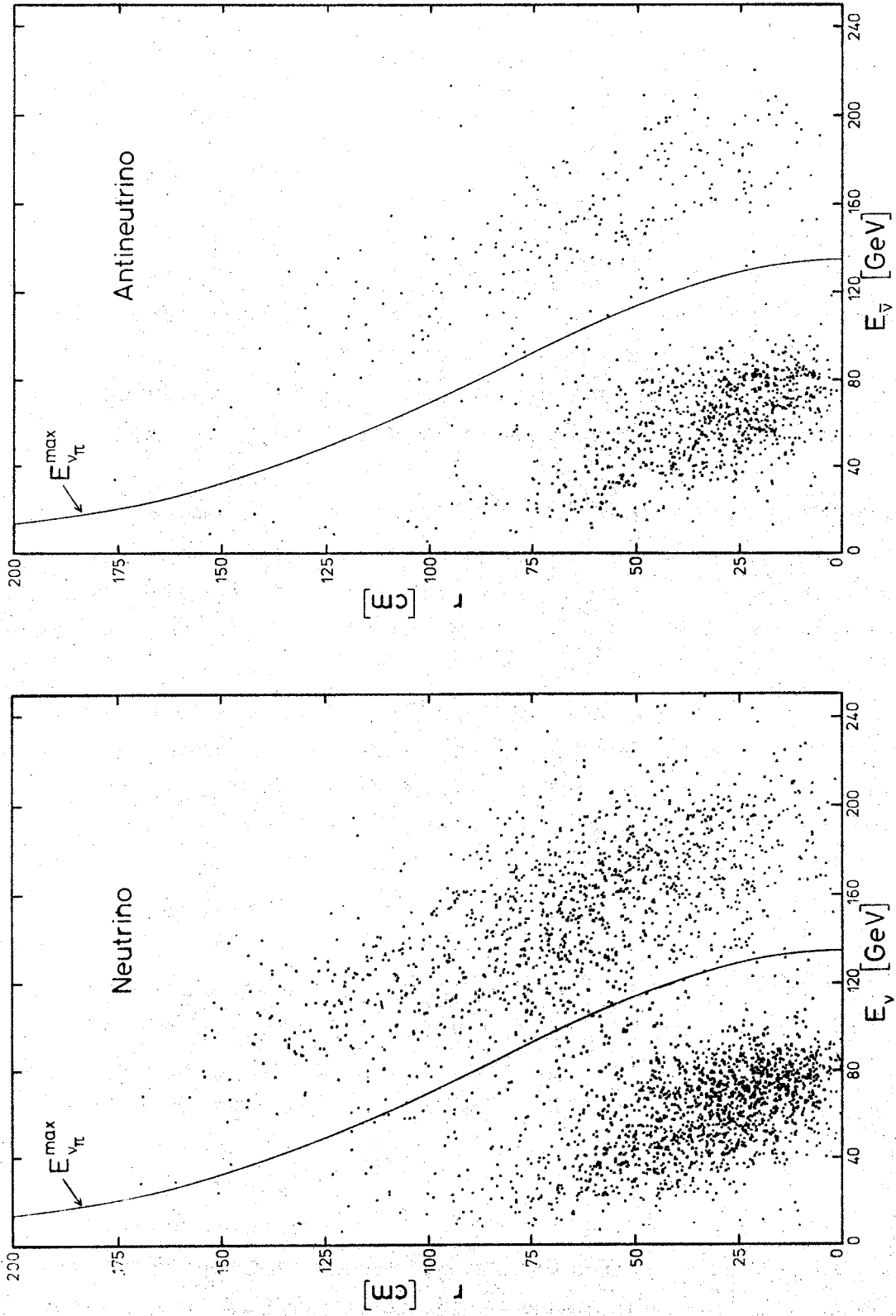


Abb. 4.19: Korrigierte (Anti-) Neutrino-Energie für vollständig gemessene Ereignisse gegen den Radius aufgetragen.

EMI-Ebene. Die Wahrscheinlichkeit der Zuordnung zu im EMI gemessenen Durchtrittspunkten  $(Y_M, Z_M)$  geladener Teilchen wurde aus der Größe

$$\chi_{\text{ass}}^2 = \frac{(Y_E - Y_M)^2}{(\Delta Y)^2} + \frac{(Z_E - Z_M)^2}{(\Delta Z)^2} \quad (4.8)$$

bestimmt. Die Fehler  $\Delta Y$  und  $\Delta Z$  setzen sich aus den Fehlern der extrapolierten und der im EMI gemessenen Koordinaten zusammen. Der maximal zulässige Wert von  $\chi_{\text{ass}}^2$  wurde aus der Messung von 2000 eindeutig identifizierten<sup>116</sup> Myonspuren bestimmt, die die Kammer vollständig durchliefen<sup>117</sup>. Konnte einem im EMI gemessenen Punkt mehr als eine Spur zugeordnet werden, so wurde die Spur mit dem kleinsten  $\chi_{\text{ass}}^2$  gewählt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit durch den EMI wurde aus der Erkennung der 2000 Untergrundmyonen bestimmt. Für Myonen mit einem Impuls  $P > 5 \text{ GeV/c}$  ergab sie sich vom Impuls praktisch unabhängig zu  $(97.5 \pm 1.0) \%$ . Für Myonen mit kleineren Impulsen nahmen die Akzeptanzverluste rasch zu<sup>99</sup>, da die Myonen vom Magnetfeld eingefangen oder absorbiert wurden. Bei der Auswahl der Ereignisse für die Analyse wurde daher ein minimaler Impuls von  $5 \text{ GeV/c}$  für das Myon verlangt. Für die Gesamteffizienz müssen zusätzlich noch die Zeiten berücksichtigt werden, in denen die Datenaufzeichnung des EMI unterbrochen war. Aus einem Vergleich der Weglängen in der Kammer wechselwirkender Teilchen mit der Verteilung der möglichen freien Weglängen der nicht wechselwirkenden Teilchen, die vom EMI nicht erkannt wurden, ist die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit des EMI bestimmt worden<sup>118</sup>. Sie betrug für Myonen mit Impulsen  $P > 5 \text{ GeV/c}$   $(95.2 \pm 0.6) \%$  im Neutrino- und  $(95.4 \pm 1.0) \%$  im Antineutrinostrahl.

Die Wahrscheinlichkeit zufälliger Zuordnungen von extrapolierten Spuren zu EMI-Meßpunkten wurde durch einen Test mit absichtlich falscher Synchronisation zwischen EMI- und Blasen-kammerdaten ermittelt. Sie betrug 3% für Neutrino- und 1% für

Antineutrinoereignisse für den EMI mit einer Zählerebene. Für den später benutzten EMI mit zwei Ebenen war sie kleiner als 1%.

#### 4.4 Auswahl der Ereignisse

Für die vorliegende Analyse sollten nur Wechselwirkungen über geladene Ströme mit möglichst hoher Genauigkeit gemessen und ausgewertet werden. Aus den gemessenen Daten des BEBC-Experiments wurden daher Ereignisse nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- 1.) Das Ereignis mußte ein vom EMI identifiziertes Myon der richtigen Ladung haben, dessen Impuls größer als 5 GeV/c war.
- 2.) Der Wechselwirkungspunkt des Neutrinos mußte im Meßvolumen liegen, dessen Festlegung (Anhang B) einen Kompromiß zwischen den Wünschen nach guter Energie- und Impulsmessung (großen Spurlängen) und hoher Statistik darstellte.
- 3.) Zum Zeitpunkt der Aufzeichnung des Ereignisses mußten die experimentellen Bedingungen (Neutrinostrahl, Myonflußmessung, EMI, Blasenkammer) stabil gewesen sein.

Mit dieser Auswahl standen 3099 Neutrino- und 1120 Antineutrinoereignisse für die Analyse zur Verfügung.

#### 4.5 Auswertung des Gargamelle-Experiments

Die Filme des Gargamelle-Experiments wurden ebenfalls zweimal nach Ereignissen durchgesehen. Die Auffindwahrscheinlichkeit für inelastische Ereignisse betrug nahezu 100%. Für elastische Ereignisse hing sie wegen der besonderen Auswahlkriterien vom Winkel des Myons ab und betrug im Antineutrinostrahl wegen der reduzierten Wahrscheinlichkeit, Myon und Neutron zu sehen, nur etwa 95%. Die Ereignisse wurden in jeder

der acht zusammengehörigen Aufnahmen, in der sie sichtbar waren, gemessen und anschließend rekonstruiert wie die BEBC-Daten.

Die Kammer war nicht mit einem Gerät zum externen Myon-nachweis ausgerüstet. Bei Spuren, die die Kammer ohne Wechselwirkung verließen, bestand daher stets eine Pion-Myon-Ambiguität. Diese wurde durch Aufteilung des Ereignisses in gewichtete Lösungsmöglichkeiten berücksichtigt, deren Gewichte sich zu 1 addierten<sup>43,87</sup>. Pion-Proton-Ambiguitäten wurden genauso behandelt.

Die Korrektur der gemessenen Hadronenergie für Verluste durch neutrale Teilchen erfolgte mit Hilfe einer Testfunktion, deren Herleitung in Ref. 119 angegeben ist. Die Verteilung der resultierenden Korrekturfaktoren ist in Abb. 4.20 dargestellt. Das Energiespektrum der benutzten Ereignisse zeigt Abb. 4.21.

Die Unterscheidung zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen erfolgte nach der Topologie der Ereignisse. Die Methode ist konsistent<sup>87</sup> mit einer anderen Methode, in der unter Berücksichtigung des Fermiimpulses die invariante Masse des Hadronsystems zur Abtrennung benutzt wird<sup>120</sup>.

Der Neutrinofluß wurde nach dem gleichen Prinzip wie im BEBC-Experiment aus dem Myonfluß in der Abschirmung bestimmt. Da für die Mesonproduktion am Target bei niedrigen Energien keine Daten existierten, war der Neutrinofluß für Energien unterhalb 2 GeV praktisch nur durch Extrapolation zu bestimmen. Für diese Analyse wurden daher nur Ereignisse mit  $E_\nu > 2 \text{ GeV}$  benutzt.

Zur Unterdrückung des Untergrundes von in die Kammer einlaufenden, wechselwirkenden Hadronen, die Neutrinoereignisse simulierten, wurde verlangt, daß die Komponente des Gesamtimpulses

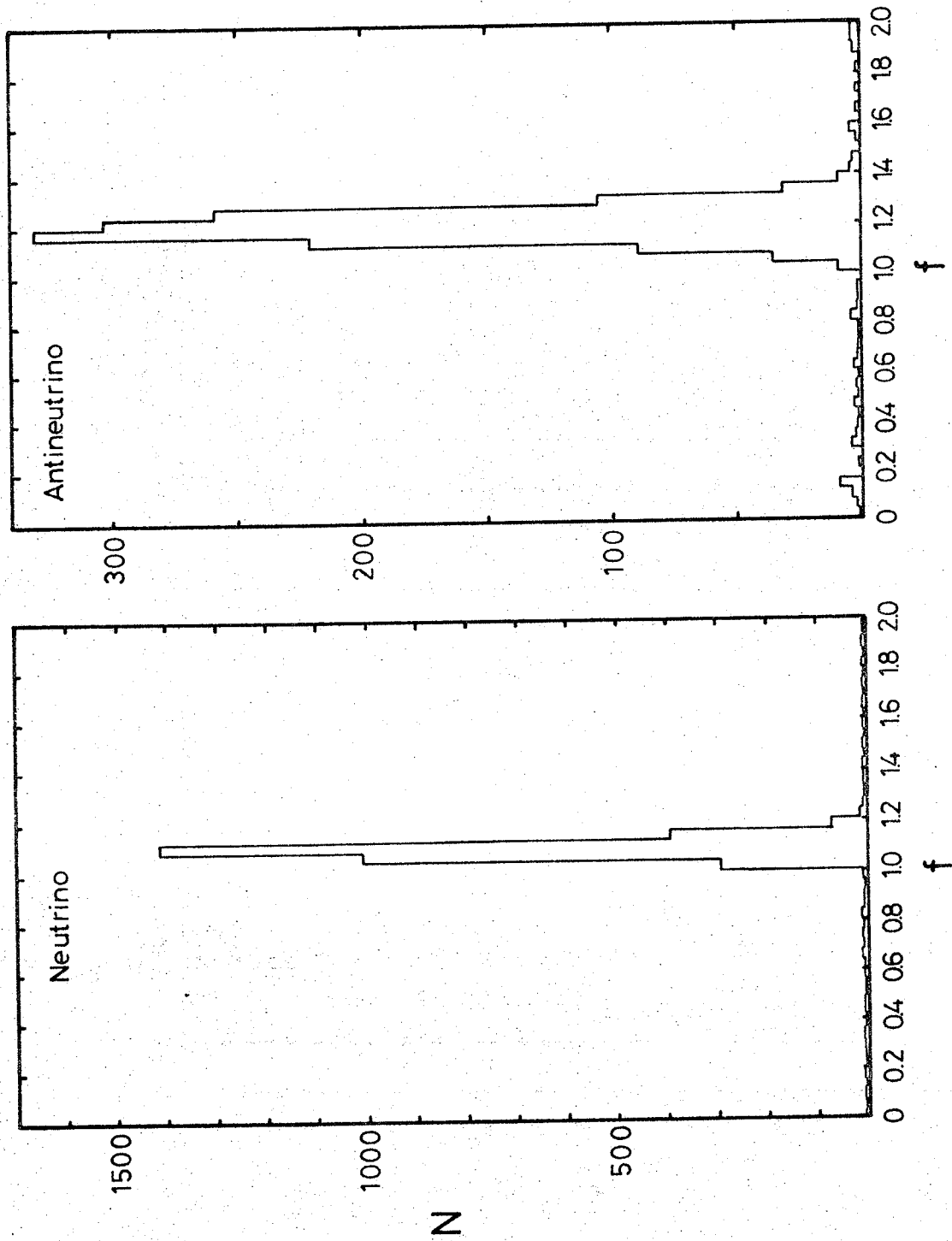


Abb. 4.20: Verteilung der Korrekturfaktoren für die gemessene Hadronenergie im Gargamelle-Experiment.

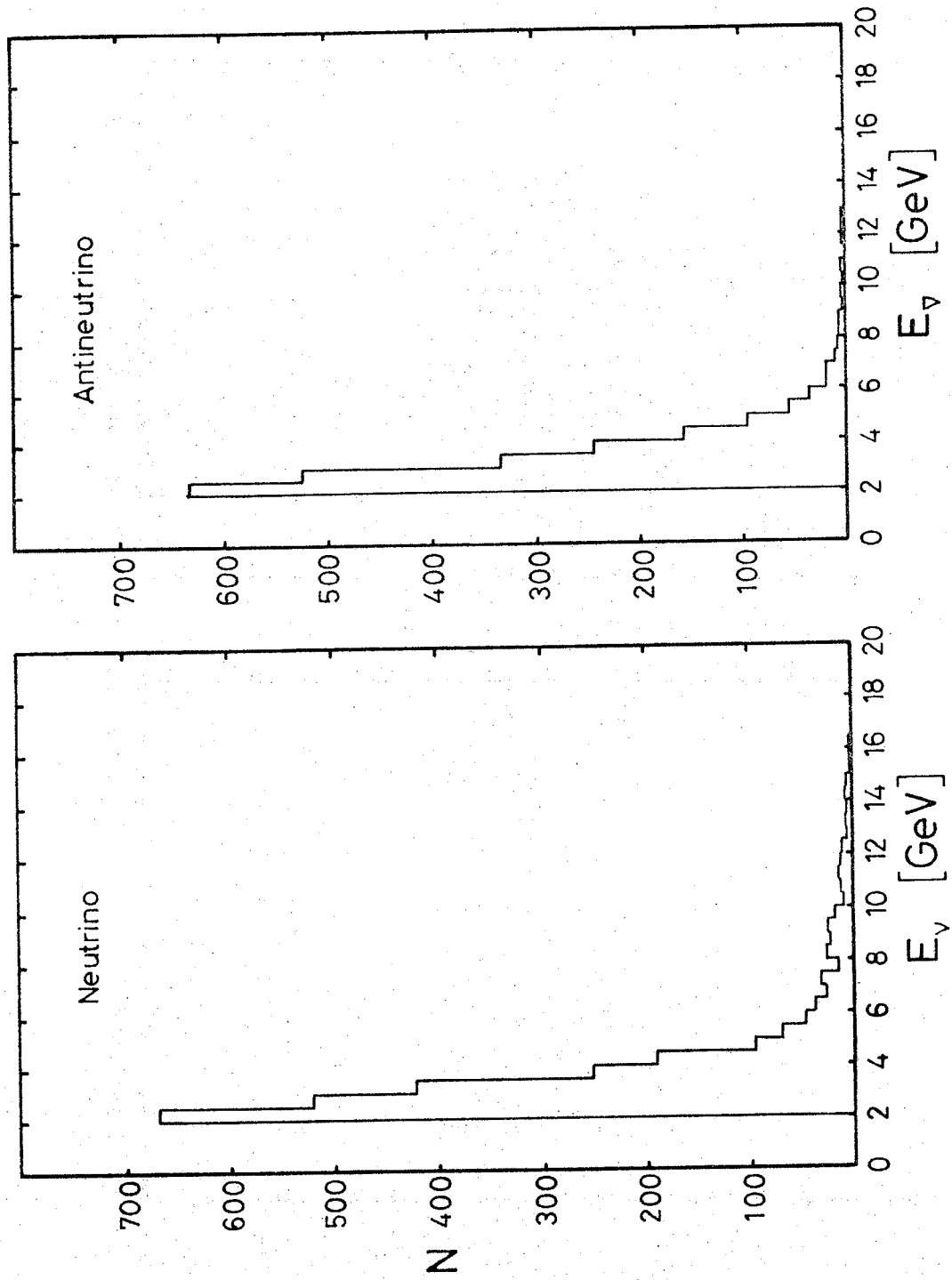


Abb. 4.21: Korrigierte (Anti-) Neutrino-Energie in Gargamelle. Ereignisse mit  $E_\nu < 2$  GeV wurden nicht benutzt.

in Richtung des Neutrinostrahls größer als  $0.6 \text{ GeV}/c$  war. Außerdem mußte sich das Ereignis natürlich im Meßvolumen (Anhang B) befinden.

Mit diesen Kriterien standen für die Analyse 1837 (1307) inelastische und 453 (475) elastische Neutrino- (Antineutrino-) Ereignisse aus 137 000 (293 000) Blasenkammeraufnahmen zur Verfügung.

## 5. Korrekturen und Untergrund

Bevor die Verteilungen der aus den in Kapitel 4 diskutierten Meßgrößen bestimmten physikalischen Größen mit theoretischen Voraussagen verglichen werden können, müssen Untergrundbeiträge abgezogen und Korrekturen angebracht werden. Bei der Berechnung der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde ein Teil der Korrekturen über die aus dem Neutrinofluß vorhergesagten Beiträge, die sogenannten Flußintegrale (vergl. Kap. 6.2) vorgenommen. Die Korrektur der aus dem Gargamelle-Experiment übernommenen Daten ist in Ref. 43 und 87 ausführlich beschrieben. Hier wird daher nur die Simulation dieses Experiments dargestellt.

### 5.1 Berücksichtigung der experimentellen Auflösung

Die primären Meßgrößen - Impuls und Richtung des Myons und die sichtbare Energie der Hadronen - sind mit experimentellen Fehlern behaftet. Hinzu kommt der Fehler der benutzten Korrekturen. Zur Berücksichtigung der dadurch bedingten Effekte wurden beide Experimente in Monte-Carlo-Programmen simuliert. Ziel der Simulation war es, je eine Matrix mit der Verteilung der "wahren" und der verschmierten Meßgrößen zu bestimmen, deren Verhältnis die Korrekturfaktoren für die gemessenen Verteilungen liefert. Zugleich konnten in der Simulation noch spezielle Effekte und Vereinfachungen der benutzten Analysemethoden (vergl. Kap. 6) berücksichtigt werden.

Zunächst wurden aus dem Neutrinofluß und der Zahl der Targetnukleonen (vergl. Kap. 4.1) Ereignisse erzeugt. Dabei wurde angenommen, daß der Wirkungsquerschnitt nach der Voraussage des Quark-Parton-Modells (Gl. 2.24) linear mit der Neutrinoenergie ansteigt. Der Steigungsparameter wurde willkürlich zu  $1.0 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon}$  angenommen, da er bei der Berechnung

der Korrekturfaktoren wegfällt. Die Neutrinoenergie wurde für jedes Ereignis in Myon- und Hadronenergie aufgespalten. Dazu wurden die kinematischen Variablen  $x$  und  $y$  (Gln. 2.9 - 2.11) für dieses Ereignis nach einer flachen Verteilung gewürfelt und  $Q^2$  daraus berechnet. Die tatsächliche Verteilung in  $x$  und  $y$  wurde dadurch berücksichtigt, daß das Ereignis mit dem Ausdruck für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt (Gl. 2.22) gewichtet wurde. Für die darin vorkommenden Strukturfunktionen wurden einfache empirische Parametrisierungen benutzt, die aus  $eN$ -,  $\mu N$ - und  $\nu N$ -Streudaten ermittelt worden waren<sup>121,122</sup>. Die Gewichte der so erzeugten "wahren" Ereignisse wurden in einer nach den Variablen  $E_\nu, x, y$  und  $Q^2$  geordneten Matrix summiert. Anschließend wurden die Meßgrößen durch Simulation der experimentellen Effekte verschmiert (Kap. 5.1.1 - 5.1.3) und in einer entsprechenden Matrix der "gemessenen" Ereignisse aufgetragen. Für die Korrekturfaktoren galt damit

$$f(E_\nu, x, y, Q^2) = \frac{N^{\text{wahr}}(E_\nu, x, y, Q^2)}{N^{\text{gem}}(E_\nu, x, y, Q^2)} \quad . \quad (5.1)$$

### 5.1.1 Gemeinsame Effekte für beide Experimente

Die Simulation der folgenden Effekte erfolgte für beide Experimente in genau gleicher Weise:

#### A) Strahlungskorrekturen für das Myon

Das erzeugte Myon kann direkt einen Teil seiner Energie durch Abstrahlung eines Photons verlieren, dessen Energie fälschlicherweise dem Hadronschauer zugeordnet wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Myon den Bruchteil  $z$  seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert, wurde berechnet zu<sup>123</sup>

$$dP = \frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{m_\mu^2} \frac{1+z^2}{1-z} dz \quad (5.2)$$

$$\text{mit} \quad Q^2 = 2ME (1-y+xy)^2 \quad (5.3)$$

Für beide Experimente wurden in den Simulationsprogrammen Strahlungskorrekturen der Myonen nach Gl. 5.2 erzeugt<sup>124</sup> und die Energie des Photons zur meßbaren Hadronenergie addiert. Die normierte Verteilung der Variablen  $z$  aus der Simulation ist in Abb. 5.1 für das Gargamelle- und in Abb. 5.2 für das BEBC-Experiment dargestellt. Die entsprechenden Verteilungen der Strahlungsverluste zeigen Abb. 5.3 und 5.4. Die mittleren Energien der Photonen betrugen 0.22 GeV für Gargamelle und 3.2 GeV für BEBC, sind also mit den typischen Gamma-Energien der beiden Experimente vergleichbar.

#### B) Meßfehler der Myonimpulse

Der Fehler des rekonstruierten Myonimpulses hängt im wesentlichen von der Genauigkeit ab, mit der der Krümmungsradius der Myonspur bestimmt werden kann. Diese wiederum ist durch die ausgemessene Spurlänge  $L_\mu$  begrenzt und die Genauigkeit, mit der die Sagitta  $S$  der Spurkurve, also die maximale Abweichung von einer Geraden zwischen Anfangs- und Endpunkt, gemessen werden kann. Es gilt

$$S \sim \frac{L_\mu^2}{p_\mu} \quad (5.4)$$

Die "wahre" Sagitta der erzeugten Myonspuren wurde mit einem Meßfehler verschmiert, der nach einer Gaußverteilung mit Mittelwert Null und Streuung 1.75 mm für BEBC und 0.5 mm für Gargamelle erzeugt wurde. Aus der Umkehrung von Gl. 5.4 wurde dann der gemessene Myonimpuls bestimmt. Damit ließen sich sowohl die experimentellen Mittelwerte der relativen Impulsfehler von 8% für Gargamelle und 3.8% für BEBC gut reproduzieren wie auch die Abhängigkeit dieser Fehler von Impuls und Länge des Myons..

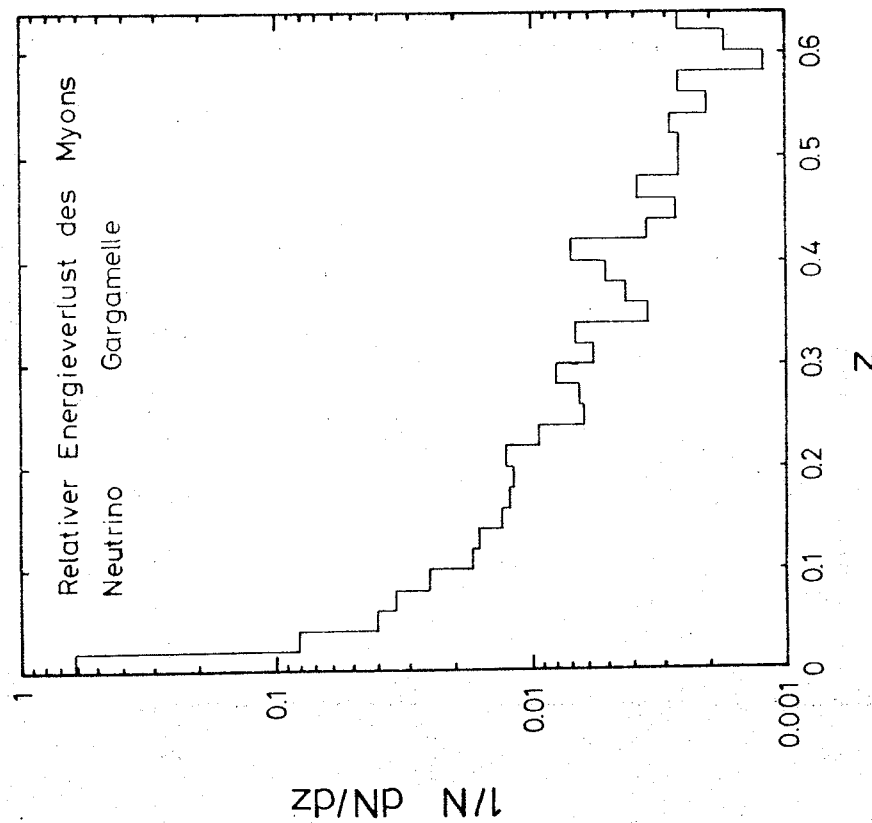
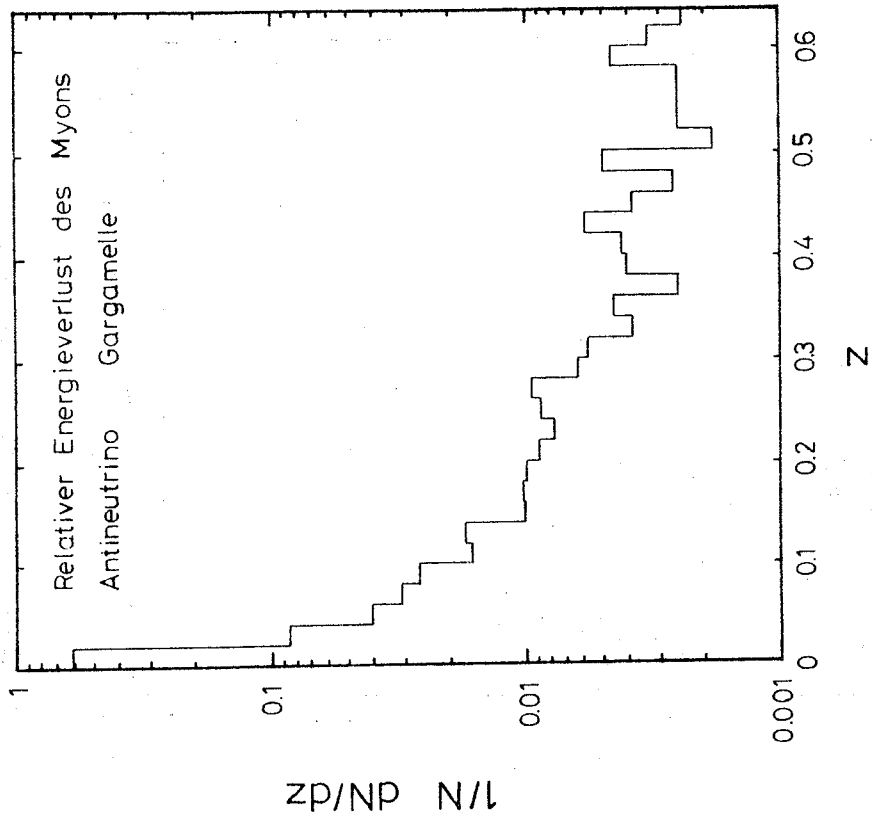


Abb. 5.1: Verteilung des aus Strahlungskorrekturen vorhergesagten relativen Energieverlusts der Myonen in Gargamelle.

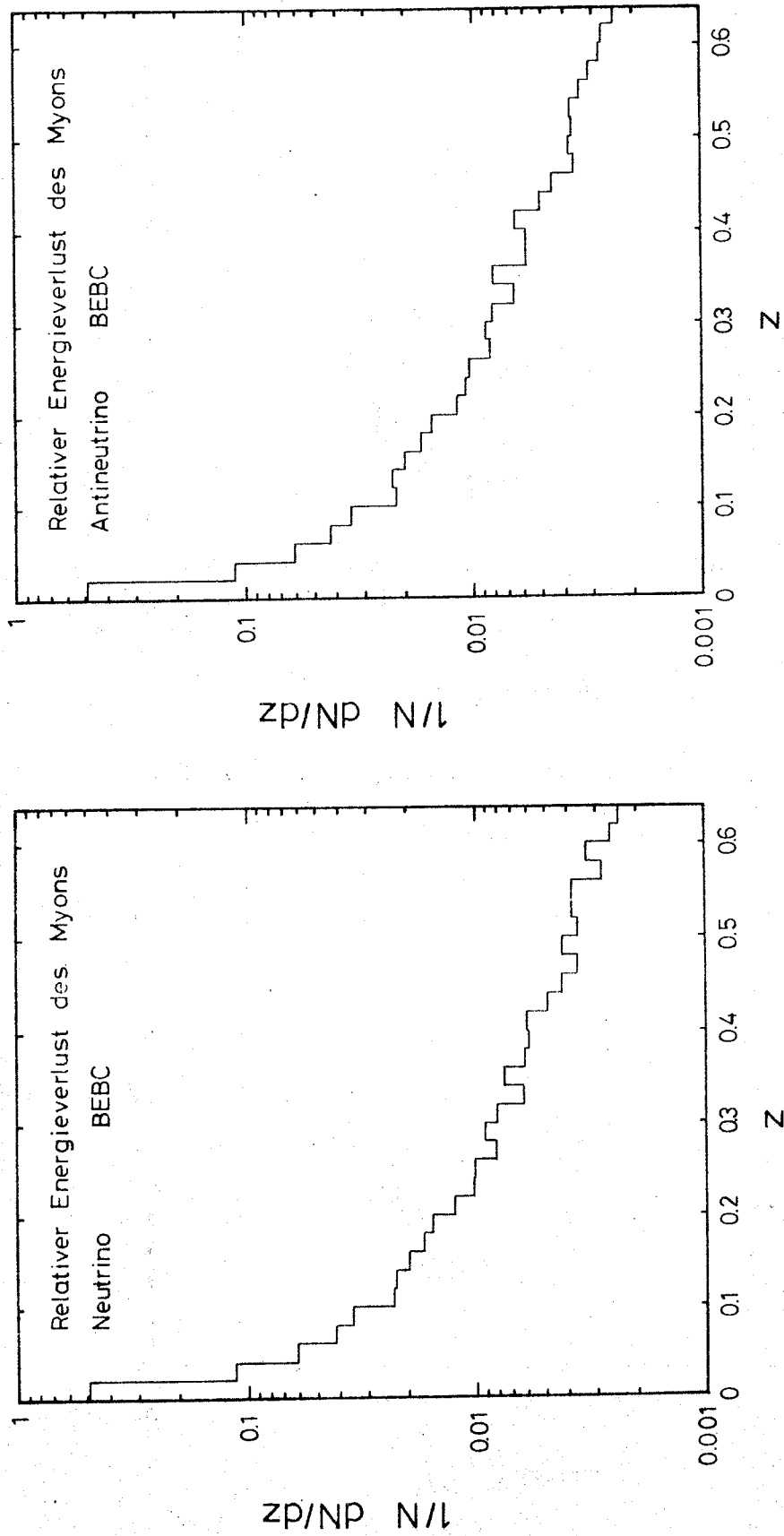


Abb. 5.2: Verteilung des aus Strahlungskorrekturen vorhergesagten relativen Energieverlusts der Myonen in BEBC.

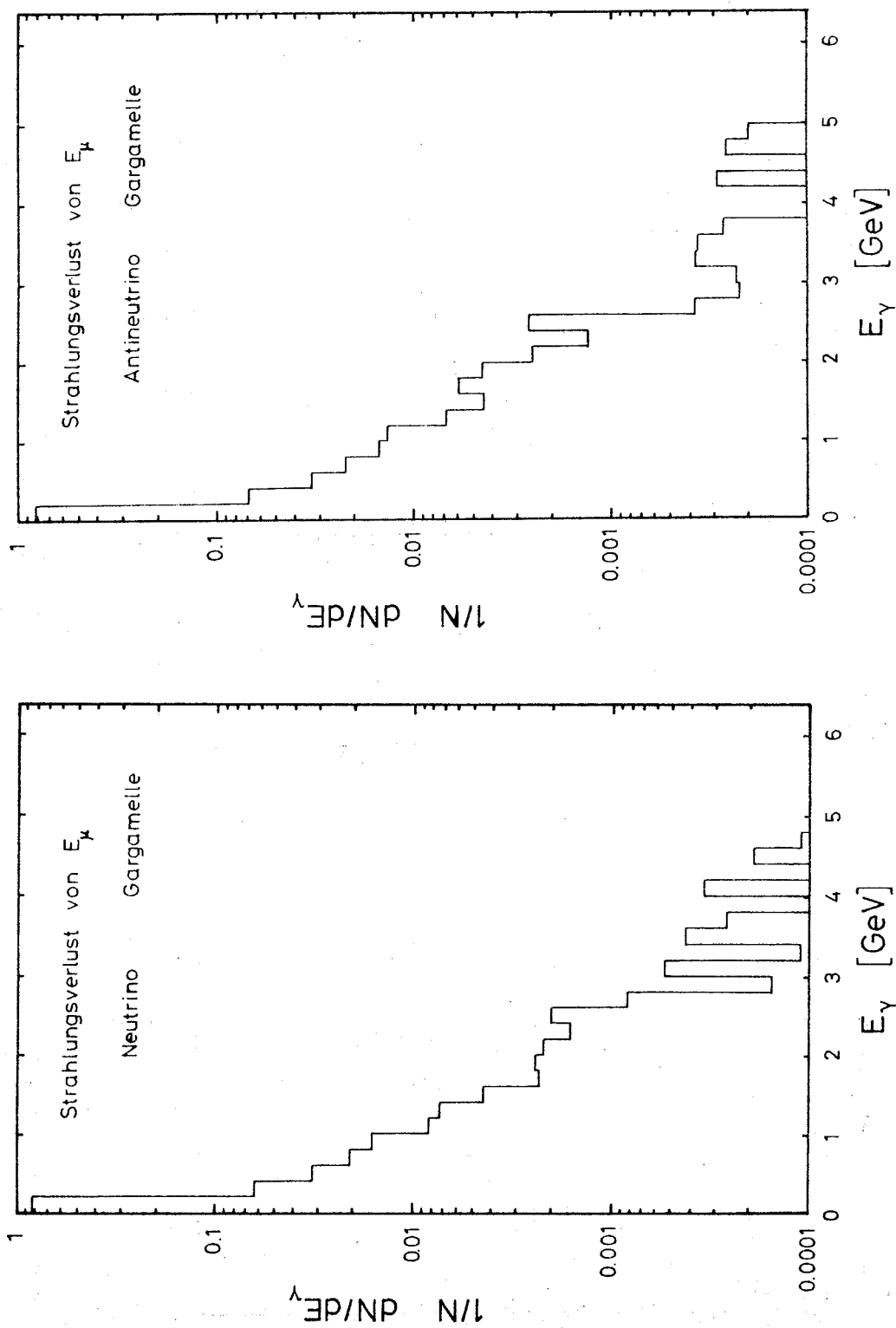


Abb. 5.3: Energieverteilung der aus Strahlungskorrekturen erwarteten Gammas in Gargamelle.

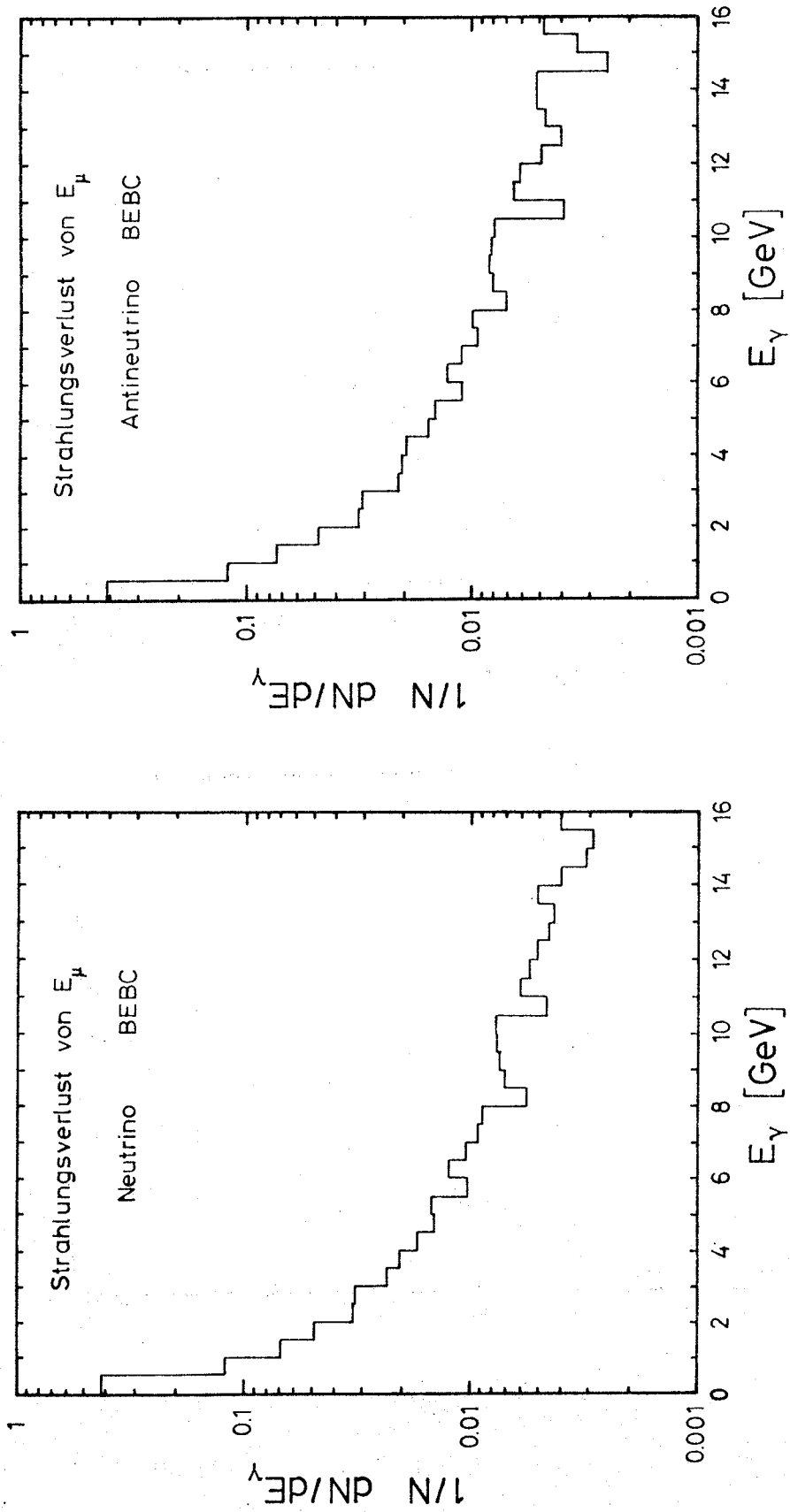


Abb. 5.4: Energieverteilung der aus Strahlungskorrekturen erwarteten Gammas in BEBC.

### C) Fermibewegung des Targetnukleons

Die Variable  $v$  (Gl. 2.9a) wird im allgemeinen unter der Annahme bestimmt, daß das Targetnukleon sich im Laborsystem in Ruhe befindet, also nach Gl. 2.9b  $v = E_{\text{Had}}$ . In komplexen Kernen, die in den beiden Experimenten als Target dienten, unterliegen die Nukleonen jedoch der Fermibewegung und dann gilt

$$v = (E_f E_{\text{Had}} - |\vec{q}| |\vec{p}_f| \cos\theta) / M \quad . \quad (5.5)$$

Dabei ist  $|\vec{p}_f|$  der Fermiimpuls und  $E_f$  die Fermienergie,  $M$  die Nukleonmasse,  $\theta$  der Winkel zwischen  $\vec{q}$  und  $\vec{p}_f$  und  $|\vec{q}|$  der räumliche Anteil des Viererimpulsübertrags

$$|\vec{q}|^2 = E_{\text{Had}}^2 - q^2 = E_{\text{Had}}^2 + Q^2 \quad . \quad (5.6)$$

Die aus der Messung von  $Q^2$  und  $v$  bestimmte Größe

$$x = \frac{Q^2}{2P_N \cdot q} = \frac{Q^2}{2Mv} \quad (5.7)$$

ist deshalb besonders bei großen Werten von  $x$  und kleinen  $v$  mit einer systematischen Ungenauigkeit behaftet, die nicht am einzelnen Ereignis korrigiert werden kann. Für den relativen Fehler der Größe  $v$  folgt aus (5.5)

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{|\vec{p}_f|}{M} \cos\theta \sqrt{1 + Q^2/E_{\text{Had}}^2} \quad , \quad (5.8)$$

wenn man die kinetische Energie vernachlässigt, die das Nukleon durch die Fermibewegung hat. Für die Fermiimpulse wurden in  $eN$ -Streuexperimenten<sup>125</sup> und in der  $\nu N$ -Streuung in Propan<sup>126</sup> Verteilungen der Form

$$dN \sim e^{-p_f^2/p_0^2} d^3p_f \quad (5.9)$$

gemessen. Zur Simulation des Einflusses der Fermibewegung wurden daher nach Gl. 5.9 Fermiimpulse erzeugt (Abb. 5.5) mit einer isotropen Richtungsverteilung und daraus nach Gl. 5.8 der Meßwert  $v' = v (1 + \frac{\Delta v}{v})$  bestimmt. Für  $p_0$  wurde dabei ein Wert von 250 MeV/c benutzt<sup>125</sup>. Das Verhältnis  $v/v'$  ist in Abb. 5.6 für das Gargamelle-Experiment aufgetragen, wie es sich aus der Simulation ergibt. Der Effekt ist im BEBC-Experiment wegen der höheren mittleren Hadronenergie kleiner. Die Simulation der weiteren Effekte ist in den folgenden beiden Kapiteln dargestellt.

#### 5.1.2 Simulation des Gargamelle-Experiments

Das Programm zur Simulation des Gargamelle-Experiments<sup>127</sup> wurde aus der Untersuchung der Beiträge einzelner Effekte zur experimentellen Verschmierung entwickelt, die in Ref. 119 beschrieben ist. Die hier benutzten Resultate sollen daher nur kurz in der Reihenfolge ihrer Anwendung dargestellt werden.

##### A) Verluste durch Neutronen

Die experimentellen, korrigierten Verteilungen für die in sichtbaren Neutronensternen deponierte Energie und für das Verhältnis der Ereignisse mit Neutronensternen zu Ereignissen ohne Neutronensterne wurden jeweils in Abhängigkeit von der Energie der geladenen Hadronen ausgewürfelt. Faltung mit der Nachweiswahrscheinlichkeit von  $(70 \pm 5)\%$  für Neutronen sowie dem Fehler der Energiebestimmung von Neutronen ergab den Verlust an sichtbarer Hadronenergie durch Neutronen.

##### B) Pion-Proton-Mehrdeutigkeit

Bei etwa 50% der positiv geladenen Spuren war keine eindeutige Zuordnung der Pion- oder Protonmasse möglich. Für Spuren mit Impulsen größer als 1 GeV/c betrug der Prozentsatz

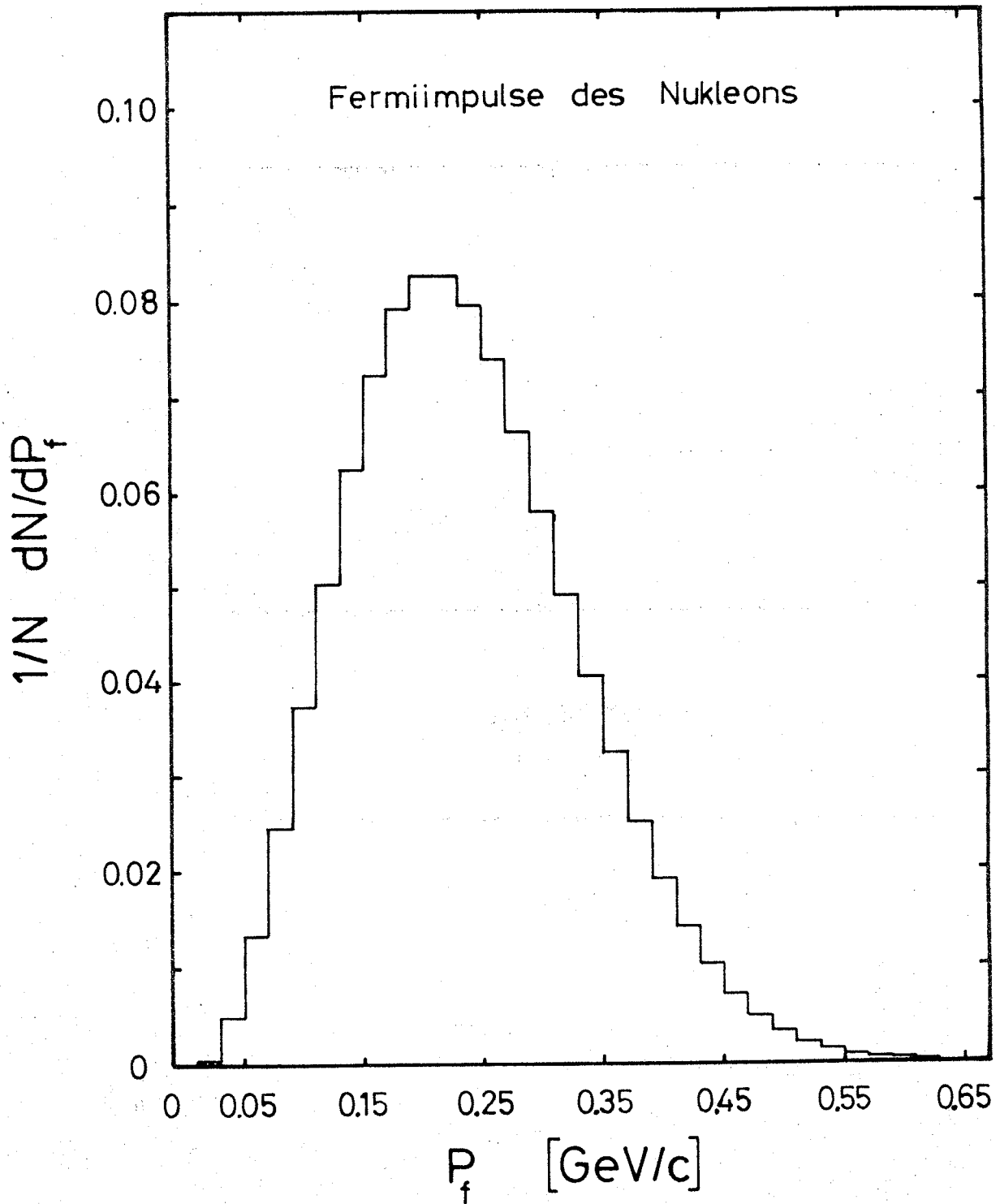


Abb. 5.5: Bei der Simulation der Experimente benutzte Verteilung der Fermiimpulse der Nukleonen (Ref. 125, 126).

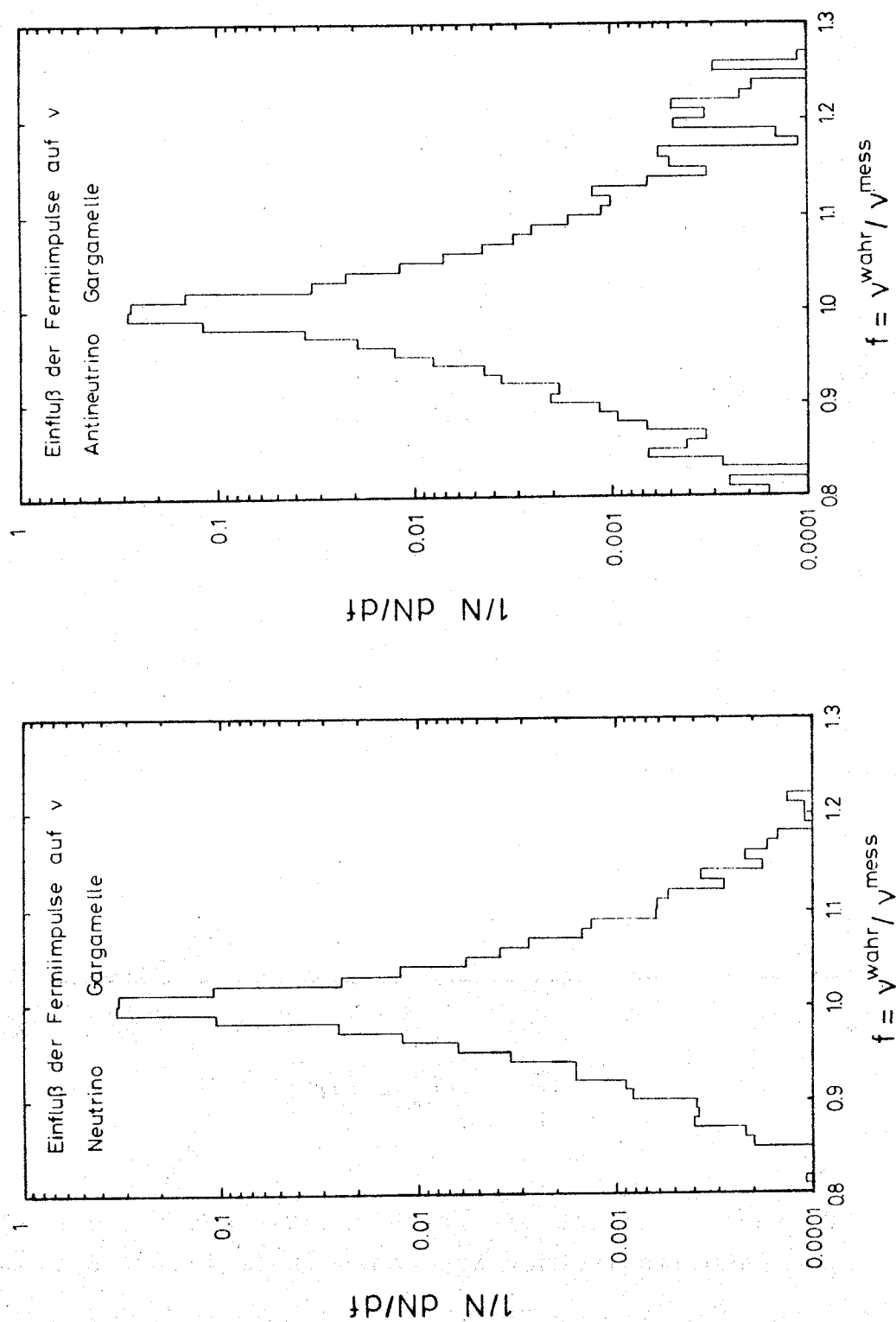


Abb. 5.6: Verschmierung der Meßgröße  $\nu$  in Gargamelle durch den Fermiimpuls.

sogar 80%. Da bei Protonen nur die kinetische Energie zu der Hadronenergie addiert wurde (vergl. Kap. 4.2.2), entstand durch falsche Massenzuordnungen ein Fehler in der Hadronenergie, der durch Auswürfeln der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für richtige und falsche Massenzuordnungen simuliert wurde.

### C) Elastische Ereignisse

Als elastische Reaktionen bezeichnet man die Prozesse

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} n &\rightarrow \mu^{-} p \\ \bar{\nu}_{\mu} p &\rightarrow \mu^{+} n \end{aligned} \quad (5.10)$$

Für die elastische Antineutrino-reaktion ist wegen des Neutrons im Endzustand die Nachweiswahrscheinlichkeit besonders gering (92%). Ein Winkelschnitt von  $\pm 30^{\circ}$  zur Neutrino-richtung für einzelne Myonen wurde in der Simulation ebenso berücksichtigt wie der große Fehler in den kinematischen Variablen, der durch fälschliche Zuordnung von elastischen Ereignissen zum inelastischen Bereich oder umgekehrt entsteht. Die Unterdrückung des elastischen Kanals wegen der Reduzierung der möglichen Endzustände durch das Pauliprinzip<sup>30</sup> wurde ebenfalls simuliert.

Die so verschmierte Hadronenergie wurde noch mit einem gaußisch verteilten Meßfehler von  $\pm 20\%$  versehen und dann nach dem gleichen Verfahren korrigiert wie die gemessenen echten Ereignisse.

Die in der vorliegenden Analyse benutzten Korrekturfaktoren für die Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von  $x$  und  $Q^2$ , die aus dieser Simulation bestimmt wurden, sind in Tabelle C.2 (Anhang C) aufgetragen. Der Einfluß der Korrekturen nimmt bei großen Werten von  $x$  rasch zu.

### 5.1.3 Simulation des BEBC-Experiments

Zusätzlich zu den in Kap. 5.1.1 beschriebenen Effekten auftretende Verschmierungen der Meßgröße  $E_{\text{Had}}$  wurden im BEBC-Experiment nicht einzeln behandelt. Vielmehr wurde die aus den  $\pi^-$ -Reaktionen bestimmte Auflösung der Energiemessung benutzt (Abb. 4.15), die alle diese Effekte beinhaltet. Für den Bereich kleiner Hadronenergien ( $< 40$  GeV) standen keine  $\pi^-$ -Daten zur Verfügung. Es ließ sich jedoch zeigen, daß die Korrekturfaktoren, die aus der Forderung nach Balance der Transversalimpulse in der von Neutrino und Myon aufgespannten Leptonebene ermittelt wurden, praktisch das gleiche Verhalten zeigten wie die  $\pi^-$ -Daten (Abb. 5.7), wenn nur gut gemessene Myonspuren ( $\Delta P_{\mu}/P_{\mu} \leq 2\%$ ) benutzt wurden. Die Auflösung für Hadronenergien von 0 bis 20 GeV und von 20 bis 40 GeV wurde daher aus den Neutrinodaten bestimmt, während für die größeren Energien die Ergebnisse der  $\pi^-$ -Daten benutzt wurden. Die nach Kap. 5.1.1 bereits verschmierte Hadronenergie wurde mit einem Faktor multipliziert, der durch Auswürfeln der Auflösungskurve für den entsprechenden Energiebereich (Abb. 5.7) ermittelt wurde.

Zur Berücksichtigung der nur unvollständig gemessenen Ereignisse wurden (2 %) 5 % der (Anti-)Neutrinoereignisse besonders stark verschmiert. Bei diesen Ereignissen, die die Bedingung  $y > 0.5$  erfüllen mußten, wurde die Hadronenergie um einen gleichverteilt zwischen 30 und 60 % ausgewürfelten Betrag reduziert. Diese Ereignisse wurden nach der in Kap. 4.2.4 beschriebenen Methode korrigiert.

Die Hadronenergie der übrigen Ereignisse wurde mit den Faktoren nach Gl. 4.5 korrigiert. Ein Teil der Ereignisse im Verhältnis der tatsächlichen Ereignisraten wurde in der Simulation stärker verschmiert, um die unterschiedlichen Korrekturfaktoren für den ersten und den zweiten Teil des Experiments zu berücksichtigen.

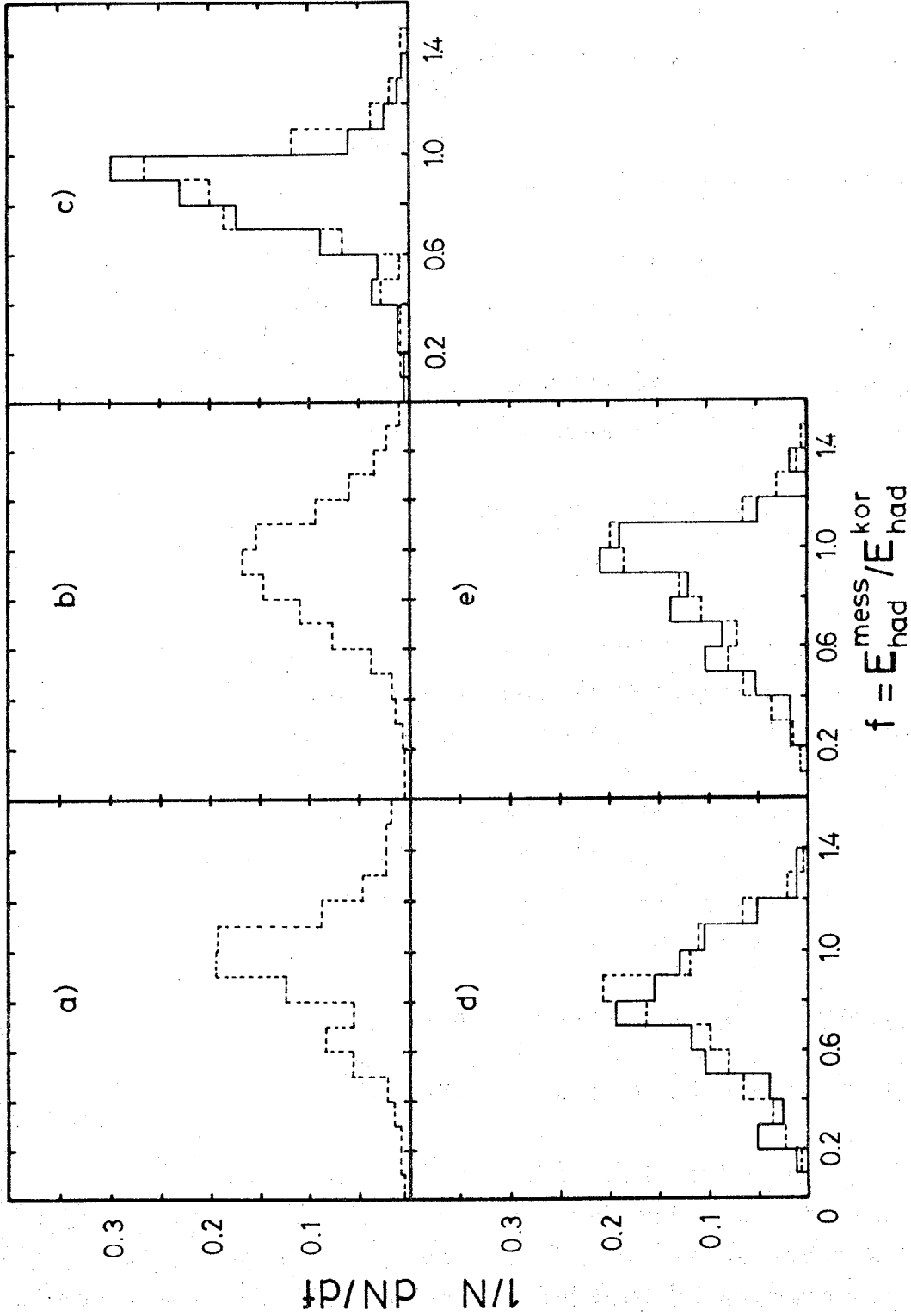


Abb. 5.7: Auflösungskurven für die Messung der Hadronenergie in den Hadronenergiebereichen a: (0 - 20) GeV, b: (20 - 40) GeV, c: (40 - 55) GeV, d: (55 - 90) GeV, e: > 90 GeV. Unterbrochene Kurven stammen aus der Balance der Transversalimpulse in der Leptonebene, durchgezogene aus den  $\pi^-$ -Reaktionen.

Die Korrekturfaktoren wurden wieder aus dem Verhältnis der "wahren" zu den "gemessenen" Ereignissen bestimmt. Für die Verteilung der BEBC-Ereignisse in den Variablen  $E_\nu$ ,  $x$  und  $y$  sind sie in Abbildung 5.9 bis 5.11 aufgetragen. Die Korrekturmatrizen für die  $x$ - $Q^2$ -Verteilungen zeigt Tabelle C.3 (Anhang C).

## 5.2 Auffindwahrscheinlichkeit der Ereignisse

Aus der zweifachen Durchsicht der Filme nach Ereignissen, die gemessen werden mußten, ergaben sich die Zahlen  $N_1$ ,  $N_2$  und  $N_{12}$  der Ereignisse, die nur in der ersten, nur in der zweiten und in beiden Durchsichten gefunden worden waren. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis überhaupt nicht gefunden wurde, ist damit

$$1 - \frac{(N_1 + N_2 - N_{12}) N_{12}}{N_1 \cdot N_2} \quad (5.11)$$

Die resultierende Korrektur für die Zahl der inelastischen Ereignisse ist  $\leq 1\%$ . Für elastische Ereignisse (Gl. 5.10) war die Nachweiswahrscheinlichkeit wesentlich geringer, da oft nur das Myon zu sehen war, das leicht für ein durchlaufendes Untergrundmyon gehalten wurde. Insgesamt wurden nur 6 (10) Ereignisse im (Anti-) Neutrinofilm gefunden, die sich durch ihre Topologie als elastische Reaktionen identifizieren ließen. Die angewendeten Kriterien waren:

$\nu_\mu$ : 1 negatives Myon und höchstens ein Proton

$\bar{\nu}_\mu$ : 1 positives Myon und höchstens ein Neutron

Protonen mit  $P \leq 250$  MeV/c (boil off) wurden dabei nicht mitgezählt. Die Zahl der aus dem Neutrinofluß erwarteten Ereignisse ist mit der beobachteten Verteilung in Abb. 5.11 dargestellt. Dabei wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte<sup>36</sup> für elastische Reaktionen

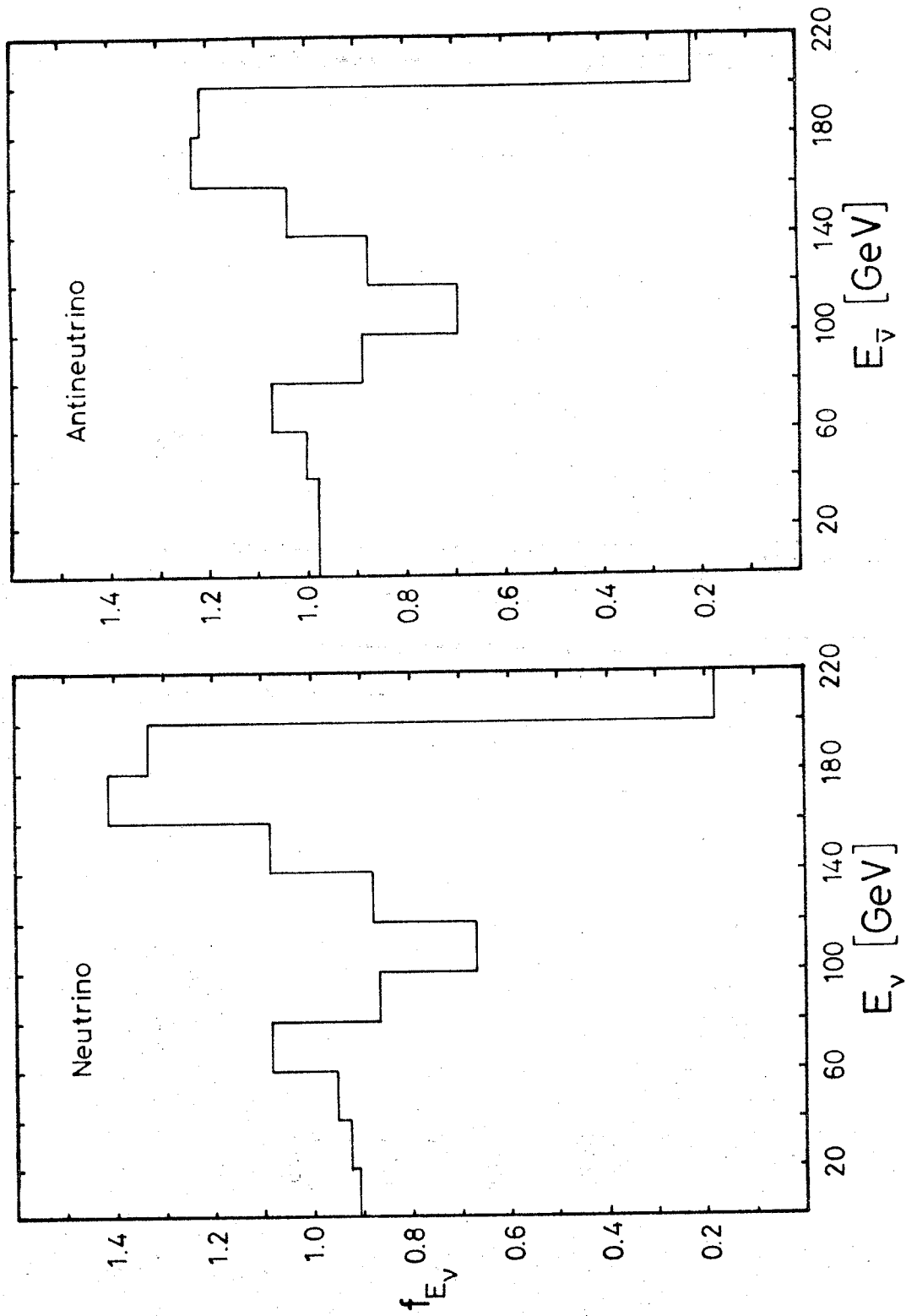


Abb. 5.8: Kurven zur Korrektur der experimentellen Auflösung für die  $E_\nu$ -Verteilungen in BEBC.

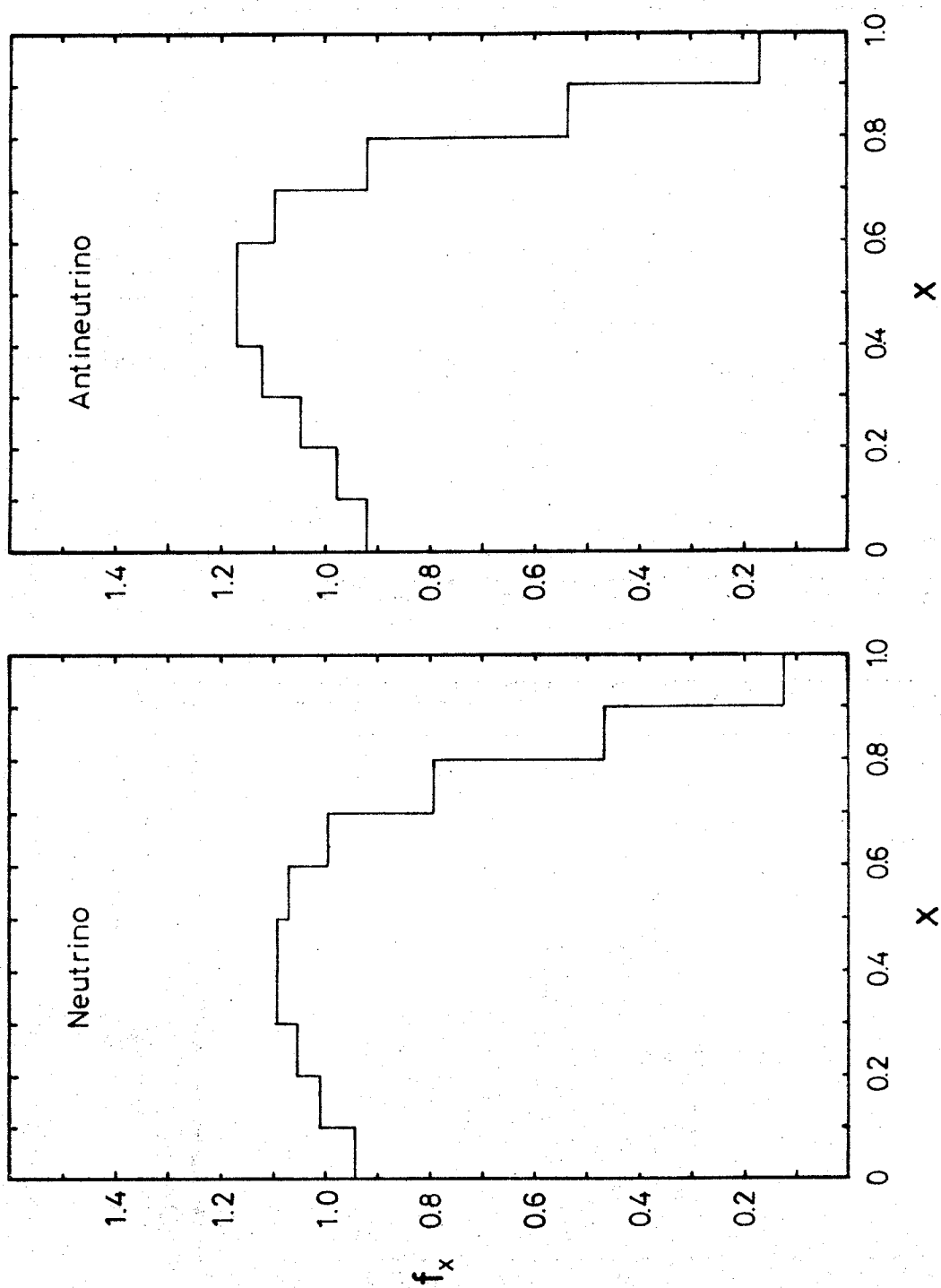


Abb. 5.9: Kurven zur Korrektur der experimentellen Auflösung für die x-Verteilungen in BEBC.

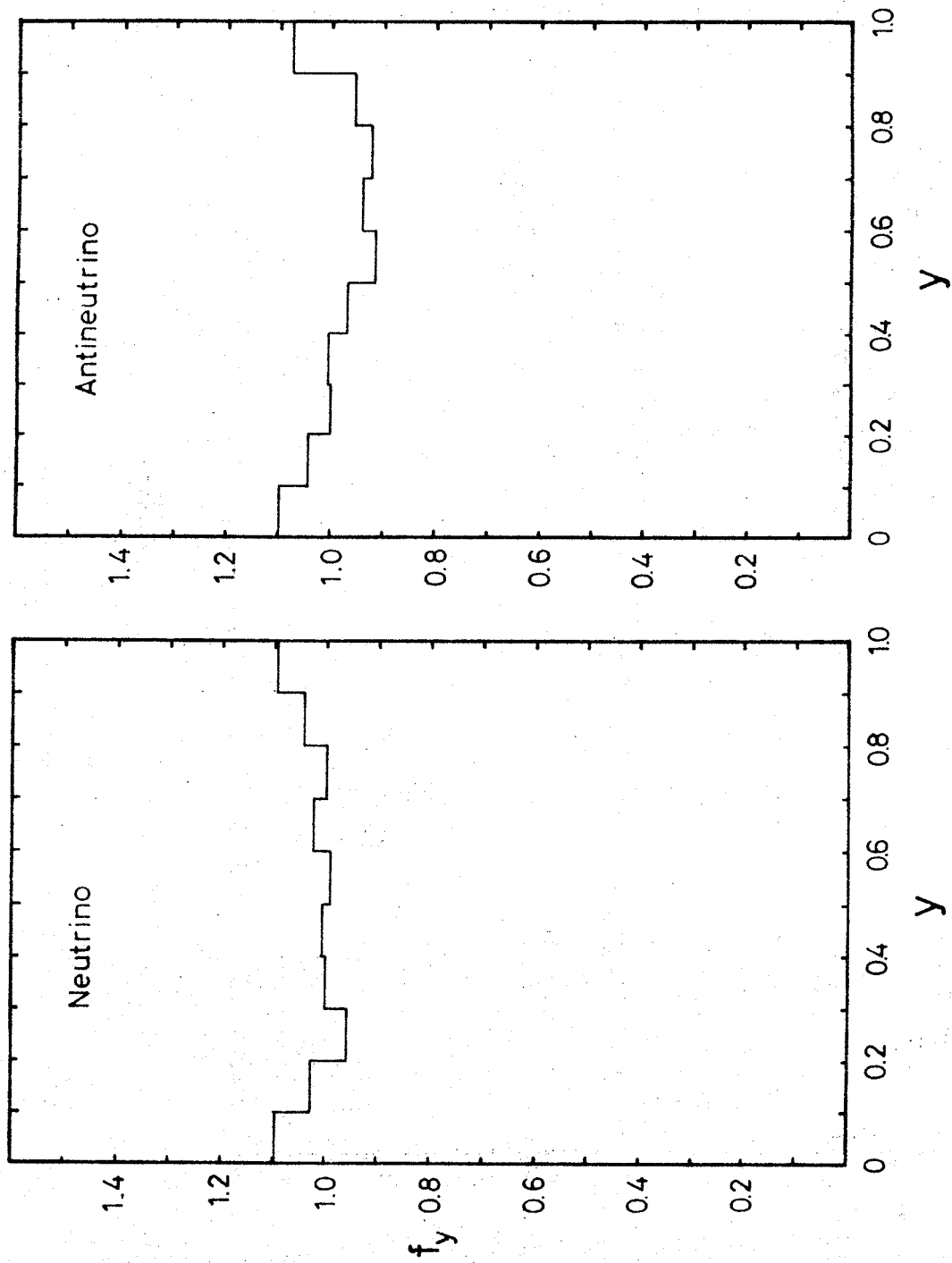


Abb. 5.10: Kurven zur Korrektur der experimentellen Auflösung für die  $y$ -Verteilungen in BEBC.

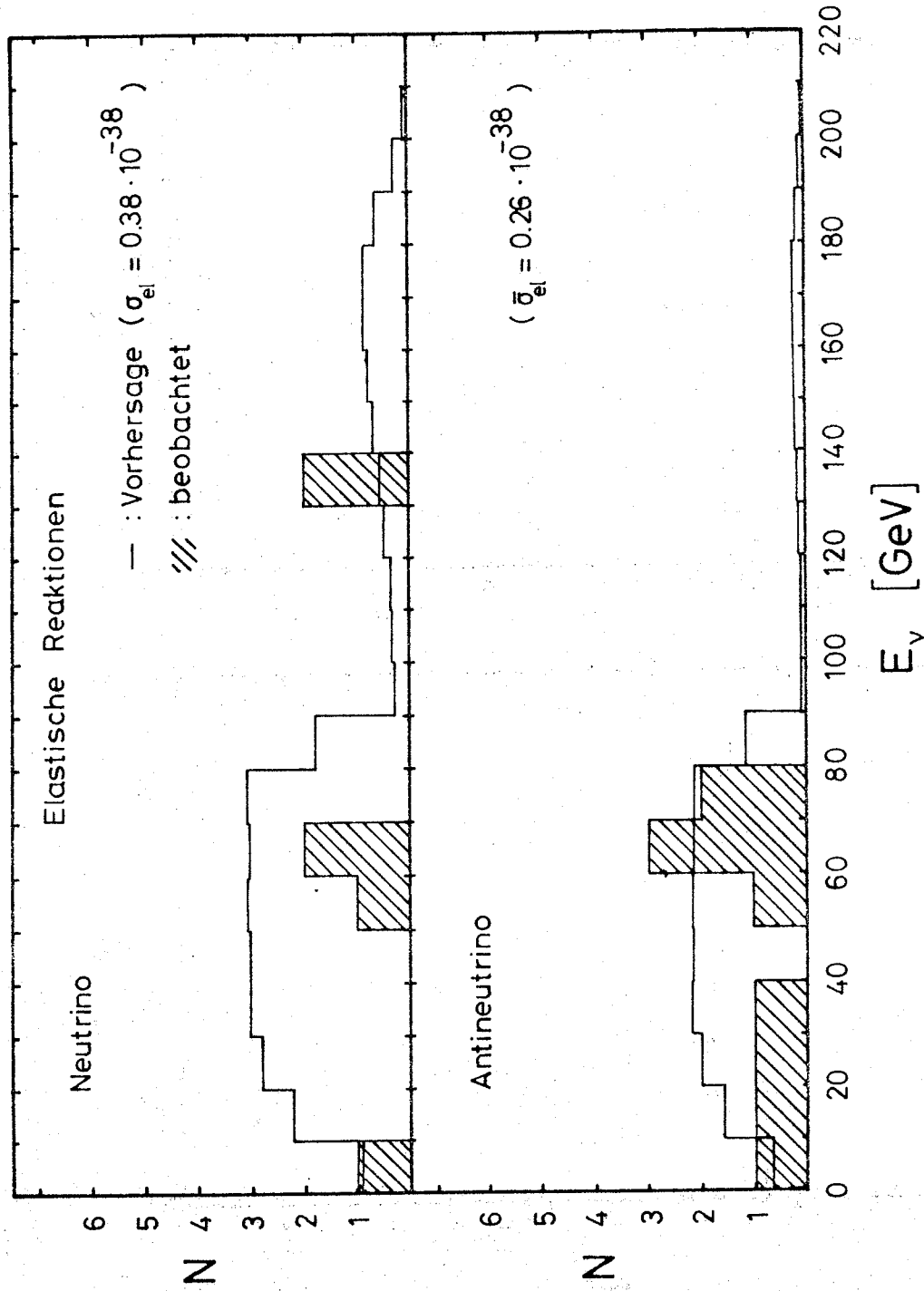


Abb. 5.11: Vorhergesagte und beobachtete Zahl von elastischen Ereignissen in BEBC.

$$\begin{aligned}\sigma_{e1} &= 0.38 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{Nukleon} \\ \bar{\sigma}_{e1} &= 0.26 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}\end{aligned}\quad (5.12)$$

zugrunde gelegt. Die Zahl der elastischen Ereignisse wurde auf die Fluß-Voraussage korrigiert.

### 5.3 Myonnachweis im EMI

Die Myonidentifikation im EMI verfälscht die Zahl der CC-Ereignisse in zwei Richtungen. Zufällige Zuordnungen von EMI-Zählpulsen zu extrapolierten Spuren erhöhen die Zahl, fehlende Zuordnungen und technische Defekte bei der Aufzeichnung der EMI-Daten verringern sie. Die Größe beider Effekte ist bestimmt worden (vergl. Kap. 4.3). Die resultierenden Gesamtkorrekturen der Zahl der CC-Ereignisse betragen  $+(3.2 \pm 0.6)\%$  für Neutrino- und  $+(3.6 \pm 1.0)\%$  für Antineutrinoereignisse.

### 5.4 Korrektur des Schnittes im Myonimpuls

Die Zahl der beobachteten CC-Ereignisse muß für den Schnitt von  $P_\mu > 5 \text{ GeV}/c$  korrigiert werden. Ohne diesen Schnitt wären schwer zu handhabende Korrekturen für die EMI-Akzeptanz nötig gewesen. Für diesen Schnitt kann korrigiert werden, wenn die Callan-Gross-Relation (Gl. 2.39) benutzt wird und die y-Verteilung der Ereignisse bekannt ist. Mit

$$C = \int_0^1 F_2(x) dx \quad (5.13)$$

und der Definition (vergl. Gl. 2.48)

$$B = \int_0^1 x F_3(x) dx / C \quad (5.14)$$

folgt nach Integration über  $x$  aus dem Ausdruck (Gl. 2.22) für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dy} &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \cdot C \left[ \frac{y^2}{2} + 1 - y \pm y(1 - \frac{y}{2}) B \right] \\ &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \cdot C \cdot F(y) \end{aligned} \quad (5.15)$$

Der Term  $Mxy/2E_\nu$  aus Gl. 2.22 kann im untersuchten Energiebereich vernachlässigt werden. Für die Zahl der Ereignisse in einem Intervall  $E_\nu + \Delta E_\nu$  gilt daher

$$N(E_\nu + \Delta E_\nu) = \frac{G^2 M}{\pi} \cdot C \cdot N_T \cdot \int_{E_\nu}^{E_\nu + \Delta E_\nu} E' \phi(E') \int_0^{y_{\max}(E')} F(y) dy dE' \quad (5.16)$$

Dabei ist  $\phi(E_\nu)$  der Neutrinofluß und  $N_T$  die Anzahl der Targetnukleonen. Ohne kinematische Schnitte wäre  $y_{\max} = 1$ . Aus dem Schnitt im Myonimpuls ergibt sich aber gerade

$$y_{\max} = \frac{E_\nu - E_\mu^{\min}}{E_\nu} \quad (5.17)$$

wobei  $E_\mu^{\min} = 5 \text{ GeV}$  ist. Der Korrekturfaktor  $f_\mu$  für das Intervall  $E_\nu + \Delta E_\nu$  ist damit

$$f_\mu = \frac{\int_{E_\nu}^{E_\nu + \Delta E_\nu} N_T(E) \cdot E \cdot \phi(E) \int_0^1 F(y) dy dE}{\int_{E_\nu}^{E_\nu + \Delta E_\nu} N_T(E) \cdot E \cdot \phi(E) \int_0^{y_{\max}} F(y) dy dE} \quad (5.18)$$

In Gl. 5.18 ist berücksichtigt, daß wegen der Geometrie des Experiments  $N_T$  eine Funktion von  $E_\nu$  ist (vergl. Kap. 4.1.2). Zur Bestimmung von  $f_\mu$  wurde für den Parameter B ein Wert von  $B = 0.8$  benutzt, in Übereinstimmung mit einer früheren Analyse des ersten Teils dieses Experiments<sup>13</sup> und anderen Experimenten<sup>17</sup>. Die resultierenden Korrekturfaktoren sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Tabelle 5.1: Korrekturfaktoren für Schnitt im Myonimpuls  
bei 5 GeV/c

| $E_\nu$ [GeV] | Neutrino | Antineutrino |
|---------------|----------|--------------|
| 0 - 20        | 1.572    | 1.179        |
| 20 - 40       | 1.191    | 1.047        |
| 40 - 60       | 1.107    | 1.027        |
| 60 - 80       | 1.074    | 1.019        |
| 80 - 100      | 1.059    | 1.015        |
| 100 - 120     | 1.046    | 1.012        |
| 120 - 140     | 1.038    | 1.010        |
| 140 - 160     | 1.033    | 1.008        |
| 160 - 180     | 1.029    | 1.007        |
| 180 - 200     | 1.026    | 1.007        |
| 200 - 220     | 1.024    | 1.006        |

### 5.5 Untergrund durch Meson-Zerfälle vor der Impulsselektion

Der Protonstrahl, das Produktionstarget und der erste Teil des Mesonstrahls sind nicht direkt auf BEBC gerichtet (Abb. 3.8). Trotzdem können noch Neutrinos aus Zerfällen, vorwiegend der kurzlebigen K-Mesonen, zwischen dem Target und der Impulsselektion für die Mesonen (vergl. Kap. 3.3.1) in Richtung auf die Blaskammer emittiert werden und dort wechselwirken. Da sie unter relativ großem Winkel zur Strahlachse

fliegen, können sie nur kleine Energien haben. Der Beitrag dieses Untergrundes sollte daher mit wachsender Energie rasch verschwinden.

Die CDHS-Kollaboration hat mit ihrem im gleichen Strahl hinter BEBC befindlichen Detektor diesen Untergrund gemessen<sup>128</sup>. Bei vollständig geschlossener Impulsblende im Mesonstrahl wurden (Anti-)Neutrinoereignisse registriert, die nur durch diesen Untergrund verursacht sein konnten. Das Energiespektrum dieser Ereignisse zeigt Abb. 5.12. Multipliziert man die CDHS-Resultate mit dem Verhältnis der Targetmassen (9.6/650) und der Protonenflüsse am Target (CDHS:  $0.8 \cdot 10^{17}$ , BEBC  $\nu$ :  $5.764 \cdot 10^{17}$ ,  $\bar{\nu}$ :  $16.44 \cdot 10^{17}$ ), so erhält man für den in BEBC erwarteten Untergrund folgende Zahlen:

Tabelle 5.2: Breitband-Strahl-Untergrund in BEBC

| $E_\nu$ [GeV] | Neutrino | Antineutrino |
|---------------|----------|--------------|
| 0 - 10        | 4.2      | 5.4          |
| 10 - 20       | 7.1      | 8.1          |
| 20 - 30       | 3.5      | 3.0          |
| 30 - 40       | 2.6      | 1.7          |
| 40 - 50       | 1.8      | 0.7          |
| 50 - 60       | 1.3      | 0.3          |
| 60 - 70       | 0.5      | 0.3          |

### 5.6 Untergrund aus Reaktionen über neutrale Ströme

Ereignisse ohne Myon im Endzustand aus Reaktionen über neutrale Ströme (NC) können dadurch einen Untergrund bilden, daß ein Pion nicht im Absorber gestoppt wird (punch through) oder im Flug zerfällt und so ein Signal im EMI auslöst. Eine obere Grenze für diesen Untergrund kann aus der Zahl der CC-Ereignisse mit mehr als einem Myon der richtigen Ladung bestimmt werden, wenn man annimmt, daß nur ein echtes Myon existiert und die anderen Pionen sind.

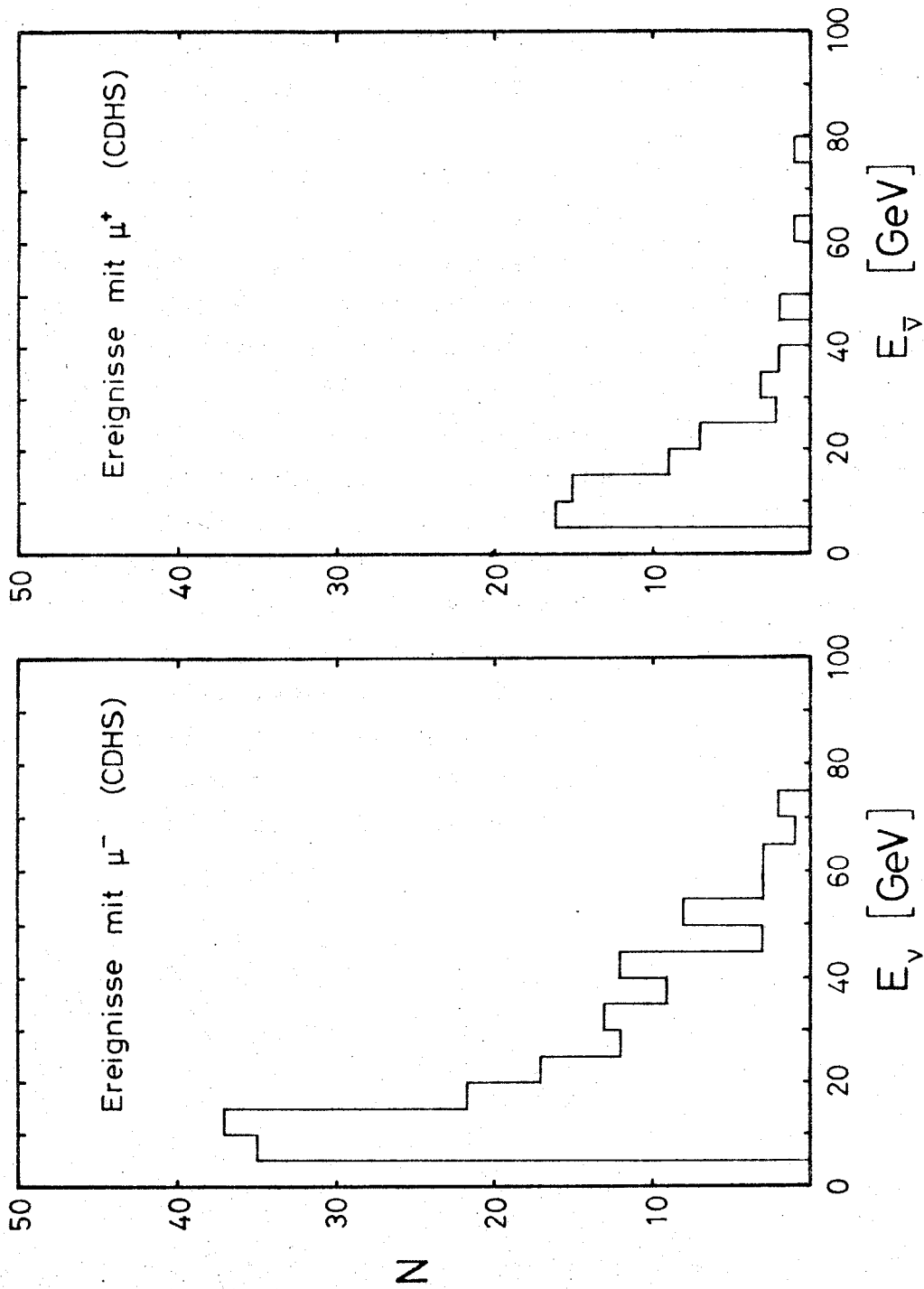


Abb. 5.12: Energieverteilung des Breitband-Strahl-Untergrundes im CDHS-Detektor (Ref. 128).

Da die  $y$ -Verteilungen in beiden Ereignisklassen gleich sind<sup>129</sup>, sollten auch die Verteilungen der Hadronenergien übereinstimmen. Die CC-Ereignisse mit  $E_{\text{Had}} > 5 \text{ GeV}$  dienen daher zur Simulation der NC-Ereignisse mit  $E_{\text{Had}} > 5 \text{ GeV}$ . Durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte<sup>130</sup> erhält man die tatsächlich erwartete Zahl von NC-Ereignissen. Aus der Zahl der Pionspuren im Hadronschauer mit einem Impuls, der größer als der Abschneideimpuls für Myonen ( $5 \text{ GeV}/c$ ) ist, und dem Anteil dieser Spuren, der tatsächlich als Myon identifiziert wurde, läßt sich die obere Grenze für die Wahrscheinlichkeit bestimmen, daß ein Pion vom EMI als Myon identifiziert wird. Die obere Grenze für den NC-Untergrund erhält man, wenn man die erwartete Zahl von NC-Ereignissen mit dieser Wahrscheinlichkeit und der mittleren Multiplizität der Pionspuren pro Ereignis multipliziert, die die richtige Ladung und Impulse größer als  $5 \text{ GeV}/c$  haben. Da diese Multiplizität in den beiden Ereignisklassen wegen des Myons im Endzustand der CC-Ereignisse unterschiedlich ist, wurde für NC-Ereignisse der über Neutrino- und Antineutrinoereignisse gemittelte Wert aus den CC-Ereignissen genommen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Der erwartete Untergrund von 8 (2) Ereignissen ist sehr viel kleiner als 1 % und wird daher im folgenden vernachlässigt.

Tabelle 5.3: Untergrund aus NC-Ereignissen

|                                                    | Neutrino        | Antineutrino    |
|----------------------------------------------------|-----------------|-----------------|
| CC-Ereignisse mit $E_{\text{had}} > 5 \text{ GeV}$ | 2842            | 914             |
| $\sigma_{\text{NC}}/\sigma_{\text{CC}}$ (Ref. 130) | $0.32 \pm 0.03$ | $0.39 \pm 0.07$ |
| NC-Ereignisse mit $E_{\text{had}} > 5 \text{ GeV}$ | $909 \pm 87$    | $356 \pm 65$    |
| $\pi^+$ -Spuren mit $P > 5 \text{ GeV}/c$          | 2805            | 356             |
| $\pi^-$ -Spuren mit $P > 5 \text{ GeV}/c$          | 1751            | 526             |
| $\pi^+$ -Spuren/Ereignis                           | 0.987           | 0.389           |
| $\pi^-$ -Spuren/Ereignis                           | 0.616           | 0.575           |
| $\mu^+$ -Spuren, identifiziert                     | 44              | 10              |
| $\mu^-$ -Spuren, identifiziert                     | 25              | 5               |
| Wahrscheinlichkeit $\pi^- \rightarrow \mu^-$       | 1.43 %          | 2.81 %          |
| Wahrscheinlichkeit $\pi^+ \rightarrow \mu^+$       | 1.57%           | 0.95 %          |
| Mittlere Multiplizität $\pi^-$                     |                 | 0.203           |
| Mittlere Multiplizität $\pi^+$                     |                 | 0.249           |
| NC-Untergrund                                      | $8 \pm 1$       | $2 \pm 1$       |

### 5.7 Targeteffekte

In den Ausdrücken für den Wirkungsquerschnitt und die Strukturfunktionen wurde von einem isoskalaren Target ausgegangen und über Proton- und Neutronentargets gemittelt. Die benutzten Targetmaterialien in den beiden Experimenten waren aber nicht exakt isoskalar, vielmehr galt

$$\frac{\text{Anzahl Neutronen}}{\text{Anzahl Protonen}} = D = \begin{cases} 1.19 & \text{Gargamelle} \\ 0.934 & \text{BEBC} \end{cases} \quad (5.19)$$

Für den gemessenen Wirkungsquerschnitt und die Strukturfunktionen gilt also

$$\sigma_{\text{gem}}^{(\bar{\nu})} = \frac{\sigma^{(\bar{\nu})p} + D \cdot \sigma^{(\bar{\nu})n}}{1 + D} \quad (5.20)$$

$$F_i^{(\bar{\nu})} = \frac{F_i^{(\bar{\nu})p} + D \cdot F_i^{(\bar{\nu})n}}{1 + D} \quad i = 1, 2, 3 \quad (5.21)$$

Im Quark-Parton-Modell ist das Proton eine (uud)- und das Neutron eine (udd)-Kombination von Valenzquarks. In CC-Ereignissen koppelt das Neutrino nur an d-Quarks und das Antineutrino nur an u-Quarks. Für die Wirkungsquerschnitte folgt daraus

$$\frac{\sigma^{\nu n}}{\sigma^{\nu p}} = \frac{\sigma^{\bar{\nu} p}}{\sigma^{\bar{\nu} n}} = 2 \quad (5.22)$$

Durch Einsetzen von (5.22) in (5.20) folgt

$$\sigma^{\nu N} = \frac{\sigma^{\nu p} + \sigma^{\nu n}}{2} = \frac{3}{2} \sigma^{\nu p} = \frac{3}{2} \frac{D+1}{2D+1} \sigma_{\text{gem}}^{\nu} \quad (5.23)$$

und analog

$$\sigma^{\bar{\nu} N} = \frac{3}{2} \frac{D+1}{D+2} \sigma_{\text{gem}}^{\bar{\nu}} \quad (5.24)$$

Die Korrekturfaktoren für die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind damit

|              | Gargamelle | BEBC  |
|--------------|------------|-------|
| Neutrino     | 0.972      | 1.012 |
| Antineutrino | 1.030      | 0.989 |

(5.25)

Für die Strukturfunktion  $x F_3$  gilt die völlig analoge Überlegung, da sie nur den Beitrag der Valenzquarks mißt; die Korrekturfaktoren sind die gleichen wie für den Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned}
 xF_3^{\mathcal{N}} &= \frac{3}{2} \frac{D+1}{2D+1} xF_{3\text{gem}}^{\mathcal{V}} \\
 xF_3^{\overline{\mathcal{N}}} &= \frac{3}{2} \frac{D+1}{D+2} xF_{3\text{gem}}^{\overline{\mathcal{V}}} .
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

Die Bestimmung eines ähnlichen Korrekturfaktors für  $2xF_1$  und  $F_2$  ist nicht möglich, da dort der Quark-Antiquark-See beiträgt. Die Benutzung der gleichen Korrektur (Gl. 5.26) wie für  $xF_3$  ist für  $x > 0.4$  jedoch auch für  $2xF_1$  und  $F_2$  gerechtfertigt, da in diesem Bereich nur Valenzquarks beitragen (vergl. Kap. 2.5.2). Für kleinere Werte von  $x$  bedeutet die Anwendung von Gl. 5.26 eine Überkorrektur, wenn man annimmt, daß der Seebeitrag in Neutron und Proton gleich groß ist.

## 6. Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Methoden zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte und der Strukturfunktionen beschrieben und die Ergebnisse dargestellt. Der Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie erfolgt in Kapitel 7. Bereits in Kap. 6.3 wird jedoch die Gültigkeit der Callan-Gross-Relation (Gl. 2.39) überprüft, da sie zur Berechnung der Strukturfunktionen in Kap. 6.4 benutzt werden muß. Nach Anwendung der in Kap. 4.4 beschriebenen Auswahlkriterien standen aus dem BEBC-Experiment 3099  $\nu_\mu$ -induzierte und 1120  $\bar{\nu}_\mu$ -induzierte CC-Ereignisse für die Analyse zur Verfügung. Dazu kamen 2290 Neutrino- und 1782 Antineutrino-Ereignisse aus dem Gargamelle-Experiment, die zur Bestimmung der Strukturfunktionen mitbenutzt wurden.

### 6.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Die Zahl der Ereignisse  $N_e$ , die man für eine bestimmte Reaktion erwartet, ist gegeben durch

$$N_e = \sigma_i \cdot \phi \cdot N_T \quad . \quad (6.1)$$

Hier ist  $\sigma_i$  der Wirkungsquerschnitt pro Nukleon für diese Reaktion,  $N_T$  die Zahl der Targetnukleonen und  $\phi$  der Fluß der Teilchen, die die Reaktion auslösen. Für (Anti-)Neutrino-Reaktionen über geladene Ströme (CC) erwartet man nach Gl. 2.24 einen energieabhängigen totalen Wirkungsquerschnitt  $(\sigma)^{\text{tot}}(E_\nu)$ . Der Mittelwert in einem Energieintervall  $E_\nu + \Delta E_\nu$  kann nach Gl. 6.1 aus der Zahl der dort beobachteten Ereignisse  $N_S(E_\nu + \Delta E_\nu)$  berechnet werden:

$$\langle \sigma^{\text{tot}}(E_\nu + \Delta E_\nu) \rangle = N_S(E_\nu + \Delta E_\nu) \cdot \left[ N_T \int_{E_\nu}^{E_\nu + \Delta E_\nu} \phi(E_\nu) dE_\nu \right]^{-1} \quad . \quad (6.2)$$

Die Zahl der beobachteten Ereignisse ist in Abhängigkeit von der gemessenen, korrigierten Neutrinoenergie in Abb. 4.16 und in Tabelle 6.1 aufgetragen. Diese Zahl mußte vor der Berechnung des Wirkungsquerschnitts noch im Hinblick auf die in Kapitel 5 diskutierten Effekte korrigiert werden. Diese Korrekturen sind in der Reihenfolge ihrer Anwendung ebenfalls in Tabelle 6.1 enthalten und sollen hier nur noch einmal kurz aufgezählt werden:

- a) Experimentelle Auflösung für  $E_\nu$  (Kap. 5.1, Abb. 5.8).
- b) Auffindwahrscheinlichkeit (Kap. 5.2) und Effizienz des Myonnachweises im EMI (Kap. 5.3).
- c) Schnitt im Myonimpuls  $P_\mu \geq 5 \text{ GeV}/c$  (Kap. 5.4, Tabelle 5.1).
- d) Breitband-Strahl Untergrund aus Zerfällen vor der Impulsselektion (Kap. 5.5, Tabelle 5.2).
- e) Elastische Ereignisse (Kap. 5.2, Abb. 5.11).

Die aus den korrigierten Ereigniszahlen berechneten Wirkungsquerschnitte sind nach Gl. 5.23 - 5.25 mit Rücksicht auf die unterschiedliche Zahl von Protonen und Neutronen im Targetmaterial korrigiert und somit für ein isoskalares Target gültig. Die Fehlerangaben in Tabelle 6.1 berücksichtigen nur den statistischen Fehler sowie für die einzelnen Energiebereiche einen linear addierten Fehler von 3% für die angewandten Korrekturen. Der systematische Fehler von 4% aus der Messung des Neutrino-flusses ist nicht darin enthalten. In Abb. 6.1 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie aufgetragen. Der aus dem Quark-Parton-Modell vorhergesagte lineare Anstieg (Gl. 2.24) ist deutlich sichtbar.

Die Steigungsparameter  $\sigma^{\text{tot}}/E_\nu$  wurden für jedes Intervall dadurch ermittelt, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt durch die mittlere Energie der dort beobachteten Ereignisse dividiert wurde. Aus der Auftragung gegen die Energie in Abb. 6.2 ist offensichtlich, daß im Rahmen der Fehler von einem konstanten Steigungsparameter ausgegangen werden kann. Die Werte für das

**Tabelle 6.1: Totaler Wirkungsquerschnitt**

Neutrino:

| $E_\nu$ [GeV]                                                    | 5 - 20 | 20 - 40 | 40 - 60 | 60 - 80 | 80 - 100 | 100 - 120 | 120 - 140 | 140 - 160 | 160 - 180 | 180 - 200 | 200 - 220 | 5 - 220 |         |        |       |      |        |      |       |      |       |      |        |      |
|------------------------------------------------------------------|--------|---------|---------|---------|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|---------|---------|--------|-------|------|--------|------|-------|------|-------|------|--------|------|
| Beobachtete Ereignisse<br>( $P_\mu \geq 5$ GeV/c )               | 44     | 6.6     | 242     | 15.6    | 474      | 21.8      | 644       | 23.4      | 357       | 18.9      | 176       | 13.3    | 251     | 15.8   | 282   | 16.8 | 338    | 18.4 | 205   | 14.3 | 86    | 9.3  | 3099   | 55.7 |
| Exp. Auflösung                                                   | -      | 4.2     | -       | 19.1    | -        | 24.2      | + 53.5    | - 49.3    | -         | 58.8      | - 31.4    | + 24.3  | + 138.6 | + 68.1 | -     | 70.5 | + 27.0 |      |       |      |       |      |        |      |
| EMI u. Scan ( 1.042 )                                            | + 1.7  | + 9.4   | + 18.9  | + 29.3  | + 12.9   | + 4.9     | + 9.2     | + 12.9    | + 20.0    | + 11.5    | + 0.7     | + 129.0 |         |        |       |      |        |      |       |      |       |      |        |      |
| $P_\mu$ - Schnitt                                                | + 23.7 | + 44.4  | + 50.2  | + 53.8  | + 18.9   | + 8.7     | + 10.5    | + 14.4    | + 7.4     | + 0.4     | + 238.0   |         |         |        |       |      |        |      |       |      |       |      |        |      |
| Breitbandstrahl-Untergr.                                         | - 11.3 | - 6.1   | - 3.1   | - 0.5   |          |           |           |           |           |           |           |         |         |        |       |      |        |      |       |      |       |      |        |      |
| Elastische Reaktionen                                            | + 2.1  | + 5.8   | + 5.1   | + 4.1   | + 2.1    | + 0.7     | - 1.0     | + 1.4     | + 1.6     | + 0.9     | + 22.8    |         |         |        |       |      |        |      |       |      |       |      |        |      |
| Korrigierte Ereignisse *                                         | 56.0   | 10.1    | 276.3   | 26.1    | 520.9    | 39.6      | 784.1     | 52.0      | 341.6     | 28.3      | 128.5     | 13.6    | 236.6   | 22.0   | 331.0 | 29.6 | 512.6  | 43.3 | 292.8 | 29.2 | 16.5  | 2.3  | 3494.8 | 55.7 |
| $\sigma_{\text{tot}} 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{Nukl.}$ *       | 6.9    | 1.3     | 18.2    | 1.7     | 32.9     | 2.5       | 49.2      | 3.4       | 63.8      | 5.3       | 68.6      | 7.2     | 86.3    | 8.0    | 88.5  | 7.9  | 119.3  | 10.1 | 121.7 | 12.2 | 145.2 | 20.0 |        |      |
| $\sigma_{\text{tot}}/E 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukl.}$ * | .571   | .103    | .605    | .057    | .658     | .050      | .702      | .049      | .738      | .061      | .621      | .065    | .661    | .062   | .589  | .053 | .702   | .059 | .648  | .065 | .706  | .097 | .665   | .012 |

\* Nur statistischer Fehler und 3 % Fehler für Korrekturen berücksichtigt.

Antineutrino:

| $E_\nu$ [GeV]                                                    | 5 - 20      | 20 - 40      | 40 - 60      | 60 - 80      | 80 - 100     | 100 - 120   | 120 - 140   | 140 - 160   | 160 - 180   | 180 - 200   | 200 - 220   | 5 - 220     |
|------------------------------------------------------------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Beobachtete Ereignisse<br>( $P_\mu \geq 5$ GeV/c )               | 29 ± 5.4    | 129 ± 11.4   | 243 ± 15.6   | 321 ± 17.9   | 158 ± 12.6   | 34 ± 5.8    | 42 ± 6.5    | 59 ± 7.7    | 50 ± 7.1    | 43 ± 6.6    | 12 ± 3.5    | 1120 ± 33.5 |
| Exp. Auflösung                                                   | - 0.7       | - 3.1        | 0.0          | + 22.8       | - 18.2       | - 10.4      | - 5.4       | + 2.2       | + 11.6      | + 9.2       | - 9.4       | - 1.4       |
| EMI u. Scan ( 1.046 )                                            | + 1.3       | + 5.8        | + 11.2       | + 15.8       | + 6.4        | + 1.1       | + 1.7       | + 2.8       | + 2.8       | + 2.4       | + 0.1       | + 51.4      |
| $P_\mu$ - Schnitt                                                | + 5.3       | + 6.2        | + 6.9        | + 6.8        | + 2.2        | + 0.3       | + 0.4       | + 0.5       | + 0.5       | + 0.4       | + 0.0       | + 29.5      |
| Breitbandstrahl-Untergr.                                         | - 13.5      | - 4.7        | - 1.0        | - 0.3        |              | + 0.2       | + 0.2       | + 0.3       | + 0.4       | + 0.2       | + 0.0       | - 19.5      |
| Elastische Reaktionen                                            | + 0.2       | + 2.1        | + 3.3        | - 0.7        | + 1.3        |             |             |             |             |             |             | + 7.5       |
| Korrigierte Ereignisse *                                         | 21.6 ± 4.7  | 135.3 ± 16.0 | 263.3 ± 24.8 | 365.4 ± 31.3 | 149.8 ± 16.4 | 25.2 ± 5.1  | 38.9 ± 7.2  | 64.8 ± 10.4 | 65.2 ± 11.2 | 55.2 ± 10.1 | 2.7 ± 0.9   | 1187 ± 33.5 |
| $\sigma_{\text{tot}} 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{Nukl.}$ *       | 2.5 ± 0.5   | 8.4 ± 1.0    | 15.8 ± 1.5   | 22.0 ± 1.9   | 30.6 ± 3.4   | 37.5 ± 7.6  | 39.6 ± 7.3  | 48.3 ± 7.7  | 42.3 ± 7.3  | 64.0 ± 11.7 | 65.1 ± 20.8 |             |
| $\sigma_{\text{tot}}/E 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukl.}$ * | .207 ± .045 | .278 ± .033  | .315 ± .030  | .314 ± .027  | .357 ± .039  | .340 ± .069 | .303 ± .056 | .322 ± .052 | .249 ± .043 | .341 ± .062 | .321 ± .102 | .309 ± .009 |

\* Nur statistischer Fehler und 3 % Fehler für Korrekturen berücksichtigt.

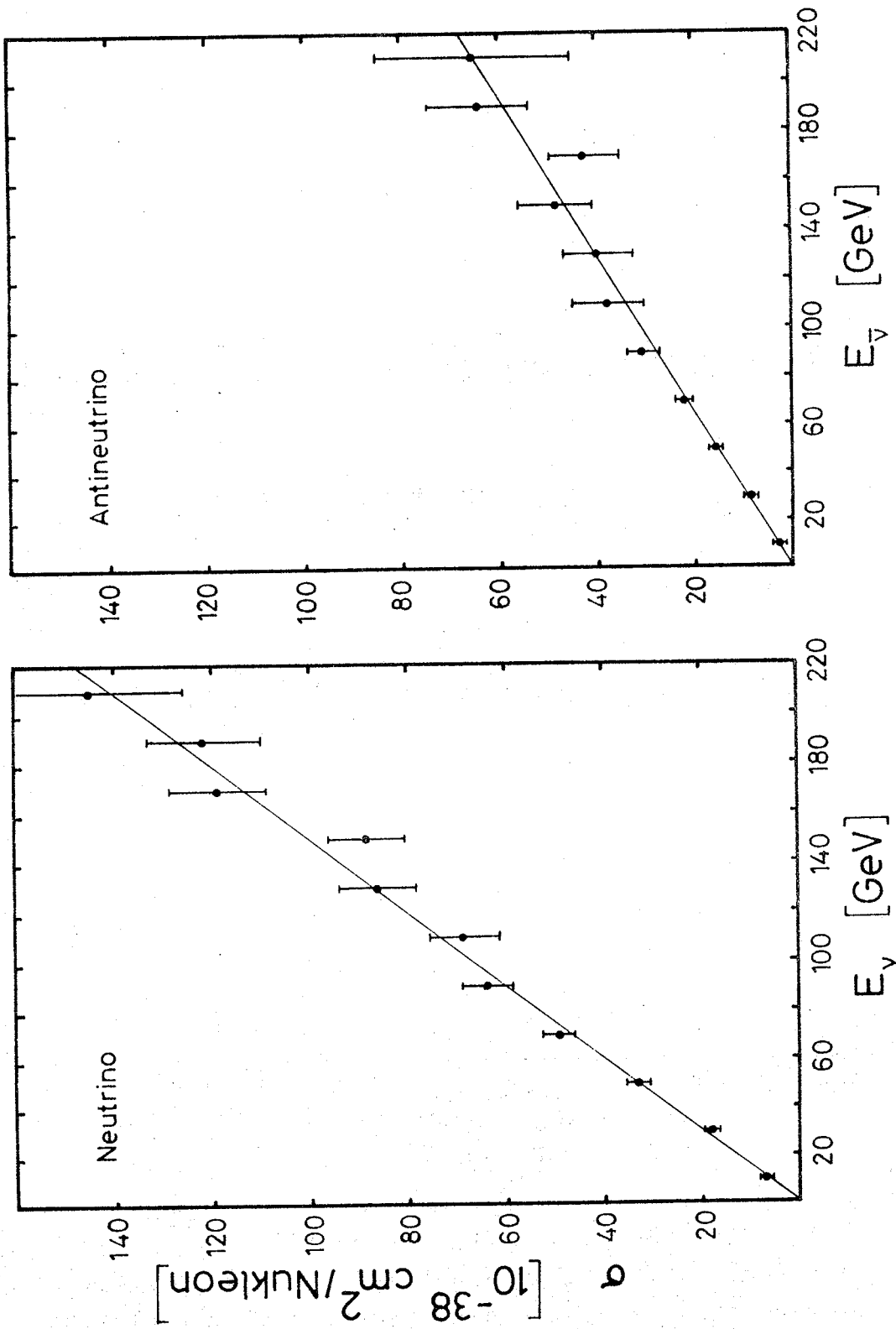


Abb. 6.1: Totaler Wirkungsquerschnitt für Neutrino- und Anti-Neutrino-CC-Reaktionen als Funktion der Energie. Der systematische Fehler von 4% aus der Bestimmung des Neutrinoflusses ist nicht berücksichtigt.

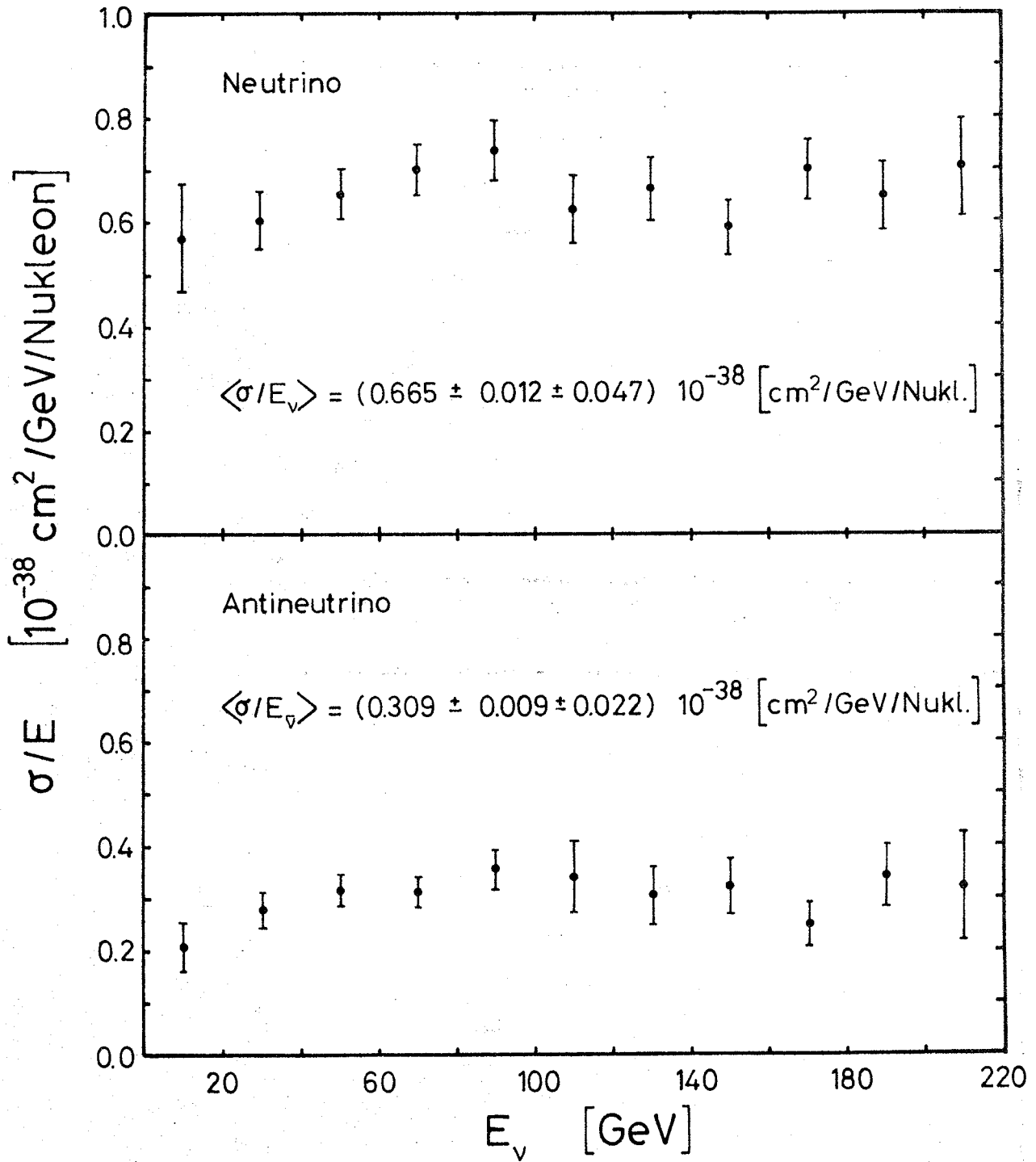


Abb. 6.2: Steigungsparameter  $\sigma^{\text{tot}}/E_\nu$  für Neutrino- und Anti-Neutrino-Reaktionen als Funktion der Energie. Die Fehlerbalken enthalten den systematischen Fehler von 4 % aus der Flußmessung nicht.

Intervall 5 - 20 GeV sollten mit Vorsicht betrachtet werden, da dort die Statistik sehr klein ist und die Korrekturen größer als 50% sind. Gemittelt über den gesamten Energiebereich von 5 - 220 GeV erhält man

$$\langle \sigma^{\text{tot}}/E \rangle = (0.665 \pm 0.012 \pm 0.027) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon}$$

$$\langle \bar{\sigma}^{\text{tot}}/E \rangle = (0.309 \pm 0.009 \pm 0.012) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon} . \quad (6.3)$$

Die QCD sagt eine leichte Variation des Steigungsparameters mit wachsender Energie voraus<sup>131</sup>, die dadurch entsteht, daß mit steigender Energie immer größere Werte von  $Q^2$  erreichbar sind und sich dadurch der relative Beitrag von See- und Valenzquarks durch Paarbildung aus Gluonen (Kap. 2.4) zugunsten der Seequarks verändert. Diese Voraussage kann durch dieses Experiment nicht bestätigt werden. Im Vergleich zu den Resultaten des Gargamelle-Experiments<sup>36</sup> ist allerdings ein leichtes Absinken des Neutrino- und ein Ansteigen des Antineutrino-Wirkungsquerschnitts zu verzeichnen. Die Mittelwerte der Steigungsparameter sind konsistent mit den Werten aus anderen Experimenten, die in Tabelle 6.2 zum Vergleich aufgeführt sind.

Tabelle 6.2: Totale Wirkungsquerschnitte

| Experiment              | Energiebereich<br>[GeV] | $\sigma^{\nu}/E$<br>[ $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon}$ ] | $\bar{\sigma}^{\nu}/E$<br>[ $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon}$ ] |
|-------------------------|-------------------------|--------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|
| CDHS <sup>132</sup>     | 30 - 190                | $0.620 \pm 0.050$                                                  | $0.300 \pm 0.020$                                                        |
| CITFR <sup>133</sup>    | 45 - 205                | $0.609 \pm 0.030$                                                  | $0.290 \pm 0.015$                                                        |
| CITFR <sup>134</sup>    | 30 - 250                | $0.720 \pm 0.030$                                                  | $0.360 \pm 0.023$                                                        |
| CHARM <sup>135</sup>    | 20 - 200                | $0.604 \pm 0.032$                                                  | $0.301 \pm 0.018$                                                        |
| GGM (SPS) <sup>16</sup> | 15 - 150                | $0.620 \pm 0.080$                                                  | $0.290 \pm 0.040$                                                        |
| GGM (PS) <sup>36</sup>  | 2 - 12                  | $0.740 \pm 0.030$                                                  | $0.270 \pm 0.010$                                                        |
| BEBC                    | 5 - 220                 | $0.665 \pm 0.039$                                                  | $0.309 \pm 0.021$                                                        |

Die größten Unterschiede bestehen zur Messung des Gargamelle-PS-Experiments<sup>36</sup>, dessen Daten später zur Berechnung der Strukturfunktionen mit benutzt werden sollen (Kap. 6.4). Obwohl der Trend

mit der QCD-Berechnung übereinstimmt<sup>131</sup>, muß dabei doch auch die Möglichkeit eines systematischen Fehlers in der Absolutnormalisation eines der beiden Experimente in Betracht gezogen werden.

## 6.2 Flußintegrale

Zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte genügt es, den Fluß der (Anti-) Neutrinos in Abhängigkeit von der Energie zu kennen. Bei der Messung differentieller Wirkungsquerschnitte, wie etwa bei der Bestimmung der Strukturfunktionen, muß dagegen der Beitrag zum Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, den man aus dem gesamten Energiespektrum für einen bestimmten kinematischen Bereich erwartet. Aus dem Ausdruck für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt (Gl. 2.22) folgt daher mit Gl. 6.1 für die Zahl der Ereignisse, die man in einem Bereich  $x+\Delta x$  und  $y+\Delta y$  erwartet:

$$N_e(\Delta x, \Delta y) = \frac{G^2 M}{\pi} N_T \int_{E_\nu} E_\nu \phi(E_\nu) \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} \left[ \frac{y^2}{2} 2xF_1(x, Q^2) + \right. \\ \left. (1-y - \frac{Mxy}{2E_\nu}) F_2(x, Q^2) + y(1 - \frac{y}{2}) xF_3(x, Q^2) \right] dE_\nu dy dx . \quad (6.4)$$

Die Integration in  $E_\nu$  erfolgt hier über den gesamten Energiebereich des Neutrinospektrums. Setzt man in Gl. 6.4 statt der explizit  $x$ - und  $Q^2$ -abhängigen Strukturfunktionen  $F_i(x, Q^2)$  deren Mittelwerte  $\langle F_i(x, Q^2) \rangle$  im betrachteten Intervall ein, so erhält man für die Zahl der dort erwarteten Ereignisse den Ausdruck

$$N_e(\Delta x, \Delta y) = N_1(\Delta x, \Delta y) \langle 2xF_1(x, Q^2) \rangle + N_2(\Delta x, \Delta y) \langle F_2(x, Q^2) \rangle + \\ N_3(\Delta x, \Delta y) \langle xF_3(x, Q^2) \rangle \quad (6.5)$$

Die hier auftauchenden Ausdrücke  $N_i(\Delta x, \Delta y)$  werden als Flußintegrale bezeichnet und sind folgendermaßen definiert:

$$N_1(\Delta x, \Delta y) = \frac{G^2 M}{\pi} N_T \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} E_\nu \phi(E_\nu) \frac{y^2}{2} dE_\nu dy dx \quad (6.6 a)$$

$$N_2(\Delta x, \Delta y) = \frac{G^2 M}{\pi} N_T \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} E_\nu \phi(E_\nu) \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) dE_\nu dy dx \quad (6.6 b)$$

$$N_3(\Delta x, \Delta y) = \frac{G^2 M}{\pi} N_T \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} E_\nu \phi(E_\nu) y \left(1 - \frac{y}{2}\right) dE_\nu dy dx \quad (6.6 c)$$

Die analogen Ausdrücke für Antineutrinos werden im folgenden mit  $\bar{N}_i$  bezeichnet. Bei der experimentellen Überprüfung der Callan-Gross-Relation wird noch das folgende Flußintegral benötigt:

$$N_4(\Delta x, \Delta y) = \frac{G^2 M}{\pi} N_T \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} E_\nu \phi(E_\nu) dE_\nu dy dx \quad (6.6 d)$$

Zur numerischen Berechnung der  $N_i$  wurden die Integrale durch Summen ersetzt. Dadurch war es auf einfache Weise möglich, sie in Abhängigkeit von  $x$  und  $Q^2$  (und zusätzlich  $y$  für  $N_4$ ) zu bestimmen, wie es zur Messung der Strukturfunktionen erforderlich ist. Die aus der Beziehung

$$Q^2 = 2MxyE_\nu \quad (6.7)$$

folgende Jacobi-Determinante

$$\frac{dQ^2}{dy} = 2MxE_\nu \quad (6.8)$$

wurde dabei auf folgende Weise durch die Art der Summation berücksichtigt: Die Ausdrücke unter den Integralen auf der rechten Seite der Gl. 6.6 wurden in sehr kleinen Schritten über den gesamten möglichen Bereich berechnet. Die benutzten Schrittweiten waren  $\Delta E_\nu = 1 \text{ GeV}$  ( $0.1 \text{ GeV}$  für Gargamelle),  $\Delta x = 0.001$  und  $\Delta y = 0.005$ . Nach Gl. 6.7 ließ sich für jede Kombination der

Variablen  $E_\nu, x, y$  der Wert von  $Q^2$  und damit das  $Q^2$ -Intervall bestimmen, in dem der Beitrag summiert werden mußte, um  $N_i(x, Q^2)$  zu bestimmen:

$$N_i(x, Q^2) = \frac{G^2 M}{\pi} N_T \sum_j E_\nu^j \phi(E_\nu^j) \left[ \sum_k f_i(E_\nu^j, y_k) \sum_l \Delta x_l \Delta y_k \right] \Delta E_\nu^j$$

mit der Randbedingung  $x < x_1 < x + \Delta x$

$$Q^2 < 2Mx_1 y_k E_\nu^j < Q^2 + \Delta Q^2 \quad . \quad (6.9)$$

Im Prinzip lassen sich natürlich die Gl.n. 2.22, 6.4 und 6.6 mit der Gl. 6.7 formal auf die Variable  $Q^2$  umformen. Für die praktische Anwendung war es jedoch einfacher, den hier beschriebenen Weg zu benutzen, da sich einige experimentelle Schnitte und Korrekturen sehr viel leichter berücksichtigen ließen:

- a) Dem Schnitt von 5 GeV/c im Myonimpuls für das BEBC-Experiment wurde dadurch Rechnung getragen, daß die Summation in  $y$  nur bis

$$y_{\max}(E_\nu) = \frac{E_\nu - E_\mu^{\min}}{E_\nu} ; \quad E_\mu^{\min} = 5 \text{ GeV} \quad (6.10)$$

erfolgte. Für größere Werte von  $y$  erhielt der Summand den Wert Null.

- b) Die Auffindwahrscheinlichkeit der Ereignisse und die Effizienz des EMI (vergl. Kap. 5.2, 5.3) wurde berücksichtigt, indem der Summand mit den entsprechenden Faktoren (0.960 für Neutrino, 0.956 für Antineutrino) gewichtet wurde.
- c) Der Untergrund durch Mesonzerfälle vor der Impulsselektion (Kap. 5.5) erhöht den Neutrinofluß, aber nicht den zur Normalisation benutzten gemessenen Myonfluß. Daher wurde für  $E(\frac{-}{\nu}) < 80 \text{ GeV}$  der Fluß hochkorrigiert mit dem Faktor

$$f_{\text{BBS}} = 1 + a \cdot 10^{-10} (80 - E(\frac{v}{v_\mu}))^5; a = \begin{cases} 1 : v_\mu \\ 2 : \bar{v}_\mu \end{cases}, \quad (6.11)$$

der aus dem gemessenen Verhältnis von Breitband-Strahl- zu Schmalband-Strahl-Ereignissen bestimmt wurde.

Für das Gargamelle-Experiment wurden die Flußintegrale auf die gleiche Weise berechnet. Korrekturen waren hier nicht erforderlich, da sie alle bereits in der Experiment-Simulation (Kap. 5.1.2) und den daraus bestimmten Korrekturfaktoren für die beobachtete Ereignisverteilung (Tab. 5.1) enthalten sind.

### 6.3 Test der Callan-Gross-Relation

Da bei der Bestimmung der Strukturfunktionen, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, die Callan-Gross-Relation<sup>41</sup>

$$2xF_1(x, Q^2)/F_2(x, Q^2) = A = 1 \quad (6.12)$$

benutzt werden muß, sollte sie experimentell überprüft werden. Ein Vergleich mit QCD-Berechnungen wird hier aus zwei Gründen nicht vorgenommen. Zum einen ist nur der Vergleich mit (nicht verfügbaren) Rechnungen sinnvoll, die zumindest auch Terme zweiter Ordnung in  $\alpha_S(Q^2)$  einschließen, da sonst der Wert des Skalenparameters  $\Lambda$  nicht mit Messungen aus den Strukturfunktionen oder den Momenten vergleichbar ist<sup>28</sup>. Zum anderen reicht die Statistik des Experiments für eine detaillierte Untersuchung der  $x$ - $Q^2$ -Abhängigkeit von  $A$  nicht aus (s.u.).

Aus den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten (Gl. 2.22) folgt nach Integration über  $x$  für die Summe von Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitt ein Ausdruck, der nur von  $2xF_1$  und  $F_2$  abhängt:

$$\left[ \frac{d\sigma}{dy} + \frac{d\bar{\sigma}}{dy} \right]_{x_0}^{x_1} = 2 \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \int_{x_0}^{x_1} \frac{y^2}{2} 2xF_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2) dx. \quad (6.13)$$

Der Term  $M_{xy}/2E$  aus Gl. 2.22 ist hier bereits wieder vernachlässigt worden. Für den totalen Wirkungsquerschnitt kann man schreiben  $\sigma(E_\nu) = \alpha \cdot E_\nu$  (vergl. Kap. 6.1). Damit folgt für die  $y$ -Verteilung der Ereignisse in einem bestimmten  $x$ - $Q^2$ -Bereich

$$\begin{aligned}
 N_S(\Delta x, \Delta y, \Delta Q^2) &= N_T \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} \frac{d\sigma}{dy} \phi(E_\nu) dE_\nu dy dx \\
 &= N_T \frac{d\alpha}{dy} \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} E_\nu \phi(E_\nu) dE_\nu dy dx \\
 &= \frac{d\alpha'}{dy} \frac{G^2 M}{\pi} N_T \int_{E_\nu} \int_{\Delta y} \int_{\Delta x} E_\nu \phi(E_\nu) dE_\nu dy dx \\
 &= \frac{d\alpha'}{dy} N_4(x, Q^2, y) .
 \end{aligned} \tag{6.14}$$

Dabei ist angenommen, daß das Intervall in  $x$  und  $y$  klein genug ist, um  $d\alpha'/dy = d\sigma/dy \cdot \pi/(G^2 M E_\nu)$  als Konstante betrachten zu können.  $N_4(x, Q^2, y)$  ist das nach Gl. 6.6 d definierte Flußintegral, hier nach den drei Variablen  $x, y, Q^2$  geordnet. Damit folgt aus Gl. 6.13 nach Division durch  $G^2 M E_\nu/\pi$  und Einsetzen von Gl. 6.12:

$$\frac{N_S(\Delta x, \Delta y, \Delta Q^2)}{N_4(x, Q^2, y)} + \frac{\bar{N}_S(\Delta x, \Delta y, \Delta Q^2)}{\bar{N}_4(x, Q^2, y)} = 2 \int_{\Delta x} F_2(x, Q^2) dx \left[ (1-y) + \frac{y^2}{2} \cdot A \right] . \tag{6.15}$$

Durch Anpassung an die gemessene Verteilung kann daraus der Parameter  $A$  bestimmt werden (Abb. 6.3). Die Ergebnisse für das BEBC-Experiment sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt:

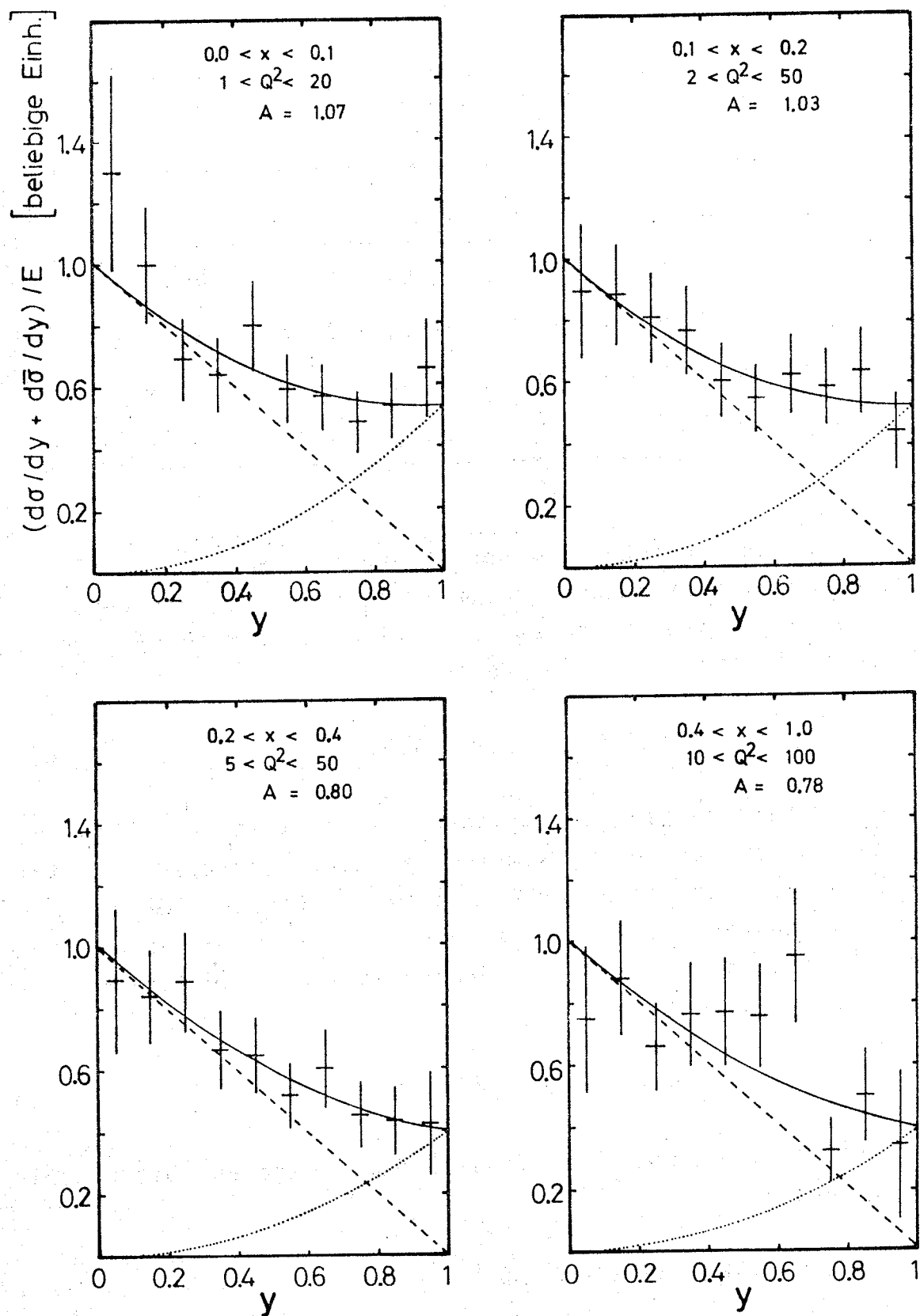


Abb. 6.3: Test der Callan-Gross-Relation aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten  $(d\sigma/dy + d\bar{\sigma}/dy)/E_y$ . Die unterbrochenen Kurven zeigen getrennt die beiden Beiträge  $(1-y)$  und  $Ay^2/2$ .

Tabelle 6.3: Test der Callan-Gross-Relation

| x         | $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ] | A               | R                |
|-----------|---------------------------|-----------------|------------------|
| 0.0 - 0.1 | 1.0 - 20.0                | $1.07 \pm 0.17$ | $-0.06 \pm 0.15$ |
| 0.1 - 0.2 | 2.0 - 20.0                | $1.03 \pm 0.17$ | $-0.02 \pm 0.16$ |
| 0.2 - 0.4 | 5.0 - 50.0                | $0.80 \pm 0.17$ | $0.26 \pm 0.27$  |
| 0.4 - 1.0 | 10.0 - 100.0              | $0.78 \pm 0.22$ | $0.32 \pm 0.38$  |

Die gewählten Bereiche in x und  $Q^2$  ergaben sich aus der Forderung nach ausreichender Statistik zur Untersuchung der y-Verteilung. Über den gesamten Bereich der Variablen x und  $Q^2$  gemittelt erhält man den Wert

$$A = 0.94 \pm 0.09 \pm 0.07 \quad . \quad (6.16)$$

Die erste Fehlerangabe erfaßt dabei den statistischen Fehler, die zweite den aus der Bestimmung des Neutrinoflusses und den Auflösungskorrekturen herrührenden systematischen Fehler. Das Ergebnis kann auch in Form des Verhältnisses R der Absorptionsquerschnitte von skalaren und transversalen virtuellen Bosonen geschrieben werden:

$$R = \sigma_S / \sigma_T = (1 + 4M_x^2 / Q^2 - A) / A \quad . \quad (6.17)$$

Die Werte sind ebenfalls in Tabelle 6.3 angegeben. Der Mittelwert daraus ist

$$R = 0.08 \pm 0.12 \pm 0.04 \quad (6.18)$$

in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der Analyse der SLAC-Daten<sup>47</sup> ( $R = 0.21 \pm 0.10$ ) und des CDHS-Experiments<sup>48</sup> ( $R = 0.10 \pm 0.07$ ).

Das Ergebnis ist konsistent mit der asymptotischen Callan-Gross-Relation  $2xF_1/F_2 = 1$ , wenngleich leichte Abweichungen, wie sie auch durch die QCD vorausgesagt werden, nicht ausgeschlossen werden können. Für eine genauere Untersuchung der  $x$ - und  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $A$  müßten die  $y$ -Verteilungen in relativ kleinen Bereichen von  $x$  und  $Q^2$  untersucht werden, doch dazu reicht die Statistik in diesem Experiment nicht aus. Selbst die CDHS-Kollaboration mit ihrer wesentlich größeren Statistik konnte diese Untersuchung nicht durchführen<sup>48</sup>, zumal durch Hinweise auf starke Higher-Twist-Effekte eine zusätzliche Unsicherheit in der theoretischen Beschreibung aufgetreten ist. Im folgenden wird daher als obere Grenze des systematischen Fehlers der Einfluß angegeben, den die Benutzung von  $A = 0.8$  statt der Relation 6.12 auf die Ergebnisse hat.

#### 6.4 Berechnung der Strukturfunktionen

Die Strukturfunktionen lassen sich aus der Messung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes (Gl. 2.22) bestimmen. Da man aus den Voraussagen der QCD eine Abhängigkeit der Strukturfunktionen von  $x$  und  $Q^2$  erwartet (vergl. Kap. 2.5), wurde der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von diesen Variablen bestimmt. Das geschah mit Hilfe der Flußintegrale (Gl. 6.6) und des in Kapitel 6.2 erläuterten Verfahrens zur Berücksichtigung der Jacobi-Determinante (Gl. 6.8). Nach Gl. 6.5 - 6.9 erhält man für die beobachtete Zahl von Ereignissen  $N_S(x, Q^2)$  in einem  $x$ - $Q^2$ -Bereich die folgenden Ausdrücke:

$$\begin{aligned} N_S(x, Q^2) &= N_1(x, Q^2) \langle 2xF_1(x, Q^2) \rangle + N_2(x, Q^2) \langle F_2(x, Q^2) \rangle \\ &\quad + N_3(x, Q^2) \langle xF_3(x, Q^2) \rangle \\ \bar{N}_S(x, Q^2) &= \bar{N}_1(x, Q^2) \langle 2xF_1(x, Q^2) \rangle + \bar{N}_2(x, Q^2) \langle F_2(x, Q^2) \rangle \\ &\quad - \bar{N}_3(x, Q^2) \langle xF_3(x, Q^2) \rangle . \end{aligned} \tag{6.19}$$

Die zu messenden Strukturfunktionen sind die nach Gl. 2.20 definierten Ausdrücke für ein isoskalares Target und daher für Neutrino- und Antineutrino-Reaktionen gleich. Definiert man unter Benutzung der Callan-Gross-Relation (Gl. 6.13) das neue Flußintegral

$$N_{12}(x, Q^2) = A \cdot N_1(x, Q^2) + N_2(x, Q^2) \quad , \quad (6.20)$$

so kann man in Gl.n. 6.19  $\langle 2xF_1(x, Q^2) \rangle$  durch  $\langle F_2(x, Q^2) \rangle$  ausdrücken. Für die gesuchten Strukturfunktionen in einem  $x-Q^2$ -Bereich erhält man dann durch Addition bzw. Subtraktion der Gleichungen 6.19:

$$\langle F_2 \rangle = \frac{N_s + \bar{N}_s \frac{N_3}{\bar{N}_3}}{N_{12} + \bar{N}_{12} \frac{N_3}{\bar{N}_3}} \quad (6.21)$$

$$\langle xF_3 \rangle = \frac{N_s - \bar{N}_s \frac{N_{12}}{\bar{N}_{12}}}{N_3 + \bar{N}_3 \frac{N_{12}}{\bar{N}_{12}}} \quad . \quad (6.22)$$

Die Indizes  $(x, Q^2)$  wurden hier zur Vereinfachung weggelassen. In den beiden Gleichungen 6.21 und 6.22 muß noch beachtet werden, daß das Target nicht exakt isoskalar ist (Kap. 5.7). Mit den Korrekturen (5.26) dafür erhält man

$$\begin{aligned} N_s &= N_{12} \frac{2 + 4D}{3 + 3D} \langle F_2 \rangle + N_3 \frac{2 + 4D}{3 + 3D} \langle xF_3 \rangle \\ \bar{N}_s &= \bar{N}_{12} \frac{4 + 2D}{3 + 3D} \langle F_2 \rangle - \bar{N}_3 \frac{4 + 2D}{3 + 3D} \langle xF_3 \rangle \end{aligned} \quad (6.19a)$$

Die in die Gleichungen 6.21 und 6.22 eingesetzten Flußintegrale müssen daher noch mit den entsprechenden Faktoren aus Gl. 6.19a gewichtet werden.

Die nach Gleichung 6.21 und 6.22 bestimmten Strukturfunktionen sind Mittelwerte über den betrachteten  $x$ - $Q^2$ -Bereich:

$$\langle F_i(x, Q^2) \rangle = \frac{\int_{\Delta x} \int_{\Delta Q^2} F_i(x, Q^2) dx dQ^2}{\int_{\Delta x} \int_{\Delta Q^2} dx dQ^2} \quad (6.23)$$

Für den späteren Vergleich mit der theoretischen Voraussage für die Momente (Gl. 2.51, 2.95) müssen die Strukturfunktionen jedoch auf einen festen Wert von  $Q^2$  korrigiert werden. Dazu wurde das Monte-Carlo-Programm zur Simulation des Experiments (Kap. 5.1) mit benutzt. Die "Ereignisse" werden darin nach einer empirischen Parametrisierung der Strukturfunktionen erzeugt. Diese "Ereignisse" wurden nach Normierung auf den Fluß statt der experimentellen Ereignisse benutzt, um nach der hier beschriebenen Methode "Strukturfunktionen" zu berechnen, die dem "gemessenen" Mittelwert über die Parametrisierung nach Gl. 6.23 entsprechen. Diese Mittelwerte wurden verglichen mit einer direkten Mittelung der Parametrisierung selbst über den betrachteten  $x$ -Bereich für ein festes  $Q^2$  aus dem  $Q^2$ -Bereich des Intervalls. Das Verhältnis der beiden Mittelwerte ergab den Korrekturfaktor zur Zentrierung der in diesem Intervall aus den Daten bestimmten Strukturfunktion auf diesen Wert von  $Q^2$ .

#### 6.4.1 Strukturfunktionen für inelastische Reaktionen

Die beobachteten Verteilungen der Ereignisse in  $x$  und  $Q^2$  sind in Tabelle C.4 für Gargamelle und in Tabelle C.5 für BEBC angegeben. Nach Korrektur dieser Verteilungen mit den in Tabelle C.1 bzw. C.2 angegebenen Faktoren (vergl. Kap. 5.1) wurden daraus die Strukturfunktionen für Gargamelle und BEBC getrennt bestimmt. Dabei wurden wegen der relativ kleinen Statistik die Bereiche  $0.4 < x \leq 0.6$  und  $0.6 < x \leq 1.0$  zusammengefaßt. Elastische Ereignisse ( $x = 1.0$ ) wurden getrennt behandelt.

Es wurde ein Wert von  $A = 1$  benutzt und verlangt, daß das Intervall mindestens ein Neutrino- und ein Antineutrino-Ereignis enthielt.

Die Werte für  $F_2(x, Q^2)$  in Abb. 6.4 stimmen im Überlappungsbereich beider Experimente gut überein. Das ist eine direkte Bestätigung der Hypothese von der Strom-Strom-Wechselwirkung, die aussagt, daß die gemessenen Strukturfunktionen für ein festes  $x$  und  $Q^2$  unabhängig von der Neutrinoenergie sein sollte. Diese unterscheidet sich für die beiden Experimente etwa um den Faktor 30. Für  $xF_3(x, Q^2)$  ist die Übereinstimmung nicht so offensichtlich (Abb. 6.5), aber doch innerhalb der sehr viel größeren statistischen Fehler als noch hinreichend gut anzusehen. Der größere Fehler für  $xF_3$  rührt daher, daß in Gl. 6.22 im Gegensatz zu Gl. 6.21 die Differenz der beobachteten Ereigniszahlen steht. Der starke Abfall beider Strukturfunktionen bei kleinen  $Q^2$  ist durch den Schwelleneffekt zu erklären, der dadurch entsteht, daß in einer inelastischen Reaktion die invariante Masse  $W$  des Endzustandes groß genug sein muß, um mindestens die Masse eines Pions zu produzieren (vergl. Kap. 2.5.2).

Für die weitere Analyse wurden daher die mit den Fehlern gewichteten Mittelwerte aus der Messung der beiden Experimente gebildet. Sie sind in Tabelle 6.4 angegeben. Die Werte sind nach dem zuvor beschriebenen Verfahren auf den angegebenen Wert von  $Q^2$  zentriert, während sie in  $x$  weiterhin eine Mittelung über das Intervall darstellen. Zusätzlich zum statistischen Fehler, der den größten Beitrag bildet, ist als zweiter Fehler der Einfluß angegeben, den die Benutzung von  $A = 0.8$  in Gl. 6.20 hat. Er ist für  $xF_3(x, Q^2)$  vernachlässigbar klein. Die Größe des Fehlers, der durch die Auflösungskorrekturen (Kap. 5.1) und die Zentrierung auf einen festen Wert von  $Q^2$  entsteht, wurde aus der Variation der Ergebnisse des Simulationsprogramms mit starker Änderung der benutzten Statistik abgeschätzt. Zusätzlich muß noch der systematische Fehler von 4% bzw. 7% für die Flußmessung in beiden Experimenten berücksichtigt

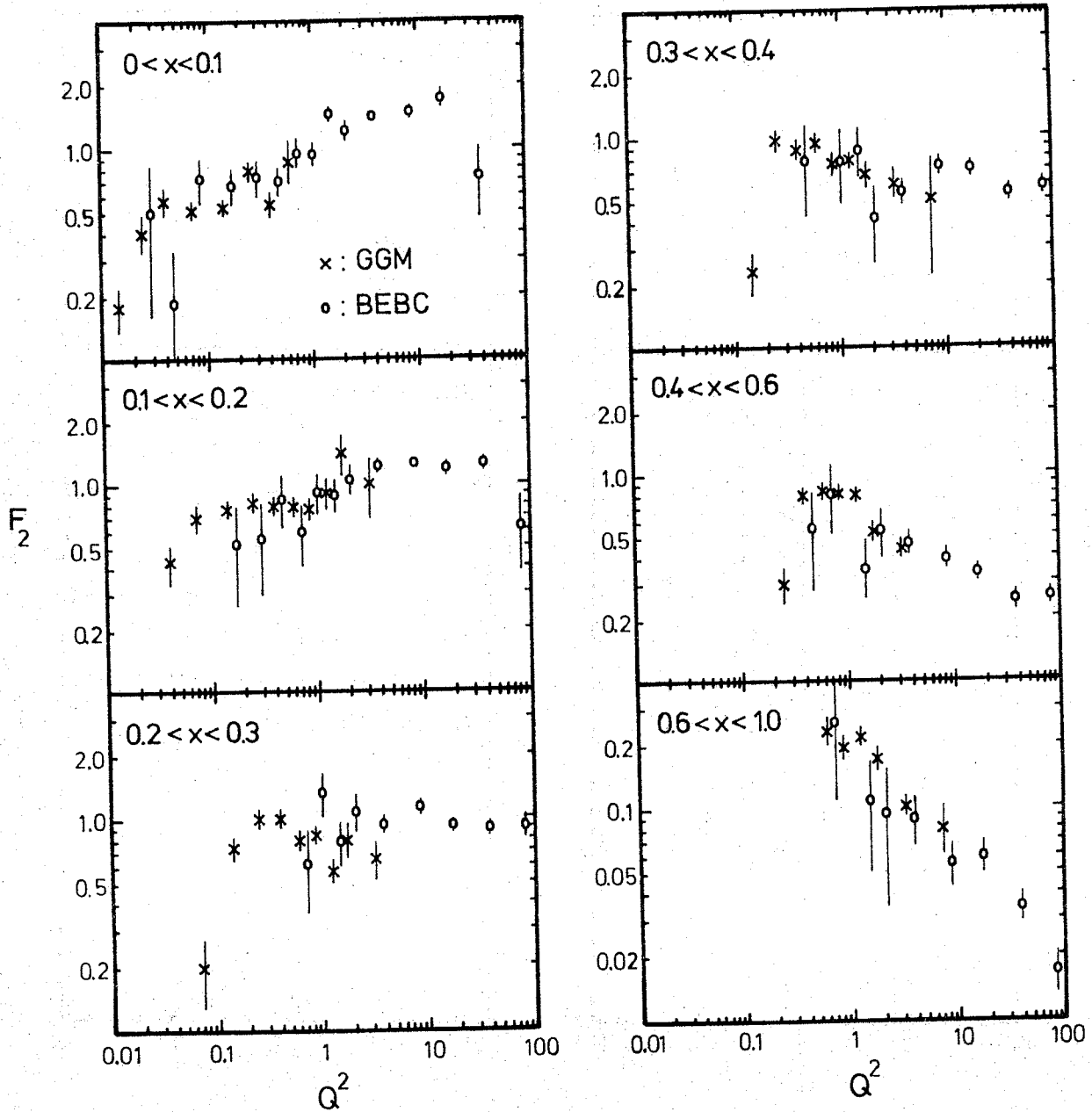


Abb. 6.4: Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  für Gargamelle und BEBC getrennt. Nur der statistische Fehler ist gezeigt.

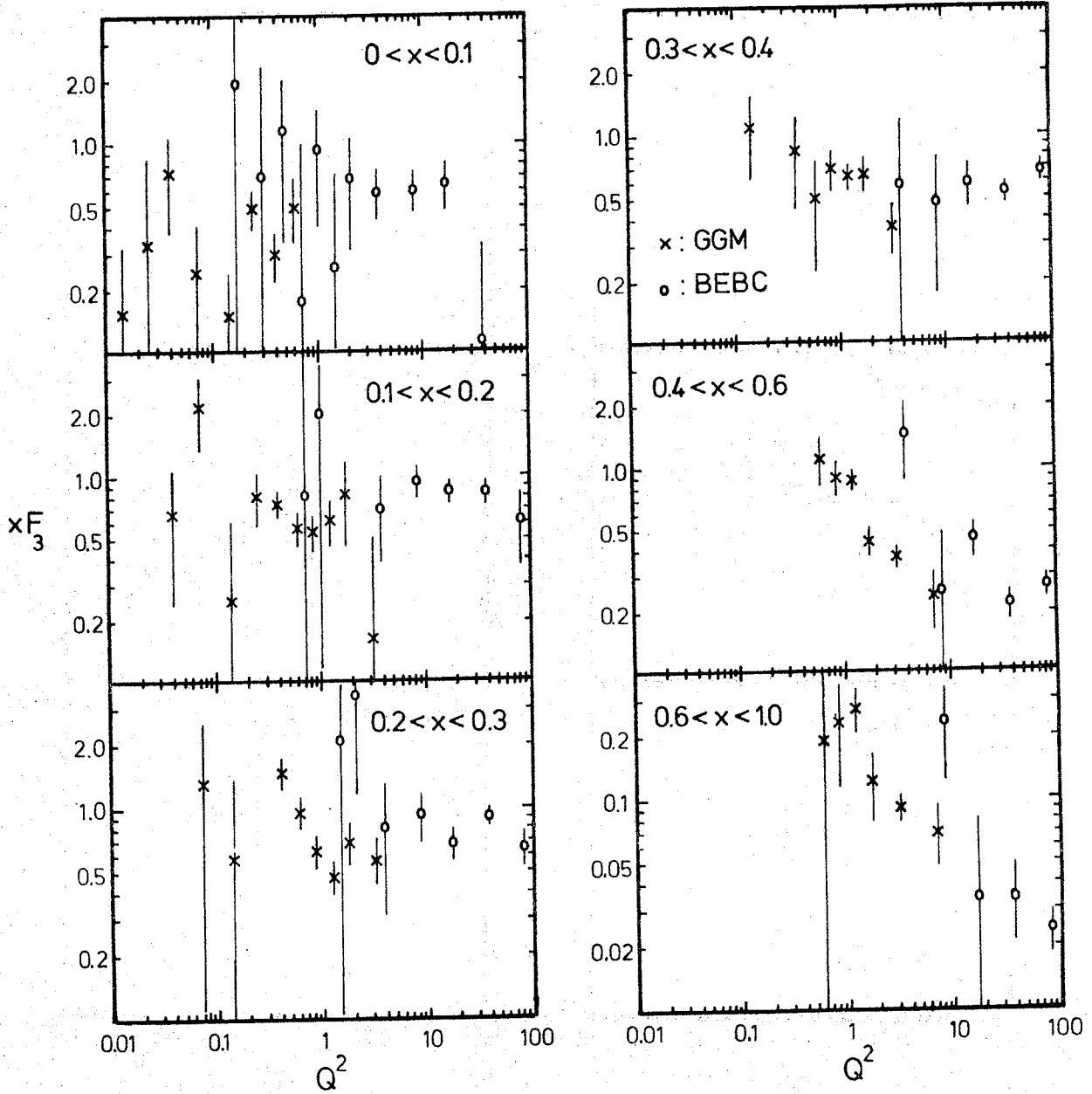


Abb. 6.5: Strukturfunktion  $xF_3(x, Q^2)$  für Gargamelle und BEBC getrennt. Nur der statistische Fehler ist gezeigt.

**Tabelle 6.4: Strukturfunktionen**

| $Q^2$ | $F_2^{VN}(x, Q^2)$         |          |          |          |          |          | Elastisch<br>$x=1$ |
|-------|----------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|--------------------|
|       | $x \rightarrow$<br>0.0-0.1 | 0.1-0.2  | 0.2-0.3  | 0.3-0.4  | 0.4-0.6  | 0.6-1.0  |                    |
| 0.15  | 0.554 b)                   | 0.756 b) | 0.684 b) | 0.233    | a)       | a)       | 0.807              |
|       | $\pm 0.050$                | 0.076    | 0.093    | 0.054    |          |          | 0.061              |
|       | 0.030                      | 0.004    | 0.001    | 0.000    |          |          | 0.000              |
|       | 0.009                      | -0.001   | 0.042    | 0.000    |          |          | -0.009             |
| 0.25  | 0.784                      | 0.804    | 0.977    | 0.978    | 0.301    | a)       | 0.676              |
|       | 0.080                      | 0.087    | 0.111    | 0.127    | 0.059    |          | 0.057              |
|       | 0.056                      | 0.013    | 0.004    | 0.003    | 0.001    |          | 0.000              |
|       | 0.002                      | 0.030    | 0.116    | 0.046    | 0.010    |          | -0.044             |
| 0.40  | 0.614                      | 0.805    | 0.674    | 0.877 b) | 0.783 b) | 0.011    | 0.490              |
|       | 0.068                      | 0.069    | 0.074    | 0.094    | 0.070    | 0.006    | 0.035              |
|       | 0.056                      | 0.040    | 0.006    | 0.005    | 0.003    | 0.000    | 0.000              |
|       | -0.001                     | 0.001    | -0.055   | -0.006   | 0.018    | 0.000    | -0.012             |
| 0.60  | 0.944                      | 0.759    | 0.785    | 0.823    | 0.829    | 0.235 b) | 0.264              |
|       | 0.119                      | 0.079    | 0.088    | 0.094    | 0.078    | 0.035    | 0.027              |
|       | 0.058                      | 0.063    | 0.027    | 0.008    | 0.005    | 0.001    | 0.000              |
|       | 0.002                      | 0.029    | -0.044   | -0.055   | -0.032   | -0.011   | -0.009             |
| 0.85  | 0.928                      | 0.805    | 0.878    | 0.761    | 0.459    | 0.196    | 0.132              |
|       | 0.116                      | 0.091    | 0.081    | 0.083    | 0.051    | 0.028    | 0.016              |
|       | 0.043                      | 0.086    | 0.069    | 0.028    | 0.003    | 0.001    | 0.001              |
|       | -0.003                     | -0.005   | -0.027   | 0.032    | 0.046    | -0.002   | -0.005             |
| 1.25  | 1.355                      | 0.904    | 0.600    | 0.795    | 0.723    | 0.205    | 0.069              |
|       | 0.127                      | 0.111    | 0.071    | 0.074    | 0.054    | 0.022    | 0.009              |
|       | 0.072                      | 0.064    | 0.066    | 0.063    | 0.024    | 0.002    | 0.001              |
|       | 0.027                      | 0.040    | 0.004    | 0.003    | -0.017   | -0.011   | -0.002             |
| 1.75  | 1.225 d)                   | 1.134    | 0.887    | 0.604    | 0.529    | 0.163    | 0.036              |
|       | 0.139                      | 0.157    | 0.126    | 0.088    | 0.052    | 0.022    | 0.007              |
|       | 0.043                      | 0.028    | 0.093    | 0.051    | 0.041    | 0.006    | 0.000              |
|       | 0.022                      | -0.009   | -0.023   | 0.006    | -0.015   | 0.003    | 0.000              |
| 3.15  | 1.440                      | 1.218    | 0.849    | 0.579    | 0.447    | 0.100    | 0.011              |
|       | 0.081                      | 0.082    | 0.075    | 0.061    | 0.034    | 0.010    | 0.002              |
|       | 0.072                      | 0.028    | 0.050    | 0.034    | 0.039    | 0.007    | 0.000              |
|       | 0.005                      | -0.009   | -0.011   | -0.017   | 0.002    | -0.001   | -0.001             |
| 7.00  | 1.514                      | 1.270 d) | 1.128    | 0.725    | 0.342    | 0.064    | 0.000              |
|       | 0.107                      | 0.080    | 0.085    | 0.075    | 0.039    | 0.012    | 0.000              |
|       | 0.182                      | 0.046    | 0.023    | 0.016    | 0.021    | 0.002    | 0.000              |
|       | 0.004                      | 0.019    | -0.014   | -0.006   | 0.004    | 0.002    | 0.000              |
| 14.00 | 1.738                      | 1.196    | 0.924    | 0.710    | 0.335    | 0.041    | 0.000              |
|       | 0.169                      | 0.076    | 0.066    | 0.062    | 0.033    | 0.009    | 0.000              |
|       | 0.189                      | 0.086    | 0.041    | 0.019    | 0.006    | 0.004    | 0.000              |
|       | -0.024                     | 0.010    | 0.006    | -0.002   | -0.007   | 0.000    | 0.000              |
| 31.00 | 0.736                      | 1.258    | 0.893    | 0.547    | 0.248    | 0.035    | 0.000              |
|       | 0.273                      | 0.094    | 0.059    | 0.044    | 0.021    | 0.006    | 0.000              |
|       | 0.121                      | 0.138    | 0.075    | 0.038    | 0.013    | 0.001    | 0.000              |
|       | -0.020                     | 0.047    | 0.037    | 0.000    | 0.001    | 0.000    | 0.000              |
| 70.00 | c)                         | 0.625    | 0.922    | 0.590    | 0.255    | 0.017    | 0.000              |
|       |                            | 0.252    | 0.113    | 0.062    | 0.026    | 0.004    | 0.000              |
|       |                            | 0.118    | 0.133    | 0.064    | 0.023    | 0.001    | 0.000              |
|       |                            | 0.070    | -0.029   | 0.026    | 0.000    | 0.000    | 0.000              |

Tabelle 6.4: Strukturfunktionen (Fortsetzung)

| $Q^2$ | $x F_3^{vN}(x, Q^2)$       |          |          |          |          |          | Elastisch<br>$x=1$ |
|-------|----------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|--------------------|
|       | $x \rightarrow$<br>0.0-0.1 | 0.1-0.2  | 0.2-0.3  | 0.3-0.4  | 0.4-0.6  | 0.6-1.0  |                    |
| 0.15  | 0.156 b)                   | 0.254 b) | 0.584    | 1.092    | a)       | a)       | -0.473             |
|       | $\pm 0.090$                | 0.363    | 0.809    | 0.475    |          |          | 2.275              |
|       | -0.001                     | 0.000    | 0.000    | 0.000    |          |          | 0.000              |
|       | 0.026                      | -0.153   | 0.199    | 0.401    |          |          | -0.666             |
| 0.25  | 0.499                      | 0.818    | -0.097   | -1.187   | 0.090    | a)       | 1.668              |
|       | 0.107                      | 0.244    | 0.538    | 0.871    | 0.489    |          | 1.235              |
|       | -0.002                     | -0.001   | -0.001   | 0.000    | 0.000    |          | 0.000              |
|       | 0.001                      | -0.029   | -0.046   | 0.051    | -0.077   |          | -0.069             |
| 0.40  | 0.304                      | 0.747    | 1.499 b) | 0.839    | -0.183   | -0.109   | 1.264              |
|       | 0.080                      | 0.119    | 0.268    | 0.392    | 0.409    | 0.056    | 0.480              |
|       | -0.003                     | -0.002   | -0.001   | -0.001   | -0.001   | 0.000    | 0.000              |
|       | 0.005                      | 0.006    | -0.086   | -0.020   | 0.034    | 0.026    | 0.093              |
| 0.60  | 0.493                      | 0.570    | 0.967    | 0.498    | 1.116    | 0.192    | 1.174              |
|       | 0.172                      | 0.107    | 0.168    | 0.275    | 0.309    | 0.230    | 0.246              |
|       | -0.009                     | -0.003   | -0.002   | -0.001   | -0.001   | 0.000    | 0.000              |
|       | 0.007                      | 0.042    | -0.094   | -0.105   | -0.046   | -0.038   | -0.024             |
| 0.85  | 0.702                      | 0.549    | 0.637    | 0.690    | 0.908    | 0.235    | 0.529              |
|       | 0.216                      | 0.113    | 0.112    | 0.153    | 0.179    | 0.121    | 0.105              |
|       | -0.009                     | -0.005   | -0.003   | -0.002   | -0.002   | -0.001   | 0.000              |
|       | 0.014                      | 0.005    | -0.026   | 0.077    | 0.066    | 0.046    | -0.024             |
| 1.25  | 0.457                      | 0.626    | 0.477    | 0.640 b) | 0.887    | 0.272    | 0.214              |
|       | 0.241                      | 0.162    | 0.087    | 0.099    | 0.100    | 0.064    | 0.042              |
|       | -0.005                     | -0.012   | -0.003   | -0.003   | -0.002   | 0.000    | 0.000              |
|       | -0.002                     | 0.030    | 0.021    | -0.008   | -0.051   | 0.007    | -0.008             |
| 1.75  | 0.690 d)                   | 0.826    | 0.711    | 0.660    | 0.440 b) | 0.123 b) | 0.086              |
|       | 0.380                      | 0.352    | 0.164    | 0.116    | 0.068    | 0.043    | 0.023              |
|       | -0.006                     | -0.023   | -0.009   | -0.004   | -0.002   | -0.001   | 0.000              |
|       | 0.002                      | -0.016   | -0.030   | 0.020    | -0.018   | 0.008    | 0.000              |
| 3.15  | 0.589                      | 0.453    | 0.597    | 0.579    | 0.377    | 0.092    | 0.017              |
|       | 0.160                      | 0.237    | 0.140    | 0.613    | 0.046    | 0.014    | 0.004              |
|       | -0.009                     | -0.006   | -0.009   | -0.007   | -0.004   | -0.001   | 0.000              |
|       | -0.004                     | 0.033    | -0.001   | -0.017   | -0.001   | -0.004   | -0.001             |
| 7.00  | 0.608                      | 0.957 d) | 0.961    | 0.479    | 0.242    | 0.077    | 0.001              |
|       | 0.132                      | 0.170    | 0.237    | 0.306    | 0.075    | 0.023    | 0.001              |
|       | -0.012                     | -0.012   | -0.008   | -0.004   | -0.004   | -0.002   | 0.000              |
|       | 0.007                      | 0.006    | -0.055   | 0.009    | 0.000    | -0.002   | 0.000              |
| 14.00 | 0.646                      | 0.857    | 0.682    | 0.593    | 0.460    | 0.034    | 0.000              |
|       | 0.172                      | 0.114    | 0.122    | 0.142    | 0.097    | 0.048    | 0.000              |
|       | -0.005                     | -0.017   | -0.009   | -0.006   | -0.002   | -0.001   | 0.000              |
|       | -0.017                     | 0.007    | -0.008   | 0.000    | -0.011   | -0.002   | 0.000              |
| 31.00 | 0.114                      | 0.848    | 0.914    | 0.536    | 0.219    | 0.034    | 0.000              |
|       | 0.220                      | 0.117    | 0.081    | 0.064    | 0.036    | 0.013    | 0.000              |
|       | 0.000                      | -0.005   | -0.012   | -0.007   | -0.003   | -0.001   | 0.000              |
|       | -0.005                     | 0.012    | 0.031    | -0.004   | 0.001    | -0.001   | 0.000              |
| 70.00 | c)                         | 0.611    | 0.652    | 0.672    | 0.269    | 0.024    | 0.000              |
|       |                            | 0.246    | 0.125    | 0.076    | 0.035    | 0.006    | 0.000              |
|       |                            | 0.000    | 0.000    | -0.002   | -0.003   | -0.001   | 0.000              |
|       |                            | 0.068    | -0.021   | 0.026    | -0.002   | 0.026    | 0.000              |

#### Tabelle 6.4: Strukturfunktionen (Fortsetzung)

Die erste Zahl in jeder Spalte gibt den Wert der Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  oder  $xF_3(x, Q^2)$  in diesem Intervall an, der unter der Annahme  $2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2)$  berechnet wurde. Die nächsten Werte geben die Größe der folgenden Fehler an:

- i) Statistischer Fehler
  - ii) Einfluß der Verringerung des Wertes von  $A=2xF_1/F_2$  von 1.0 auf 0.8 .
  - iii) Abschätzung des Fehlers aus der Korrektur der experimentellen Auflösung und der Zentrierung auf einen Wert von  $Q^2$  .
- 
- a) Strukturfunktionen sind Null in diesem Bereich ( unterhalb der Pion-Schwelle ).
  - b) Beginn der kombinierten BEBC- und Gargamelle-Daten. Werte rechts und oberhalb stammen nur von Gargamelle allein, links und unterhalb bis  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  von BEBC und Gargamelle und für größere Werte von  $Q^2$  nur von BEBC .
  - c) Keine Daten in diesem Bereich .
  - d) Keine Daten von Gargamelle in diesem Bereich .

werden. Die Ergebnisse sind für  $F_2(x, Q^2)$  in Abbildung 6.6 und für  $xF_3(x, Q^2)$  in Abbildung 6.7 dargestellt. Sie zeigen eine deutliche  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen bei kleinen und großen Werten von  $x$  und damit eine klare Abweichung vom Skalenverhalten des einfachen Quark-Parton-Modells.

#### 6.4.2 Strukturfunktionen für elastische Reaktionen

Die  $Q^2$ -Verteilung der identifizierten elastischen Ereignisse wurde in Tabelle C.4 und C.5 gesondert aufgetragen. Im BEBC-Experiment ist wegen der aus den Scan-Kriterien herührenden schlechten Nachweiswahrscheinlichkeit für elastische Reaktionen eine Bestimmung der Strukturfunktionen dafür praktisch nicht möglich. Für das Gargamelle-Experiment wurden die Strukturfunktionen für die elastische Reaktion genauso ermittelt wie für die inelastischen Reaktionen. Bei der Berechnung der entsprechenden Flußintegrale (Gln. 6.6) wurde allerdings die Integration in  $x$  durch den festen Wert  $x = 1.0$  ersetzt.

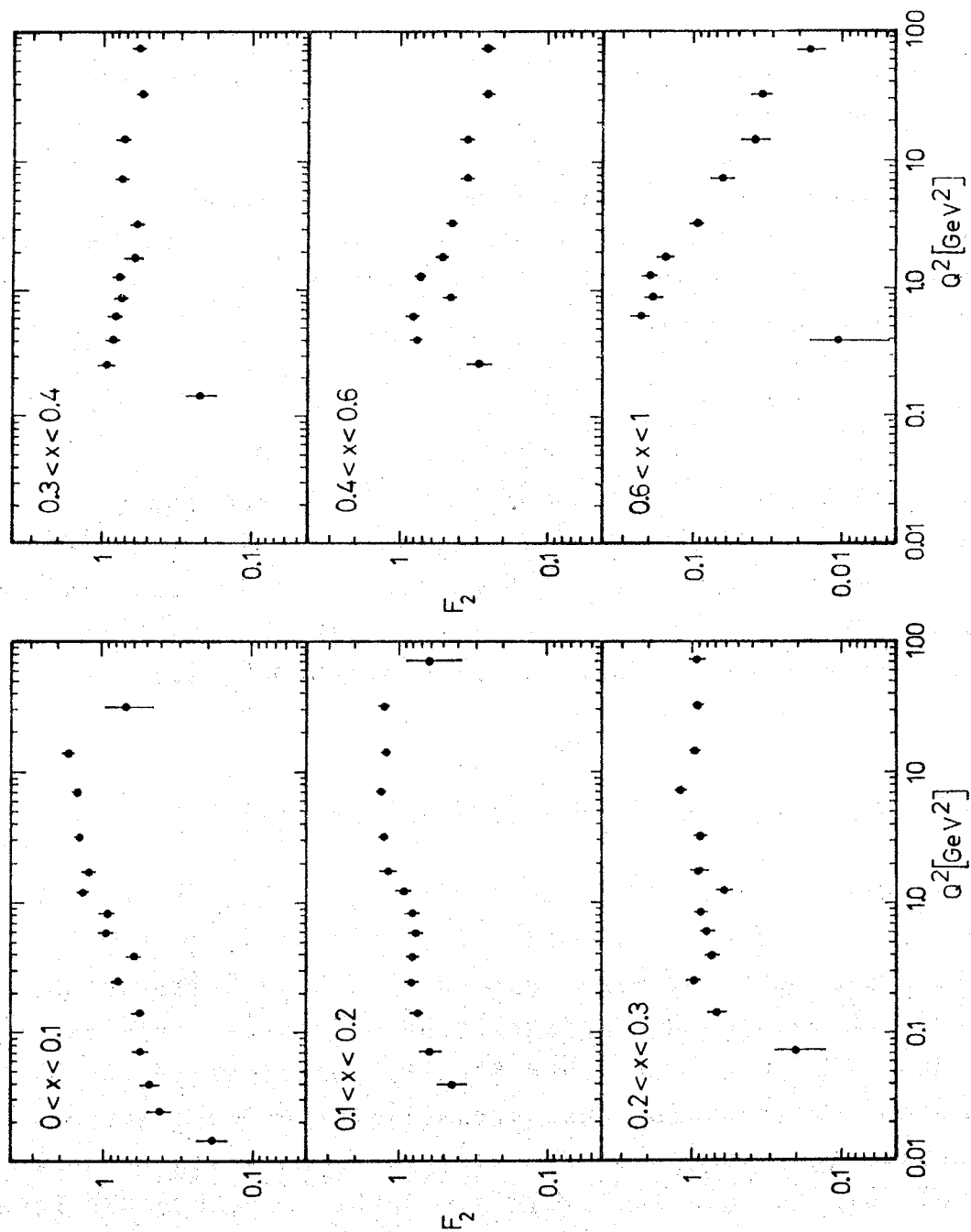


Abb. 6.6:  $F_2(x, Q^2)$  aus den kombinierten Werten von Gargamelle und BEBC.

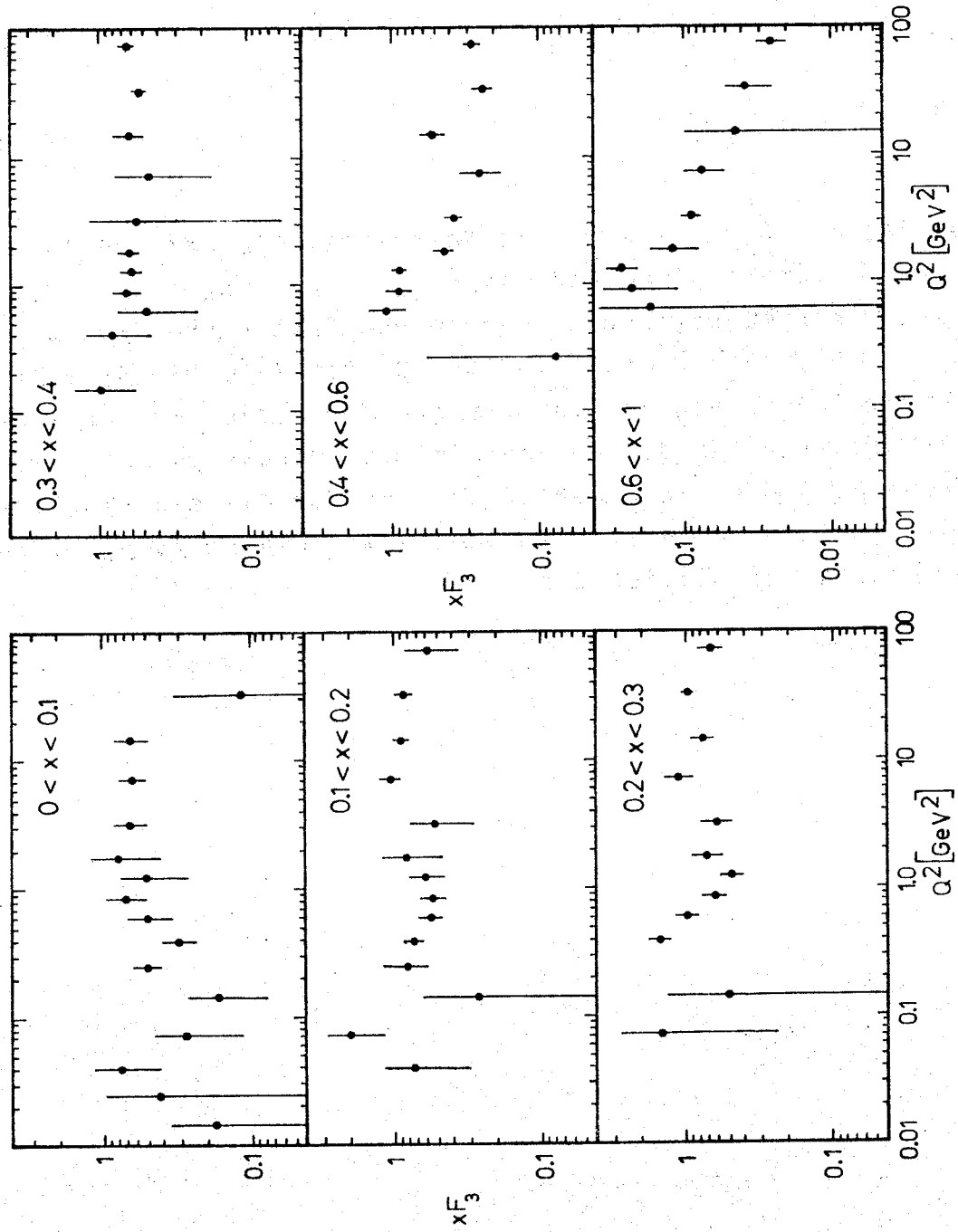


Abb. 6.7: Kombinierte Werte von Gargamelle und BEBC für  $xF_3(x, Q^2)$ .

Die Ergebnisse sind in der letzten Spalte der Tabelle 6.4 angegeben und in Abb. 6.8 dargestellt. Die unterbrochene Kurve zeigt dort den Verlauf aus der Parametrisierung durch Dipol-Formfaktoren<sup>30,36</sup>

$$F_2^{el}(Q^2) = \frac{1}{2} \left[ \lambda^2 F_A^2 + \frac{(1 + \beta^2 Q^2 / 4M^2)}{(1 + Q^2 / 4M^2)} F_V^2 \right] \quad (6.25)$$

$$xF_3^{el}(Q^2) = \lambda \beta F_A F_V \quad . \quad (6.26)$$

Dabei ist  $\lambda = G_A / G_V = 1.22$  das Verhältnis der Axialvektor- und der Vektor-Kopplungskonstanten,  $\beta = \mu_p - \mu_n = 4.71$  die Differenz der magnetischen Momente von Proton und Neutron,  $F_V = (1 + Q^2 / 0.71)^{-2}$  und  $F_A = (1 + Q^2 / 0.90)^{-2}$ . Die Anpassung der Parametrisierung an die Meßwerte durch die Formfaktoren ist so gut, daß für die weitere Analyse direkt die Ausdrücke 6.25 und 6.26 mit einem Fehler von 10% für die elastischen Strukturfunktionen benutzt wurden, zumal eine Messung im BEBC-Experiment nicht möglich war.

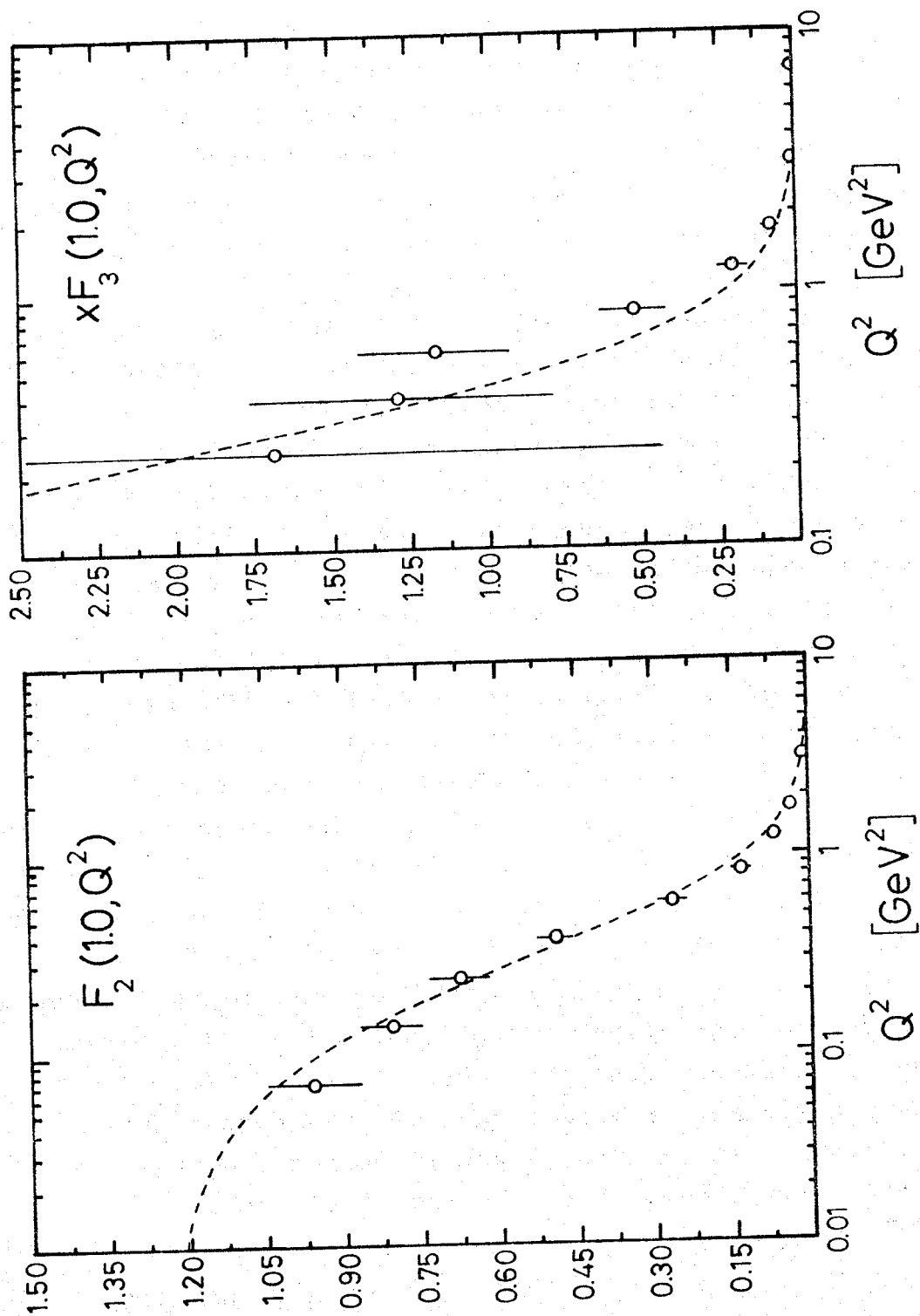


Abb. 6.8: Strukturfunktionen  $F_2^{el}(Q^2)$  und  $xF_3^{el}(Q^2)$  für elastische Reaktionen aus dem Gargamelle-Experiment. Die unterbrochenen Linien zeigen die Anpassung der theoretischen Vorhersagen aus den Dipol-Formfaktoren (Gln. 6.25, 6.26).

## 7. Vergleich mit den Aussagen der Theorie

Die in diesem Experiment gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für CC-Reaktionen zeigen den vom Quark-Parton-Modell vorausgesagten linearen Anstieg (Gl. 2.24) mit der Energie (Abb. 6.1). Im Rahmen der Fehler sind keine Abweichungen von der Linearität beobachtbar, die auf Propagatoreffekte durch kleine Massen der ausgetauschten Bosonen hindeuten könnten. Auch die aus den QCD-Berechnungen erwartete schwache Abnahme von  $\sigma/E_\nu$  für Neutrinoreaktionen und der entsprechende Anstieg für Antineutrinoreaktionen konnte genau wie in anderen Experimenten<sup>16,132-135</sup> nicht bestätigt werden. Für Werte von  $\Lambda \approx 0.3$  GeV sind die QCD-Effekte im betrachteten Energiebereich allerdings auch so schwach, daß sie nicht ausgeschlossen werden können. Die Strukturfunktionen  $F_2(x, Q^2)$  und  $xF_3(x, Q^2)$  zeigen jedoch im Gegensatz zur Skaleninvarianz des Quark-Parton-Modells eine deutliche  $Q^2$ -Abhängigkeit. Im ersten Teil dieses Kapitels werden daher die Ergebnisse zunächst im Bild des Quark-Parton-Modells untersucht. In den beiden folgenden Abschnitten werden die Verletzungen des Skalenverhaltens, die bei den Strukturfunktionen beobachtet wurden, mit den QCD-Voraussagen verglichen. Dabei werden sowohl für die Momente der Strukturfunktionen wie auch für die Strukturfunktionen selbst Voraussagen der QCD in erster und zweiter Ordnung der Störungsrechnung benutzt. Der Einfluß der in der Störungsrechnung nicht erfaßbaren Higher-Twist-Effekte (Kap. 2.6) auf diesen Vergleich und die Bestimmung des Skalenparameters  $\Lambda$  wird für jede benutzte Methode untersucht. Dem Vergleich der Daten mit der Gross Llewellyn-Smith Summenregel (Gl. 2.40), der zusammen mit anderen Mitgliedern der Kollaboration durchgeführt wurde<sup>136</sup>, muß dabei eine besondere Bedeutung zugemessen werden (Kap. 7.2.5), da für diese Summenregel exaktere Voraussagen für die Higher-Twist-Effekte existieren. Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse der QCD-Analyse mit anderen Experimenten verglichen.

## 7.1 Vergleich mit dem Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Modell wie auch in der QCD werden die Strukturfunktionen  $F_2(x)$  und  $xF_3(x)$  als Summe und Differenz der Impulsdichten von Quarks und Antiquarks interpretiert (Gl. 2.37, 2.38). Für die Impulsdichten der Quarks bzw. Antiquarks allein gilt daher (vergl. Gl. 2.43, 2.44)

$$Q(x) = xq(x) = (F_2(x) + xF_3(x))/2 \quad (7.1)$$

$$\bar{Q}(x) = x\bar{q}(x) = (F_2(x) - xF_3(x))/2 \quad (7.2)$$

In Abb. 7.1 sind die Strukturfunktionen  $F_2(x)$  und  $xF_3(x)$  aufgetragen, die aus den BEBC-Daten mit  $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  bestimmt wurden. Sie stimmen für  $x > 0.4$  in guter Näherung überein, d.h. Antiquarks spielen in diesem Bereich keine Rolle mehr. Zu kleinen  $x$  hin steigt durch den wachsenden Anteil der Seequarks  $F_2(x)$  weiter an, während  $xF_3(x)$ , also der Anteil der Valenzquarks, rasch abfällt. Die nach Gl. 7.1 und 7.2 daraus bestimmten Impulsdichten sind in Abb. 7.2 aufgetragen. Ihr Verhalten läßt sich durch eine Parametrisierung der Form

$$C (1 - x)^a \quad (7.3)$$

beschreiben, für Quarks allerdings nur für  $x > 0.2$ . Eine Anpassung an die gemessenen Werte liefert für die Exponenten

$$\text{Quarks:} \quad a = 3.01^{+0.18}_{-0.16} \quad (0.3 < x < 1.0)$$

$$\text{Antiquarks:} \quad a = 6.70^{+1.70}_{-1.40} \quad (0.0 < x < 1.0) \quad (7.4)$$

Die Form (7.3) mit dem Exponenten aus (7.4) beschreibt das Verhalten der Quarks auch bei  $x = 0.25$  noch gut, obwohl dieser Punkt für die Anpassung nicht benutzt wurde. Der Anteil der Antiquarks ist für  $x \geq 0.4$  praktisch gleich Null. Dort können also beide Strukturfunktionen sicher durch eine Parametrisierung der Form (7.3) beschrieben werden.

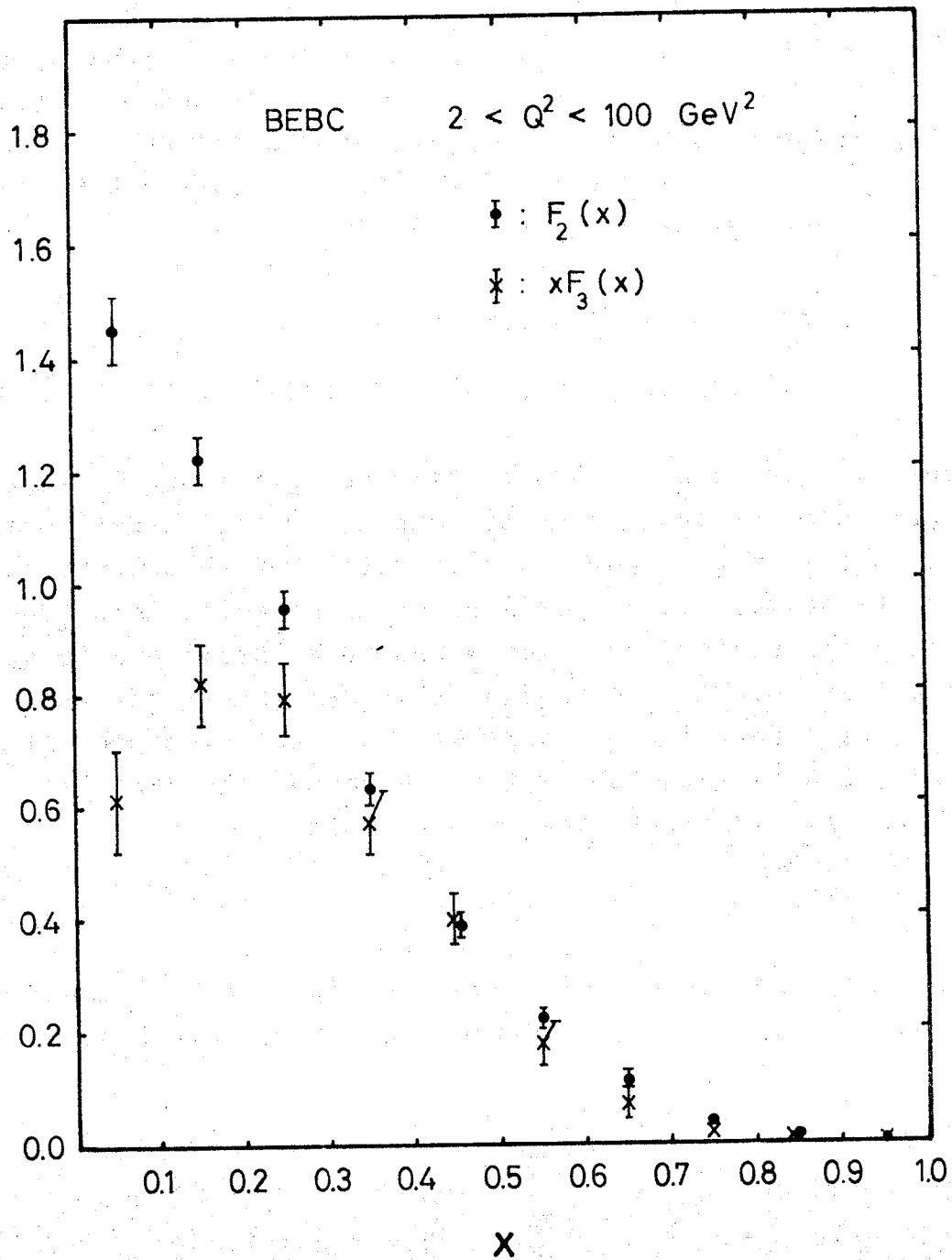


Abb. 7.1: Die Strukturfunktionen  $F_2(x)$  und  $xF_3(x)$  aus dem BEBC-Experiment für den zusammengefaßten Bereich  $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ .

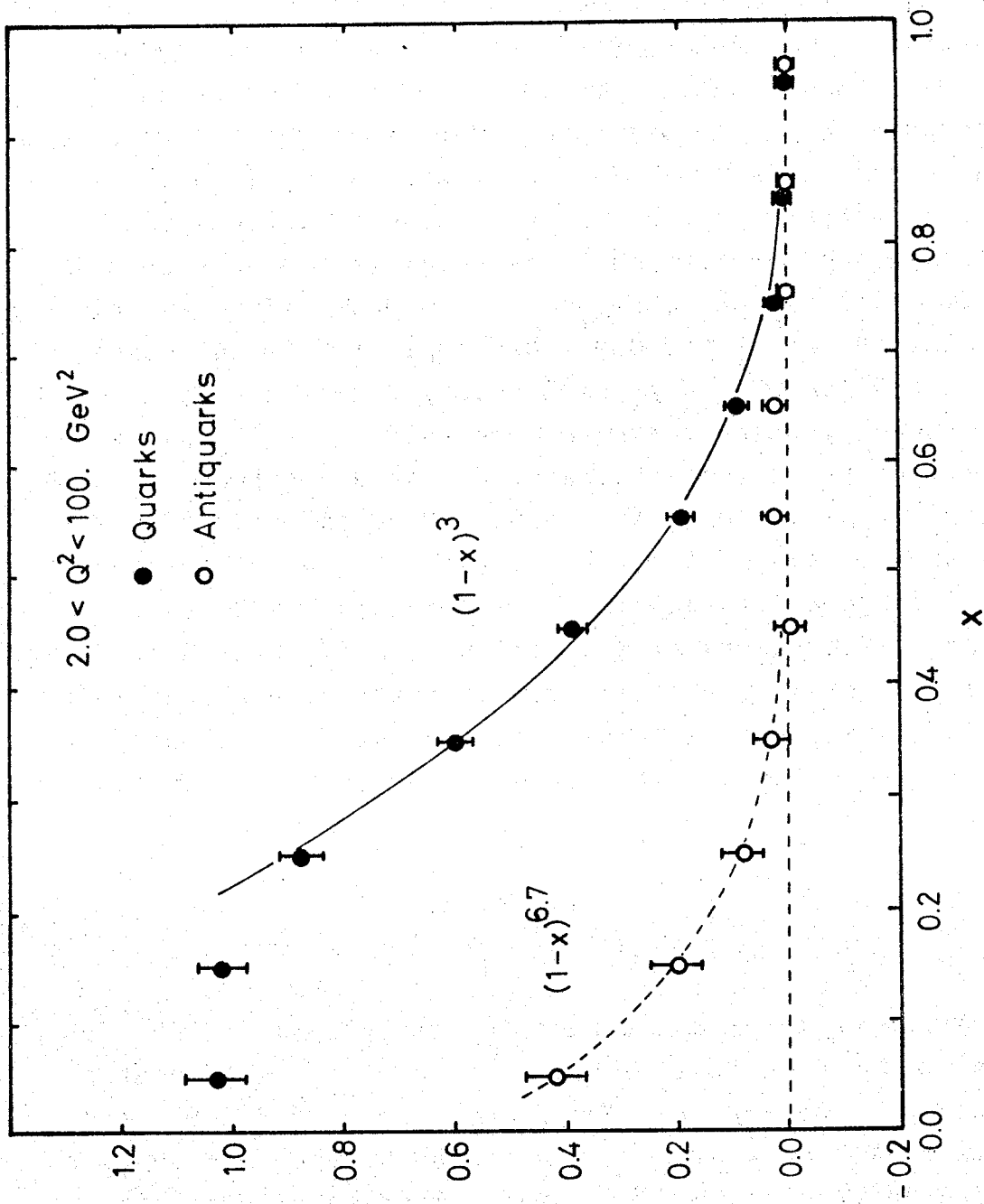


Abb. 7.2: Impulsdichten für Quarks und Antiquarks aus den zusammengefaßten Daten des BEBC-Experiments für  $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ . Die Kurven stellen eine Anpassung an den gemessenen Verlauf dar.

Den gesamten, von Quarks und Antiquarks getragenen Anteil am Impuls des Nukleons erhält man durch Integration von  $F_2(x, Q^2)$  über  $x$ . Das Integral wurde dabei durch die Summe über die mit der Intervallbreite in  $x$  gewichteten Werte aus Tabelle 6.4 ersetzt. Der Beitrag der elastischen Strukturfunktion wurde aus der theoretischen Beschreibung (Gl. 6.25) bestimmt, da er im BEBC-Experiment nicht gemessen werden konnte (Kap. 6.4.2). Das Ergebnis ist in Abhängigkeit von  $Q^2$  in Abb. 7.3 aufgetragen. Der steile Anstieg zu kleinen  $Q^2$  hin wird durch den elastischen Beitrag hervorgerufen, der durch die unterbrochene Kurve dargestellt ist. Die Interpretation von  $F_2(x, Q^2)$  als gesamter Impulsanteil, der von Quarks und Antiquarks getragen wird, ist jedoch nur für den tief-inelastischen Bereich gültig<sup>137</sup>, in dem die elastischen Reaktionen nicht mehr beitragen, also hier praktisch für  $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$ . Der Impulsanteil der Quarks und Antiquarks beträgt dort nach Abb. 7.3 zwischen 55 und 40% und nimmt nach großen  $Q^2$  hin ab. Der Anteil  $1 - \int F_2 dx$  muß von Konstituenten getragen werden, die an der schwachen Wechselwirkung nicht teilnehmen. Nach heutigem Verständnis sind das die Gluonen. In Abb. 7.4 ist das entsprechende Integral über  $xF_3(x, Q^2)$  dargestellt, das im tief-inelastischen Bereich den Anteil der Valenzquarks am Nukleonimpuls mißt. Auch hier ist ein leichter Abfall mit steigendem  $Q^2$  feststellbar. Der relative Anteil der Antiquarks am Impuls, der von Quarks und Antiquarks zusammen getragen wird, ist nach Gl. 2.47 und 2.48 durch den Parameter  $B = \int xF_3(x) dx / \int F_2(x) dx$  bestimmt:

$$\frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}} = \frac{1 - B}{2} \quad (7.5)$$

Der gemessene Wert von  $B$  als Funktion von  $Q^2$  ist in Abb. 7.5 aufgetragen. Der steile Anstieg bei kleinen  $Q^2$  ist wieder durch den elastischen Beitrag hervorgerufen. Für  $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$  sind die Werte praktisch konstant. Für diesen Bereich, in dem der elastische Beitrag sicher keine Rolle mehr spielt, erhält man

$$\frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}} = (12.9 \pm 4.7)\% \quad (7.6)$$

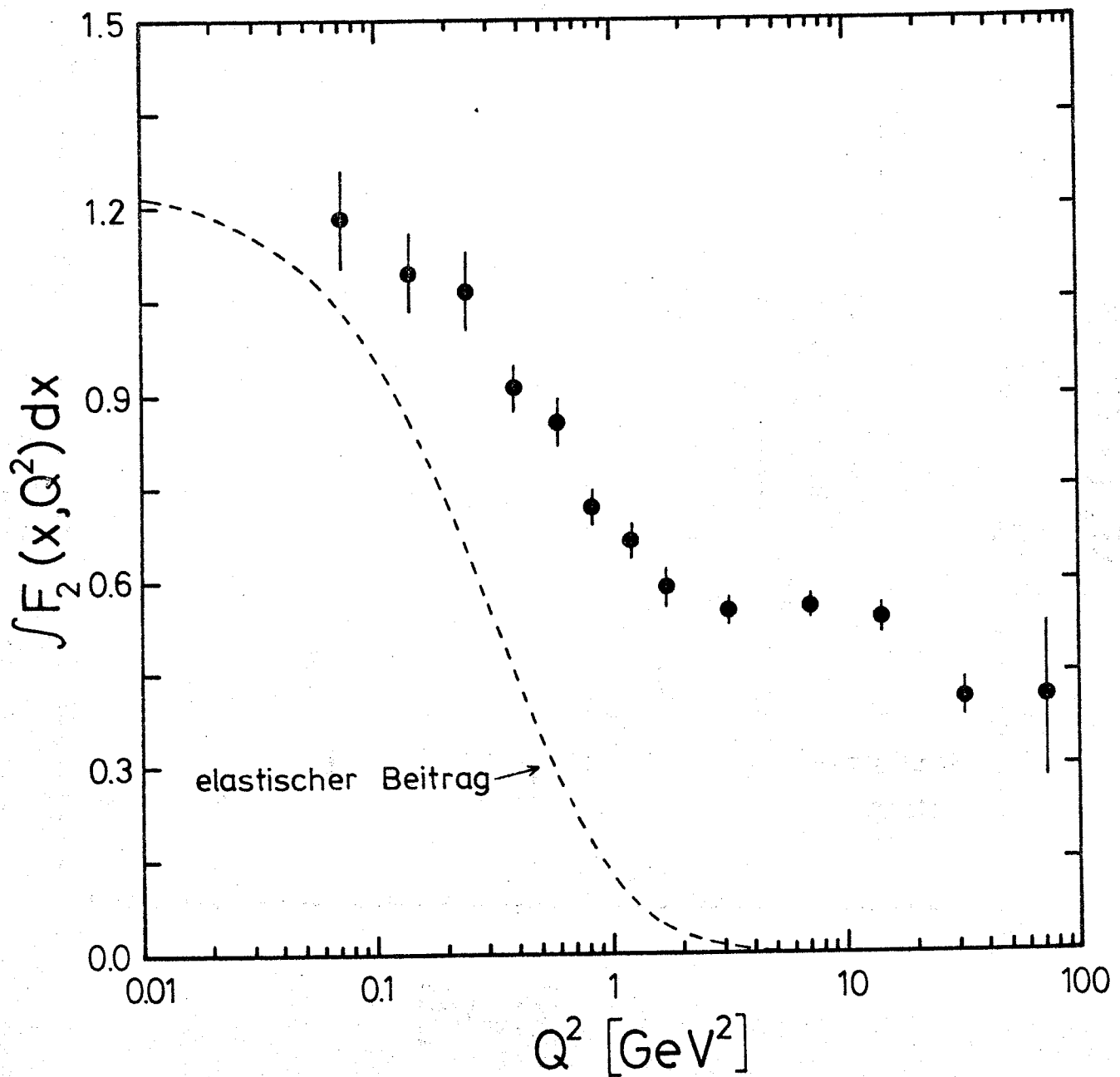


Abb. 7.3: Das Integral über  $F_2(x, Q^2)$  mißt den gesamten, von Quarks und Antiquarks getragenen Anteil an Nukleonimpuls. Die unterbrochene Kurve zeigt den Beitrag der elastischen Reaktionen.

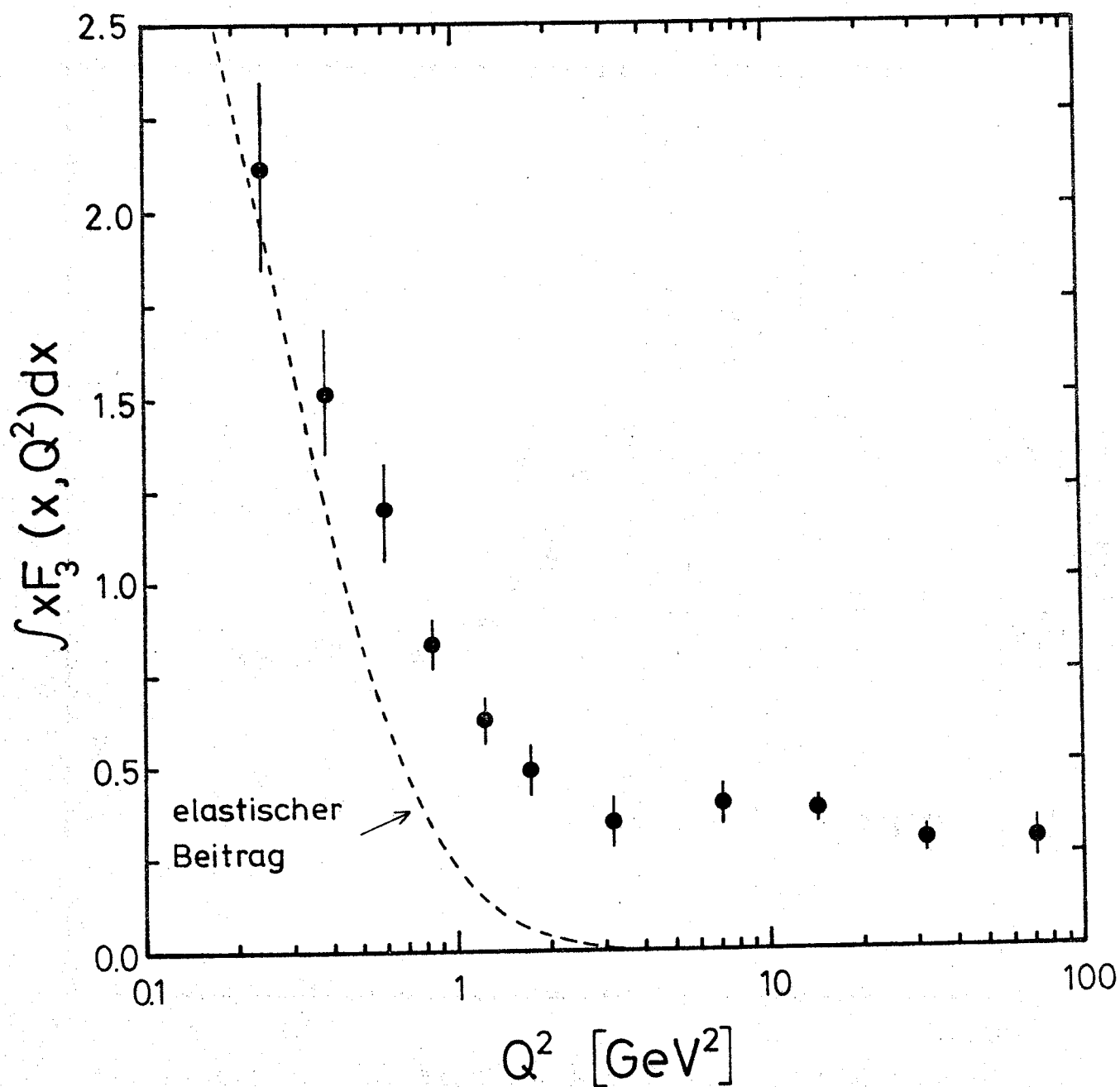


Abb. 7.4: Das Integral über  $xF_3(x, Q^2)$  mißt den von Valenzquarks getragenen Anteil am Nukleonimpuls. Der Beitrag der elastischen Reaktionen ist durch die unterbrochene Kurve dargestellt.

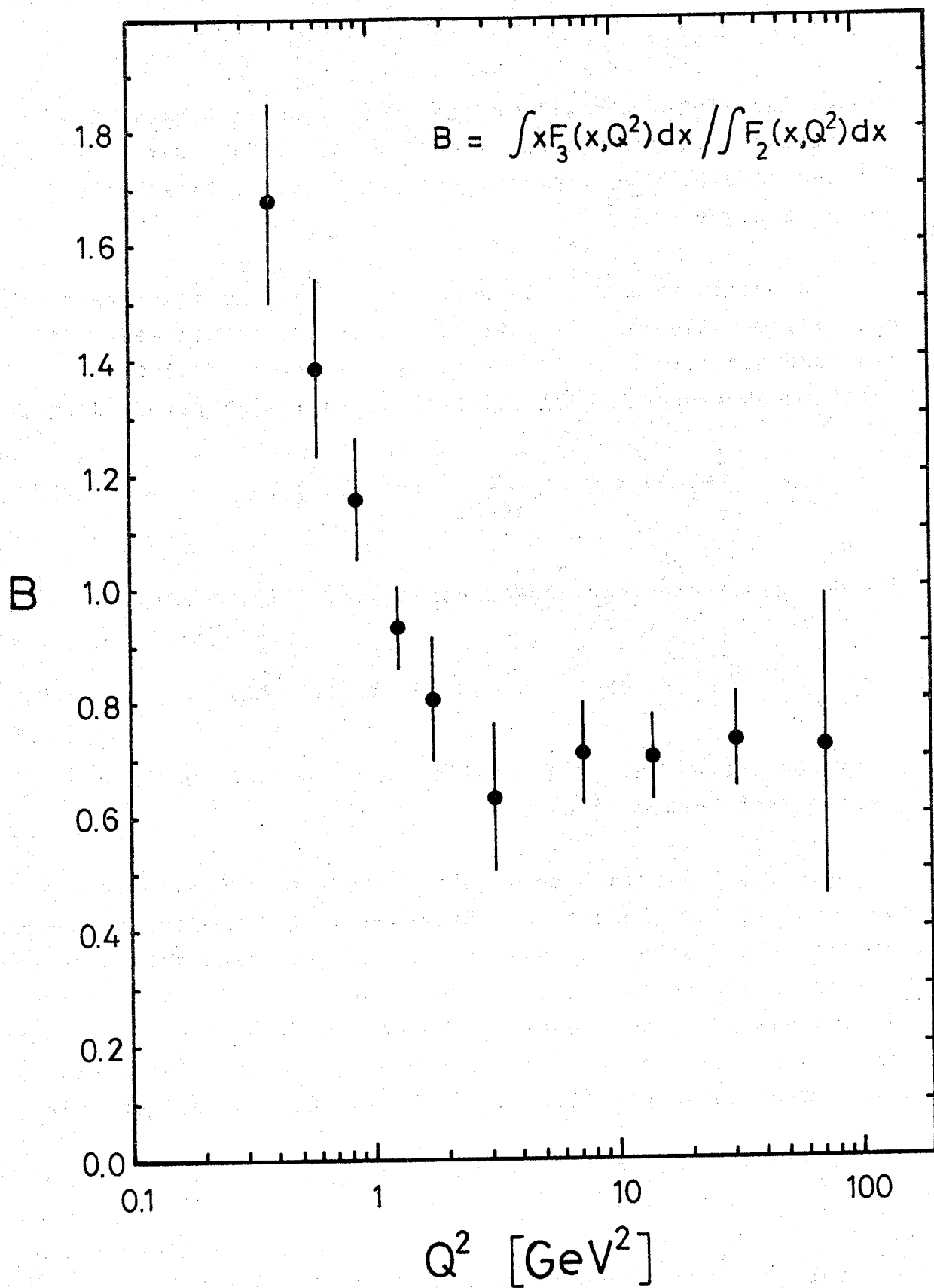


Abb. 7.5: Die Größe  $B = \int F_2 dx / \int x F_3 dx$  ist ein Maß für den von Antiquarks getragenen Anteil am gesamten von Quarks und Antiquarks getragenen Nukleonimpuls. Der Anstieg bei kleinen  $Q^2$  ist auf die elastischen Reaktionen zurückzuführen.

Dieses Resultat ist deutlich größer als der im Gargamelle-Experiment allein gemessene Wert<sup>36</sup> von  $(5 \pm 2)\%$ . Diese Zunahme des Impulsanteils der Antiquarks mit  $Q^2$  ist im Einklang mit der Voraussage der QCD.

Der Mittelwert des von Quarks plus Antiquarks getragenen Anteils am Nukleonimpuls läßt sich auch aus den totalen Wirkungsquerschnitten für CC-Reaktionen bestimmen. Aus Gl. 2.24 folgt durch Einsetzen der Callan-Gross-Relation (2.39) direkt

$$\int_0^1 F_2(x) dx = \frac{3\pi}{4G^2 M_E^2} (\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}}) \quad (7.7)$$

Mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten (6.3) erhält man

$$\int_0^1 F_2(x) dx = 0.468 \pm 0.007 \pm 0.027 \quad , \quad (7.8)$$

wobei der erste Fehler der statistische und der zweite der systematische Fehler ist.

Das Quark-Parton-Modell geht davon aus, daß die Wirkungsquerschnitte für inelastische Reaktionen als inkohärente Summe über die elastischen Lepton-Quark-Wirkungsquerschnitte geschrieben werden können (Gl. 2.31). Die Strukturfunktionen, die in  $\nu N$ - und  $eN$ - oder  $\mu N$ -Streuexperimenten gemessen werden, sind daher direkt über die elektrischen Ladungen der beteiligten Partonen miteinander verknüpft (Gl. 2.41). Es sollte also gelten, daß

$$F_2^{\nu N}(x, Q^2) = \frac{18}{5} F_2^{\mu N}(x, Q^2) = \frac{9}{5} F_2^{ed}(x, Q^2) \quad , \quad (7.9)$$

wobei d für Deuteron steht. In Abb. 7.6 sind zusammen mit den Ergebnissen dieses Experiments die Werte für  $9/5 F_2^{ed}(x, Q^2)$  aus den Messungen am SLAC bei niedrigen Energien<sup>138</sup> und für  $18/5 F_2^{\mu N}(x, Q^2)$  aus den Resultaten der EMC<sup>19</sup> aufgetragen.

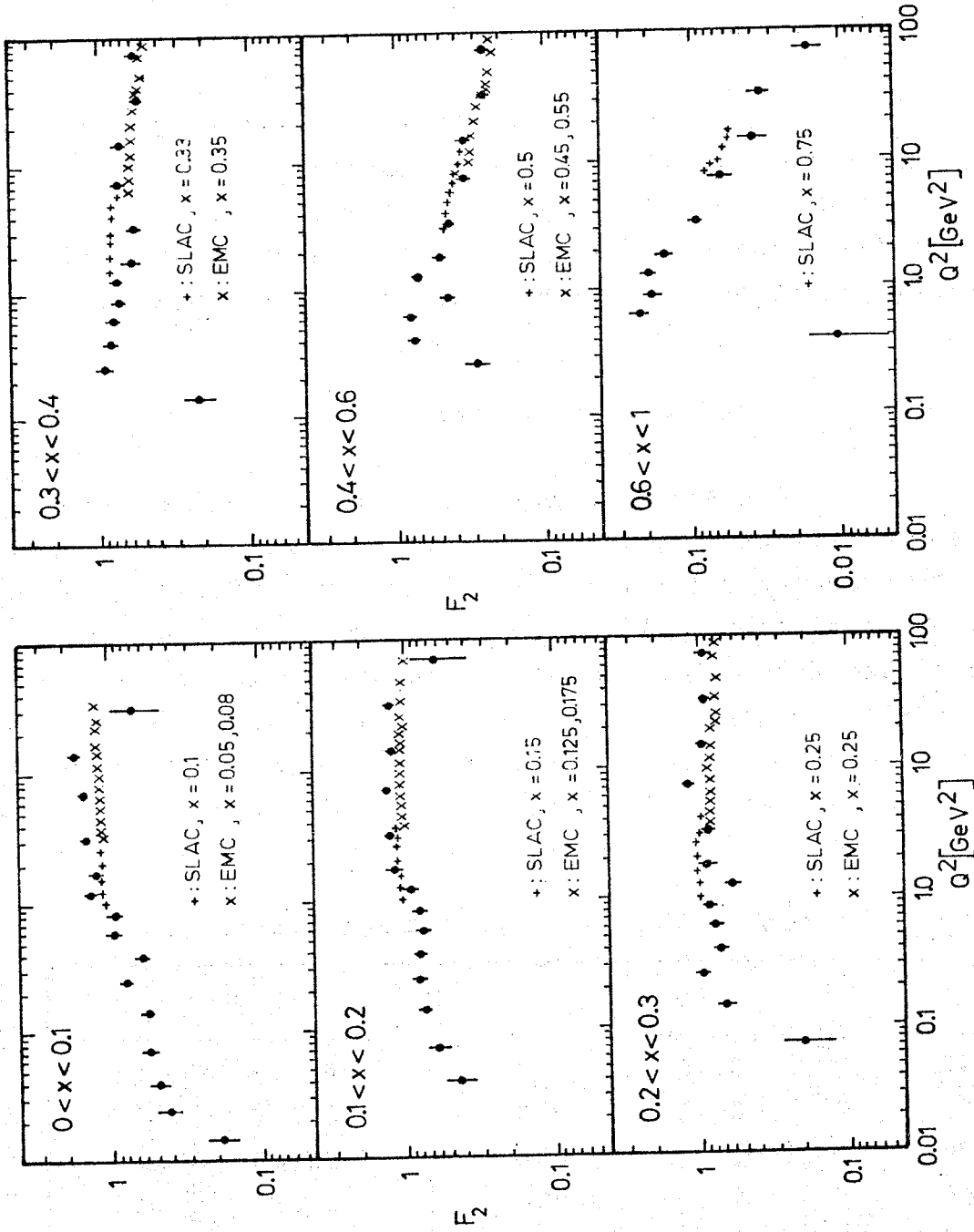


Abb. 7.6: Vergleich der Strukturfunktionen  $F_2^{\text{EMC}}$  aus verschiedenen  $eN$ -Streuexperimenten. Zusammen mit den Ergebnissen dieses Experiments sind die Werte  $9/5 F_2^{\text{SLAC}}$  (SLAC, Ref. 138) und  $18/5 F_2^{\text{EMC}}$  (Ref. 19) aufgetragen.

Berücksichtigt man die systematischen Fehler der drei Experimente sowie die Tatsache, daß die SLAC-Werte bei festem  $x$  gemessen wurden und die EMC-Werte für die Auftragung gemittelt wurden, so ist die Übereinstimmung mit (7.9) sehr gut. Bemerkenswert ist, daß alle drei Experimente die gleiche Abhängigkeit der Strukturfunktion von  $Q^2$  zeigen, ungeachtet der sicher nicht perfekten Relativnormalisation der Ergebnisse.

Ein Test auf Abweichungen vom Skalenverhalten, der von den systematischen Fehlern aus der Flußmessung frei ist, kann nach Gl. 2.25 durch die Messung des Mittelwertes einer nur von den Skalenvariablen  $x$  und  $y$  abhängigen Größe in verschiedenen Energiebereichen vorgenommen werden. Hier wurde dazu die Größe

$$\langle Q^2/E_\nu \rangle = 2M\langle xy \rangle \quad (7.10)$$

ausgewählt, da sie nach Gl. 2.6 nur aus der Messung der Myonspur bestimmt werden kann und damit auch von den Korrekturen für die gemessene Hadronenergie unabhängig ist. Diese spielen nur bei der Auftragung gegen  $E_\nu$  eine Rolle. Um auch dabei den Einfluß dieser Korrekturen möglichst gering zu halten, wurden die Intervalle so gewählt, daß nach den Ergebnissen der Experimentsimulation (Kap. 5.1) die Wahrscheinlichkeit der Zuordnung zum falschen Intervall vernachlässigbar klein wurde. Die Ergebnisse aus den BEBC-Daten sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt:

Tabelle 7.1: Flußunabhängiger Test des Skalenverhaltens

| $E_\nu$   | $\langle Q^2/E_\nu \rangle_\nu$ | $\langle Q^2/E_\nu \rangle / \bar{\nu}$ |
|-----------|---------------------------------|-----------------------------------------|
| 5 - 40    | $0.207 \pm 0.010$               | $0.126 \pm 0.011$                       |
| 40 - 80   | $0.193 \pm 0.006$               | $0.114 \pm 0.005$                       |
| 80 - 120  | $0.196 \pm 0.008$               | $0.102 \pm 0.007$                       |
| 120 - 160 | $0.191 \pm 0.008$               | $0.093 \pm 0.010$                       |
| 160 - 200 | $0.174 \pm 0.008$               | $0.093 \pm 0.011$                       |

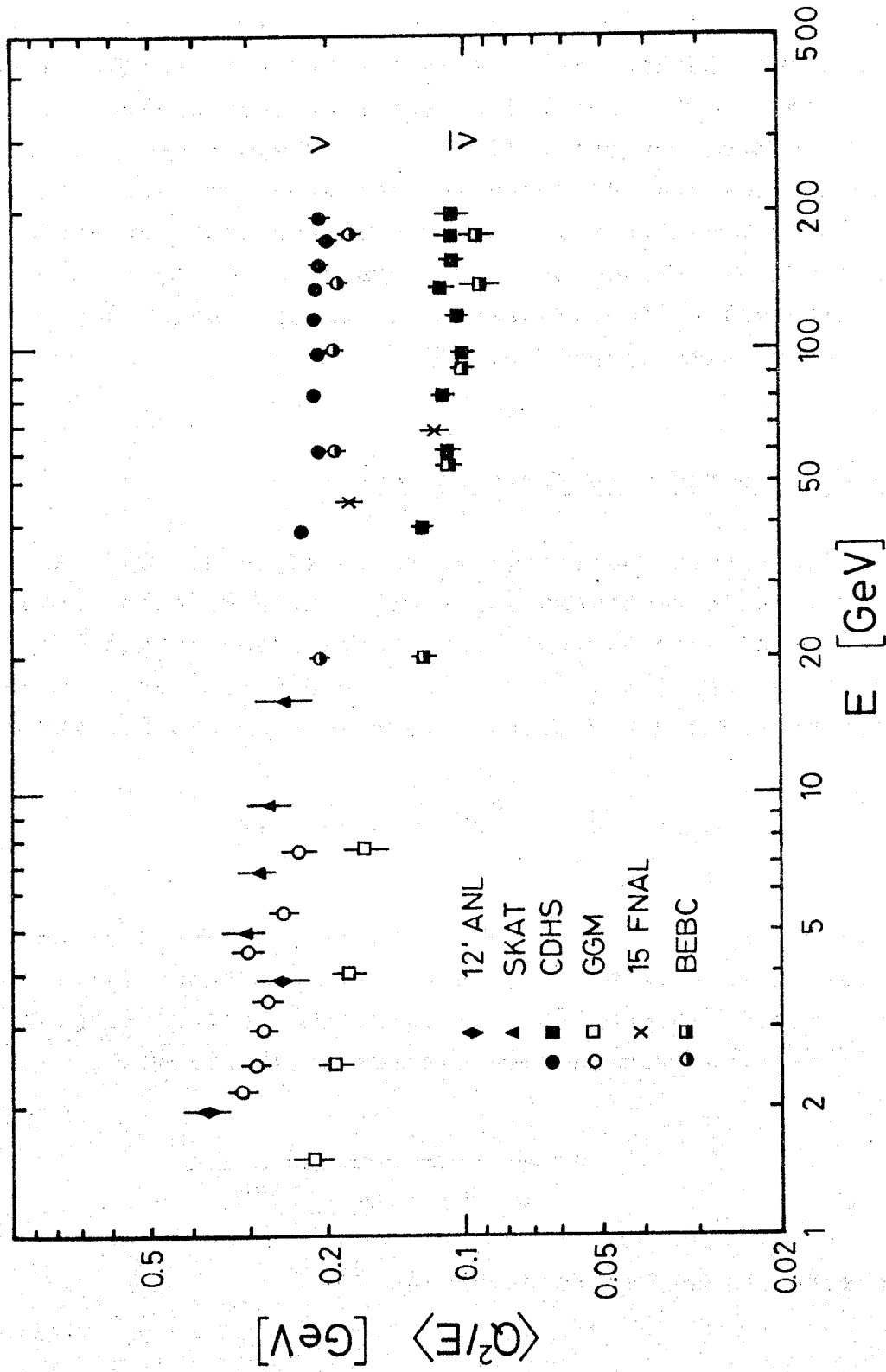


Abb. 7.7: Die Skalengröße  $\langle Q^2/E \rangle$  aus dem BEBC-Experiment im Vergleich zu einer Zusammenstellung der Resultate anderer Neutrino-Experimente (Ref. 28).

Die Werte zeigen eine zwar schwache, aber doch deutlich vorhandene Abhängigkeit von  $E_\nu$ . In Abb. 7.7 sind die Ergebnisse in einer Sammlung der Resultate anderer Neutrino-Experimente, die aus Ref. 28 übernommen wurde, mit dargestellt. Alle diese Experimente beobachten eine in der Größe übereinstimmende Abweichung vom Skalenverhalten des Quark-Parton-Modells. Für einen direkten, quantitativen Vergleich mit der QCD liegen jedoch keine theoretischen Berechnungen vor. Hervorzuheben ist jedoch, daß die Abweichungen vom Skalenverhalten auch noch bei großen Werten von  $E_\nu$  und damit großen  $Q^2$  beobachtet werden, wo Targetmassen- und Higher-Twist-Effekte keine Rolle mehr spielen sollten (Kap. 2.6, 2.7).

## 7.2 Momente der Strukturfunktionen

Die ersten quantitativen Voraussagen der QCD für Abweichungen vom Skalenverhalten des Quark-Parton-Modells wurden für die von Cornwall und Norton<sup>59</sup> definierten Momente der Strukturfunktionen gemacht (Kap. 2.5), also für die mit verschiedenen Potenzen von  $x$  gewichteten Integrale über die Strukturfunktion:

$$M_i(N, Q^2) = \int_0^1 x^{N-2} F_i(x, Q^2) dx \quad . \quad (7.11)$$

Da man erwartet, daß kinematische Effekte durch die Masse des Targetnukleons (Kap. 2.7) in dem kinematischen Bereich dieses Experiments zumindest bei kleineren  $Q^2$  noch eine beträchtliche Rolle spielen, werden hier die auf die Variable

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2}} \quad (7.12)$$

umgeschriebenen Nachtmann-Momente<sup>22,76</sup>

$$M_2(N, Q^2) = \int_0^1 \frac{\xi^{N-1}}{x^3} F_2(x, Q^2) \cdot \frac{(N^2 + 2N + 3) + 3(N+1) \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2} + N(N+2) 4M^2 x^2 / Q^2}{(N+2)(N+3)} dx \quad (7.13)$$

$$M_3(N, Q^2) = \int_0^1 \frac{\xi^{N-1}}{x^3} x F_3(x, Q^2) \frac{1 + (N+1) \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2}}{N + 2} dx \quad (7.14)$$

mit der Theorie verglichen. Die Momente werden nur für  $N = 2 - 8$  für diesen Vergleich herangezogen; für größere  $N$  erhält der Bereich der großen  $x$ , in dem die Korrekturen und die Fehler der Korrekturen am größten sind, ein zu starkes Gewicht. Es werden nur die Nicht-Singulett-Momente der Strukturfunktion  $x F_3(x, Q^2)$  mit den QCD-Berechnungen verglichen, da in der Beschreibung der Momente von  $F_2(x, Q^2)$  durch die unbekannte Gluonverteilung zwei zusätzliche unbekannte Parameter auftreten (vergl. Kap. 2.5).

### 7.2.1 Berechnung der Momente der Strukturfunktionen

Bei der Berechnung der Momente aus den gemessenen Strukturfunktionen wurden in Gl. 7.13 und 7.14 die Integrale über  $x$  durch Summen ersetzt

$$M_i(N, Q^2) = \sum_j F_i(x_j, Q^2) \cdot f_i(x_j, \xi_j, N, Q^2) \cdot \Delta x_j \quad (7.15)$$

Die Funktionen  $f_i$  stehen hier für den restlichen Ausdruck unter den Integralen in Gl. 7.13 und 7.14. Die Summen gingen über alle gemessenen  $x$ -Intervalle in Tabelle 6.6 einschließlich der aus der theoretischen Vorhersage bestimmten elastischen Strukturfunktionen bei  $x = 1.0$ . Der Wert von  $\xi$  wurde für jedes Intervall nach Gl. 7.12 aus dem Wert von  $x$  in der Mitte des Intervalls

und dem  $Q^2$ -Wert berechnet, auf den die gemessenen Struktur-  
funktionen zentriert worden waren (Kap. 6.4).

Im ersten  $x$ -Intervall  $0.0 < x < 0.1$  können die Struktur-  
funktionen für hohe  $Q^2$  nicht wirklich bis  $x = 0.0$  gemessen  
werden, da durch die maximal verfügbare Neutrinoenergie nach  
(2.10) eine untere Grenze besteht:

$$x_{\min} = \frac{Q^2}{2 M E_\nu} . \quad (7.16)$$

Für den Beitrag dieser Intervalle zu den Momenten wurde daher  
der folgende Korrekturfaktor berechnet:

$$K(N, Q^2) = \frac{\int_{0.1}^{0.1} f_i(x, \xi, N, Q^2) F_i(x, Q^2) dx}{\int_{x_{\min}}^{0.1} f_i(x, \xi, N, Q^2) F_i(x, Q^2) dx} . \quad (7.17)$$

Die  $f_i$  haben hier die gleiche Bedeutung wie in (7.15). Die  
Strukturfunktionen wurden in Gl. 7.17 durch die Parametrisie-  
rungen

$$F_2(x, Q^2) \sim (1 + 0.6 x) (1 - x)^3 \quad (7.18)$$

$$xF_3(x, Q^2) \sim x^{0.6} (1 - x)^3 \quad (7.19)$$

ersetzt, die den beobachteten Verlauf der Strukturfunktionen  
(z.B. Abb. 7.1) in guter Näherung beschreiben.

Die so bestimmten Momente sind in Abb. 7.8 und 7.9 aufge-  
tragen. Sie zeigen eine mit  $N$  zunehmende Abhängigkeit von  $Q^2$   
in qualitativer Übereinstimmung mit den Voraussagen der QCD  
(Gl. 2.62, 2.77). Der Wert bei  $Q^2 = 70 \text{ GeV}^2$  wurde für die

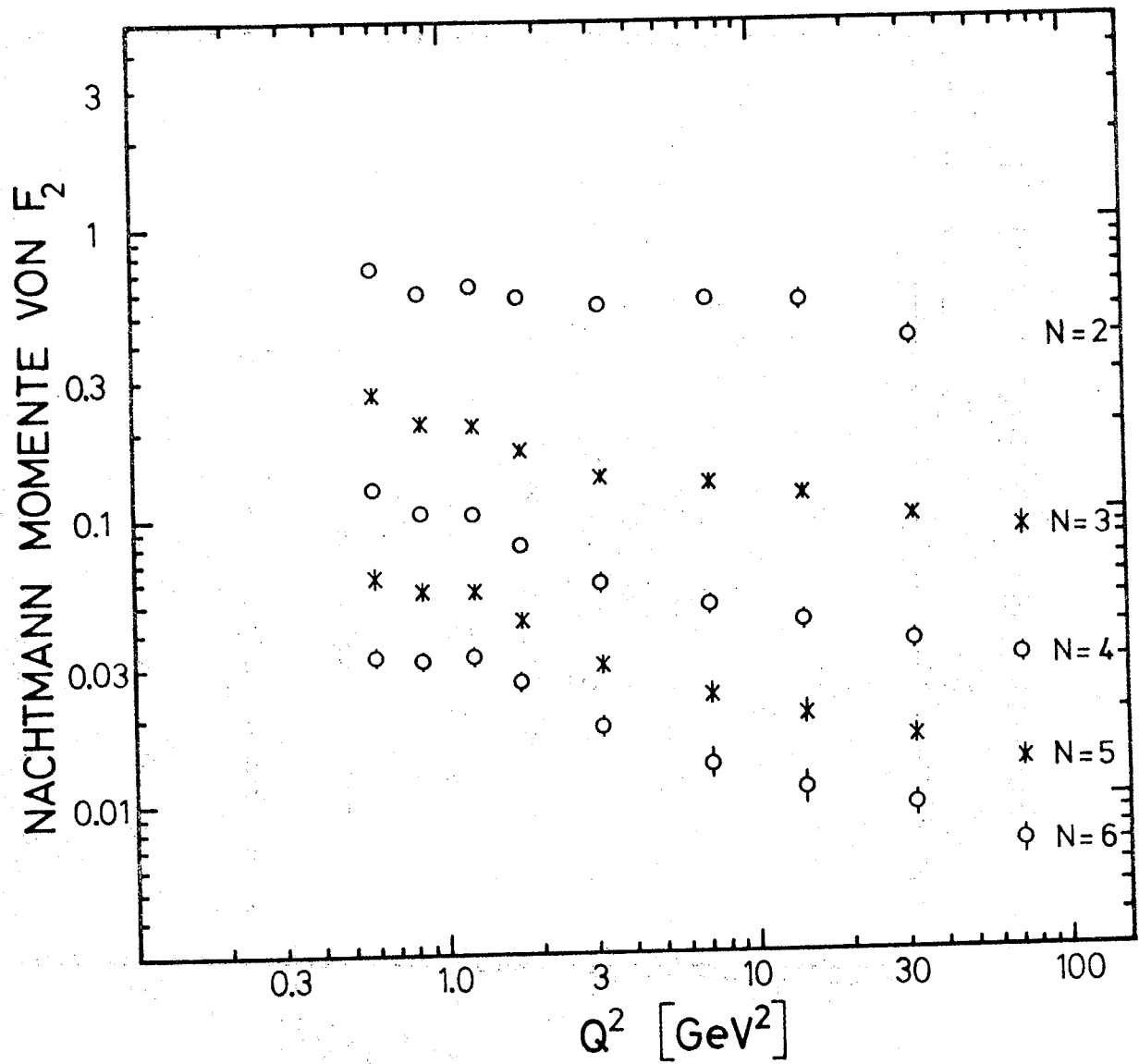


Abb. 7.8: Nachtmann-Momente von  $F_2(x, Q^2)$ . Die Fehler resultieren allein aus den statistischen Fehlern der Strukturfunktion.

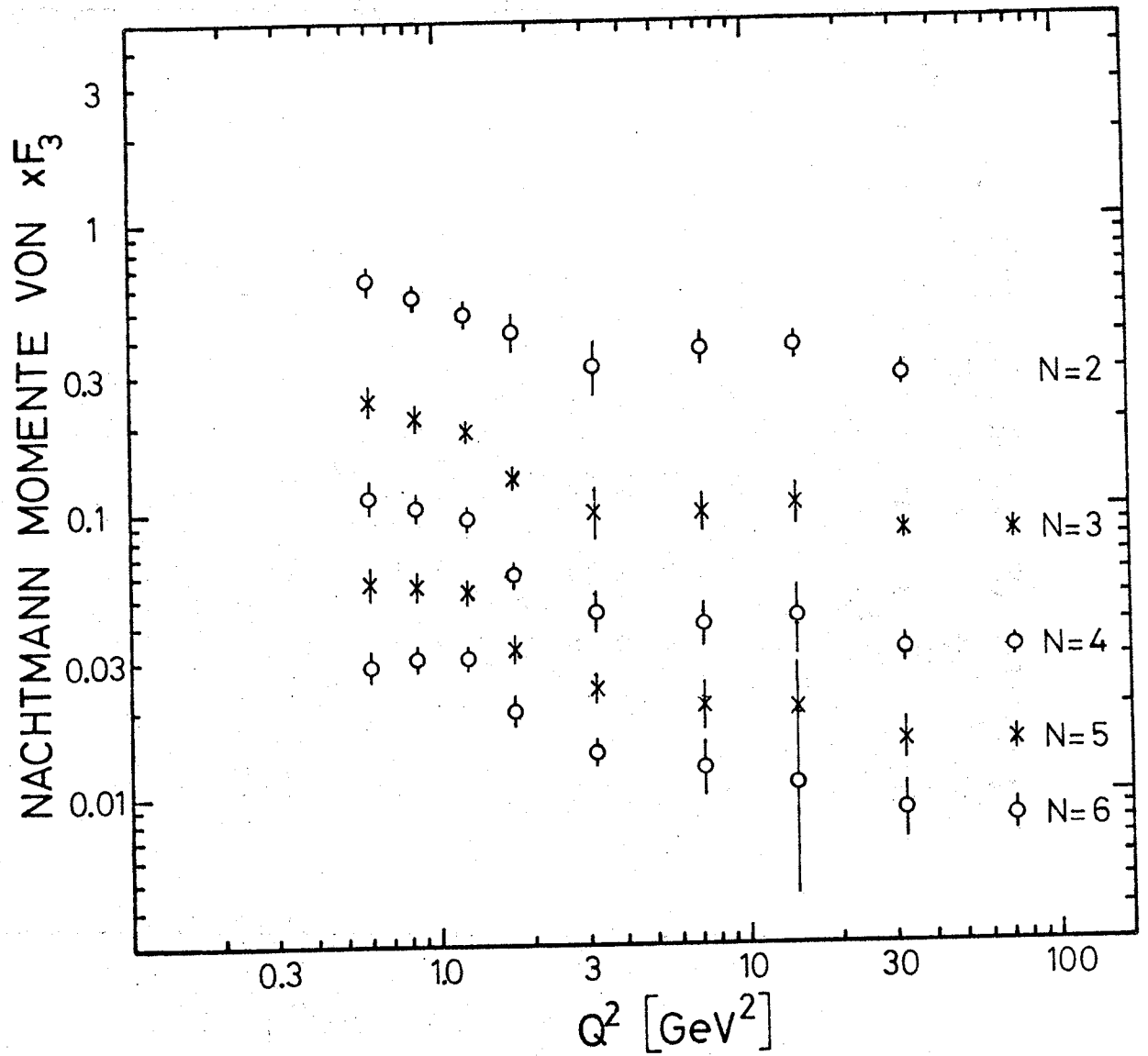


Abb. 7.9: Nachtmann-Momente von  $xF_3(x, Q^2)$ . Nur der statistische Fehler der Strukturfunktion ist berücksichtigt.

Momente mit  $N = 2$  nicht eingetragen und auch in der nachfolgenden Analyse nicht benutzt, da die Strukturfunktionen in diesem  $Q^2$ -Intervall nur für  $x > 0.1$  gemessen werden konnten. Bei diesem Moment tragen aber gerade die Strukturfunktionen bei kleinen  $x$  maximal bei. Für die höheren Momente verliert der Beitrag dieses  $x$ -Bereichs an Gewicht. Um die Daten in diesem  $Q^2$ -Bereich für die Analyse nicht vollständig verwerfen zu müssen, wurde daher der Wert der Strukturfunktionen aus den Messungen bei niedrigeren  $Q^2$  extrapoliert und mit einem Fehler von 100% bei der Bestimmung der Momente mit  $N > 2$  mitbenutzt. Bei der Bestimmung der Fehler der Momente wurde nur der statistische Fehler der Strukturfunktionen berücksichtigt. Der Einfluß systematischer Effekte auf den Vergleich mit der Theorie wurde im folgenden dadurch bestimmt, daß die einzelnen Effekte variiert und vollständig neue Strukturfunktionen und Momente berechnet und mit der Theorie verglichen wurden.

### 7.2.2 Vergleich mit den QCD-Voraussagen in erster Ordnung

In niedrigster Ordnung der Störungsrechnung lautet die Voraussage der QCD für die Momente der NS-Strukturfunktion  $x F_3(x, Q^2)$

$$M_3(N, Q^2) = A_N^{NS} \left[ \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{L0}^2)} \right]^{d_N^{NS}}. \quad (7.20)$$

Daraus folgt für zwei verschiedene Momente die Beziehung (2.63) und damit für die Logarithmen dieser Momente die Geradengleichung

$$\ln M_3(M, Q^2) = \frac{d_M^{NS}}{d_N^{NS}} \ln M_3(N, Q^2) + \text{const.} \quad (7.21)$$

Die Steigung der Geraden wird also durch die von der Theorie bestimmten Parameter  $d_N^{NS}$  (Gl. 2.59) eindeutig festgelegt und ist unabhängig von der Größe des Skalenparameters  $\Lambda_{L0}$ . In

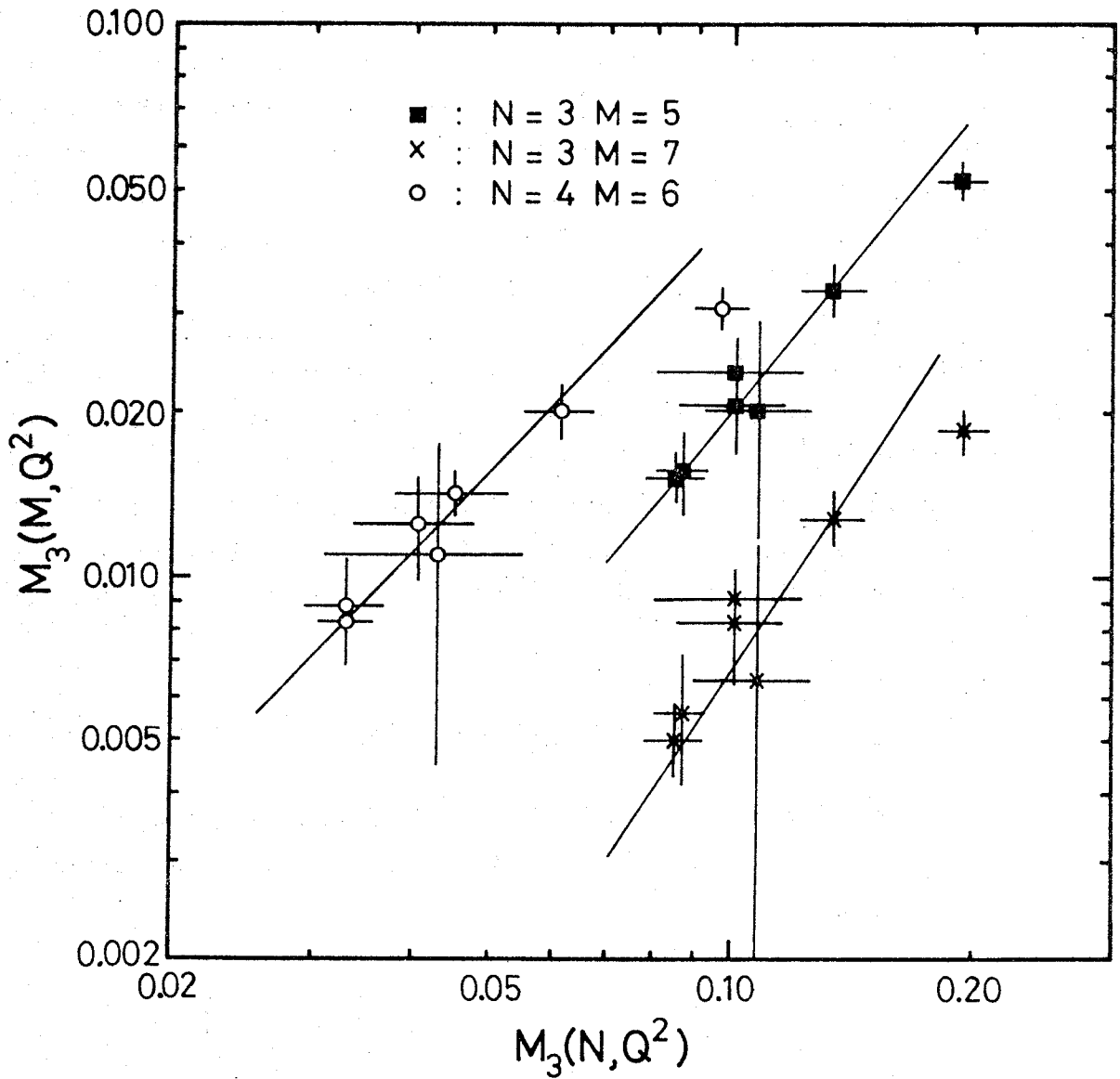


Abb. 7.10: Doppelt-logarithmische Auftragung verschiedener Momente von  $x F_3(x, Q^2)$  gegeneinander (Perkins-Plot).  $Q^2$  nimmt von rechts oben nach links unten hin zu. Die Linien zeigen das Ergebnis einer Anpassung für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$ .

Abb. 7.10 sind die Punkte für drei verschiedene Kombinationen der Momente von  $x F_3(x, Q^2)$  gemäß (7.21) aufgetragen. Die Geraden geben die beste Anpassung einer Gleichung der Form (7.21) an die Daten für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  an, wobei das Verhältnis  $d_M^{NS}/d_N^{NS}$  als freier Parameter behandelt wurde. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 7.2 zusammen mit der QCD-Voraussage angegeben.

Tabelle 7.2: Log-Log-Darstellung der Momente von  $x F_3(x, Q^2)$

|                                         | Beobachtete Steigung      |                                                               | QCD Voraussage |         |
|-----------------------------------------|---------------------------|---------------------------------------------------------------|----------------|---------|
|                                         | $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$ | $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$                                     | L0             | 2.Ordn. |
| $d \ln M_3(6, Q^2) / d \ln M_3(4, Q^2)$ | $1.19 \pm 0.08$           | $1.43 \begin{smallmatrix} + 0.19 \\ - 0.17 \end{smallmatrix}$ | 1.290          | 1.374   |
| $d \ln M_3(5, Q^2) / d \ln M_3(3, Q^2)$ | $1.49 \pm 0.10$           | $1.72 \begin{smallmatrix} + 0.26 \\ - 0.23 \end{smallmatrix}$ | 1.456          | 1.617   |
| $d \ln M_3(7, Q^2) / d \ln M_3(3, Q^2)$ | $1.49 \pm 0.11$           | $2.02 \begin{smallmatrix} + 0.29 \\ - 0.26 \end{smallmatrix}$ | 1.760          | 2.039   |

Die Ergebnisse der Anpassung zeigen eine starke Abhängigkeit von der Wahl des kleinsten  $Q^2$ , das noch mit berücksichtigt wird. Das ist nach Abb. 7.10 auch zu erwarten, da der Punkt bei  $Q^2 = 1.25 \text{ GeV}^2$  deutlich vom Verhalten der übrigen Werte abweicht. Auch für den Bereich höherer  $Q^2$  allein ergibt die Anpassung Werte, die nicht mit der QCD-Voraussage in erster Ordnung der Störungsrechnung übereinstimmen.

Wie in Gl. 2.80 gezeigt wurde, gilt die einfache Beziehung (7.21) bei Berücksichtigung der nächsthöheren Ordnung der Störungsrechnung nicht mehr, sondern das Verhältnis der Momente wird explizit abhängig vom Skalenparameter  $\Lambda_{\overline{MS}}$ . Zur Bestimmung einer QCD-Voraussage zweiter Ordnung für den Steigungsparameter in (7.21) wurde daher folgender Trick angewandt: Aus der

QCD-Voraussage zweiter Ordnung für die Momente (Gl. 2.77) wurden theoretische Werte für die Momente berechnet. Dabei wurde ein Wert von  $\Lambda_{\overline{MS}} = 0.2 \text{ GeV}$  benutzt, der eine Art Weltmittelwert darstellt<sup>139</sup>. An diese Momente wurde wieder eine Gleichung der Form 7.21 angepaßt und dabei wurden die Steigungsparameter für die QCD-Voraussage in zweiter Ordnung bestimmt. Sie sind ebenfalls in Tabelle 7.2 angegeben und stimmen mit den experimentellen Werten für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  gut überein, obwohl das Verfahren sicherlich nur eine erste Näherung darstellt, da eigentlich  $\Lambda_{\overline{MS}}$  als freier Parameter in die Anpassung mit eingehen und die vollständige Gl. 2.80 benutzt werden müßte.

Der Skalenparameter  $\Lambda_{LO}$  kann durch eine Anpassung von Gl. 7.20 an die einzelnen gemessenen Momente direkt bestimmt werden. Dabei geht aus (7.20) nur  $A_N^{NS}$  als einziger weiterer freier Parameter zur Bestimmung der absoluten Größe des Moments mit ein. Bei der Berechnung von  $\beta_0$  nach Gl. 2.58 wurde für die Zahl der Flavor  $f = 3$  benutzt. Das Ergebnis der Anpassung ist in Tabelle 7.3 für drei verschiedene Minimalwerte von  $Q^2$  dargestellt. Es zeigt sich, daß die Werte bei  $Q^2 = 1.25 \text{ GeV}^2$  durch die QCD-Vorhersage nur schlecht beschrieben werden, der  $\chi^2$ -Wert pro Freiheitsgrad ist merklich höher als für den Bereich größerer  $Q^2$  allein.

Die Werte für  $\Lambda_{LO}$  in Abhängigkeit von  $N$  sind für  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2$  in Abb. 7.11 aufgetragen. In Abb. 7.12 ist die Anpassung für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  an die einzelnen Momente zusammen mit den Daten gezeigt. Auch dort wird deutlich, daß die Berücksichtigung des Wertes bei  $Q^2 = 1.25 \text{ GeV}^2$  einen größeren Wert von  $\Lambda_{LO}$  erfordert, der dann aber die Werte bei größeren  $Q^2$  schlecht beschreibt. Aus der gleichzeitigen Anpassung an die Momente für  $N = 2 - 8$  erhält man

$$\begin{aligned} \Lambda_{LO} &= 0.51 \pm 0.08 \text{ GeV} & \text{für } Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2 \\ \Lambda_{LO} &= 0.29 \pm 0.08 \text{ GeV} & \text{für } Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2 \\ \Lambda_{LO} &= 0.19 \pm 0.08 \text{ GeV} & \text{für } Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2 . \end{aligned} \quad (7.22)$$

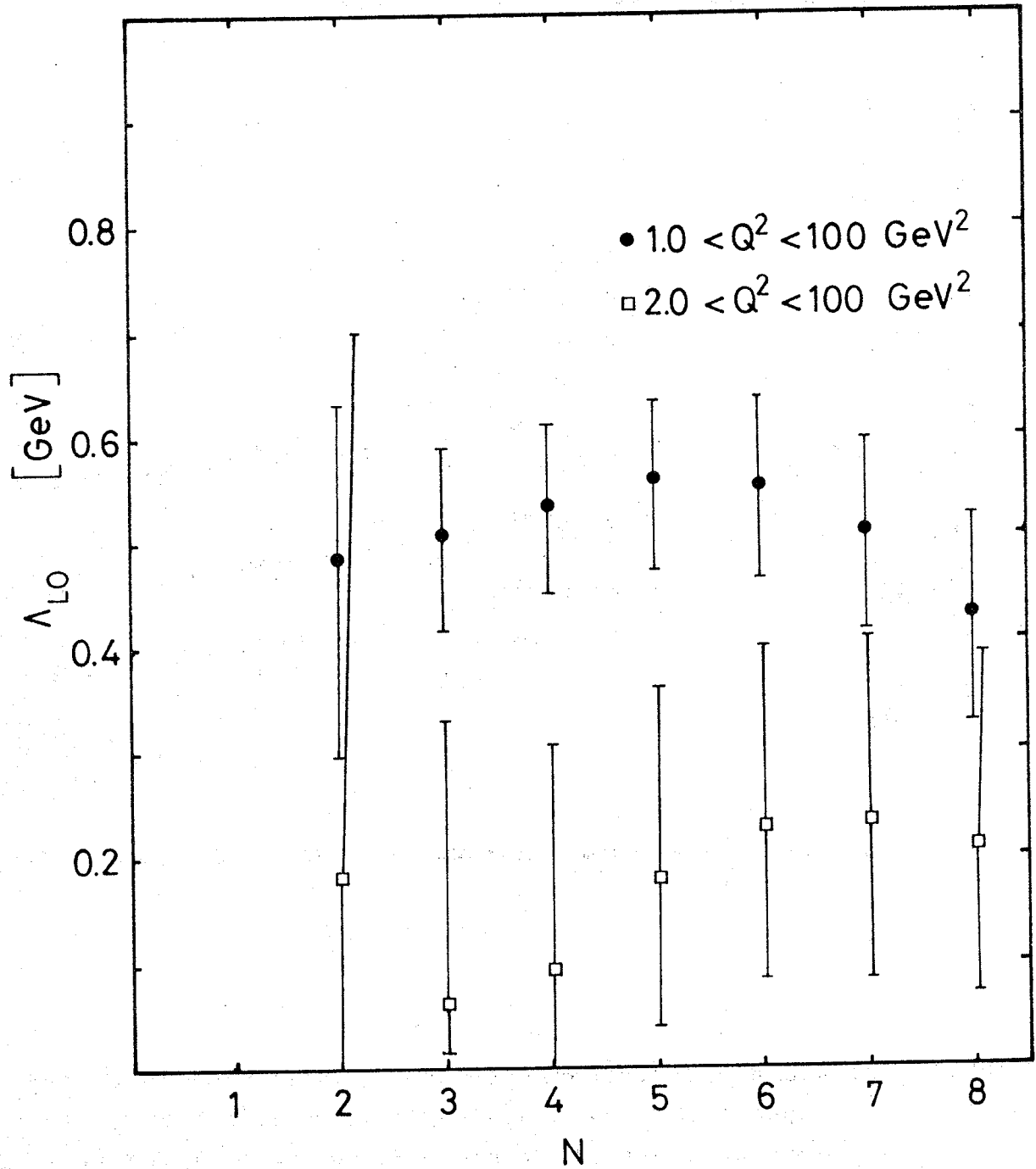


Abb. 7.11: Der Wert von  $\Lambda_{LO}$  aus der Anpassung der QCD-Voraussage erster Ordnung an die verschiedenen Momente von  $xF_3(x, Q^2)$  für zwei verschiedene Schnitte in  $Q^2$ .

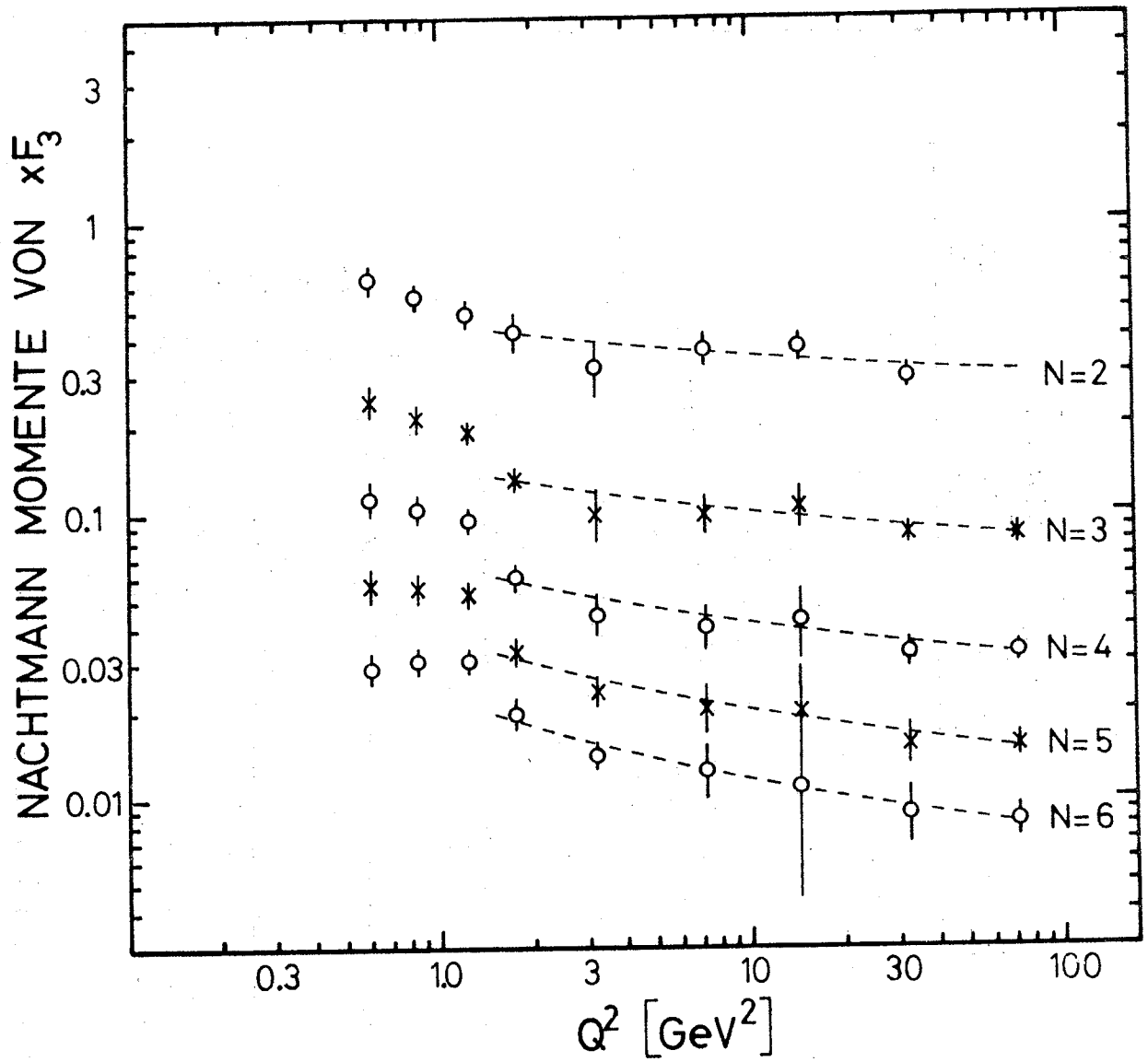


Abb. 7.12: Vergleich der theoretischen Vorhersage in erster Ordnung der QCD mit den gemessenen Werten von  $M_3(N, Q^2)$ . Die Kurven stellen die getrennten Anpassungen an die Momente für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  dar.

Tabelle 7.3: Ergebnisse für  $\Lambda_{LO}$  aus der Anpassung an die Momente von  $xF_3(x, Q^2)$

| N | $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$                                     |                     |  | $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$                                     |                     |  | $Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2$                                     |                     |  |
|---|---------------------------------------------------------------|---------------------|--|---------------------------------------------------------------|---------------------|--|---------------------------------------------------------------|---------------------|--|
|   | $\Lambda_{LO} \text{ [GeV]}$                                  | $\chi^2/\text{ndf}$ |  | $\Lambda_{LO} \text{ [GeV]}$                                  | $\chi^2/\text{ndf}$ |  | $\Lambda_{LO} \text{ [GeV]}$                                  | $\chi^2/\text{ndf}$ |  |
| 2 | 0.48 $\begin{smallmatrix} + 0.15 \\ - 0.19 \end{smallmatrix}$ | 1.11                |  | 0.29 $\begin{smallmatrix} + 0.31 \\ - 0.28 \end{smallmatrix}$ | 1.41                |  | 0.18 $\begin{smallmatrix} + 0.52 \\ - 0.17 \end{smallmatrix}$ | 2.76                |  |
| 3 | 0.51 $\begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.09 \end{smallmatrix}$ | 2.04                |  | 0.24 $\begin{smallmatrix} + 0.15 \\ - 0.14 \end{smallmatrix}$ | 0.46                |  | 0.06 $\begin{smallmatrix} + 0.27 \\ - 0.04 \end{smallmatrix}$ | 0.39                |  |
| 4 | 0.54 $\begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.09 \end{smallmatrix}$ | 2.53                |  | 0.28 $\begin{smallmatrix} + 0.13 \\ - 0.13 \end{smallmatrix}$ | 0.52                |  | 0.09 $\begin{smallmatrix} + 0.21 \\ - 0.09 \end{smallmatrix}$ | 0.25                |  |
| 5 | 0.56 $\begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.09 \end{smallmatrix}$ | 2.08                |  | 0.31 $\begin{smallmatrix} + 0.13 \\ - 0.13 \end{smallmatrix}$ | 0.41                |  | 0.18 $\begin{smallmatrix} + 0.18 \\ - 0.14 \end{smallmatrix}$ | 0.12                |  |
| 6 | 0.56 $\begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.09 \end{smallmatrix}$ | 1.46                |  | 0.33 $\begin{smallmatrix} + 0.14 \\ - 0.13 \end{smallmatrix}$ | 0.31                |  | 0.23 $\begin{smallmatrix} + 0.17 \\ - 0.14 \end{smallmatrix}$ | 0.04                |  |
| 7 | 0.51 $\begin{smallmatrix} + 0.09 \\ - 0.10 \end{smallmatrix}$ | 0.94                |  | 0.32 $\begin{smallmatrix} + 0.14 \\ - 0.14 \end{smallmatrix}$ | 0.25                |  | 0.23 $\begin{smallmatrix} + 0.18 \\ - 0.14 \end{smallmatrix}$ | 0.05                |  |
| 8 | 0.43 $\begin{smallmatrix} + 0.10 \\ - 0.11 \end{smallmatrix}$ | 0.57                |  | 0.28 $\begin{smallmatrix} + 0.15 \\ - 0.13 \end{smallmatrix}$ | 0.22                |  | 0.21 $\begin{smallmatrix} + 0.19 \\ - 0.14 \end{smallmatrix}$ | 0.09                |  |

Auch dieses Ergebnis hängt also stark von der Wahl des benutzten  $Q^2$ -Bereichs ab. Dafür könnte es prinzipiell mehrere Gründe geben:

- 1)  $Q^2$  ist nicht groß genug im Vergleich zu  $\Lambda_{LO}$ . Die erste Ordnung der Störungsrechnung reicht eigentlich nicht mehr aus, es müssen Terme höherer Ordnung mit berücksichtigt werden.
- 2) Die Meßpunkte bei niedrigen  $Q^2$  wurden durch den Bereich der Resonanzen bei niedrigen invarianten Massen  $W^2$  aus dem Gargamelle-Experiment bestimmt. Resonanzen werden jedoch durch die QCD-Voraussage nicht beschrieben, sie sind Higher-Twist-Effekte (vergl. Kap. 2.6).
- 3) Ein oder mehrere schlechte Meßpunkte verfälschen das Ergebnis.

Punkt 3 entfällt sofort: Ein Blick in die Tabellen C.4, C.5 und 6.4 zeigt, daß in dem fraglichen Bereich die Statistik ausreichend ist und auch keine Messung so stark von den benachbarten Punkten abweicht, daß dies allein die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Ergebnisse (7.22) erklären könnte. Auch zeigte sich, daß das

Ergebnis für eine Ausdehnung des benutzten  $Q^2$ -Bereiches zu noch kleineren  $Q^2$  mit den Werten für  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  übereinstimmt, also nicht durch einen möglicherweise falschen Meßpunkt bei  $Q^2 = 1.25 \text{ GeV}^2$  allein bestimmt wird.

Die zweite Erklärungsmöglichkeit wird gestützt durch ein ähnliches Ergebnis einer gemeinsamen Analyse der SLAC- und EMC-Daten<sup>140</sup>, die auch bei der Einbeziehung der Daten bei niedrigen  $W^2$  einen wesentlich größeren Wert für  $\Lambda_{L0}$  ergab. Außerdem muß das erste Argument auf jeden Fall beachtet werden, da der Wert von  $\alpha_s(Q^2)$  für den fraglichen  $Q^2$ -Bereich schon relativ groß ist (vergl. Abb. 2.4) und damit die störungstheoretische Behandlung in Frage stellt.

Bevor die Punkte 1) und 2) näher untersucht werden, wird der Einfluß einiger systematischer Effekte auf das Ergebnis besprochen:

- a) Die Benutzung von  $A = 0.8$  statt  $A = 1.0$  für die Callan-Gross-Relation bei der Berechnung der Strukturfunktionen hat auf  $xF_3$  nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluß (Tab. 6.4).
- b) Vernachlässigt man die Strahlungskorrekturen für das Myon in der Experimentsimulation und berechnet Strukturfunktionen und Momente neu, so erhöht sich der Wert von  $\Lambda_{L0}$  um  $0.03 \text{ GeV}$ .
- c) Der Einfluß, den die systematischen Fehler aus der Flußmessung für die beiden Experimente auf die Relativ-Normalisation haben, wurde auf folgende Weise untersucht: Der Neutrino- und Antineutrino-Fluß im Gargamelle-Experiment wurde getrennt um  $\pm 10\%$  variiert. Für die vier Kombinationsmöglichkeiten wurden die Strukturfunktionen für das Gargamelle-Experiment jeweils neu berechnet, mit den BEBC-Werten kombiniert und die Momente daraus bestimmt. Die resultierenden Änderungen des Wertes von  $\Lambda_{L0}$  betrugen  $\pm 0.06 \text{ GeV}$ . Die starke Abhängigkeit vom  $Q^2$ -Bereich blieb aber für jede der Kombinationen erhalten.

- d) Läßt man die Korrektur für die Fermibewegung bei der Experimentsimulation weg, so erhöht sich der Wert von  $\Lambda_{L0}$  um 0.01 GeV.
- e) Eine Änderung der Zahl der beitragenden Flavor von  $f = 3$  auf  $f = 4$  in Gl. 7.20 verringert den Wert von  $\Lambda_{L0}$  um 0.02 GeV.

Das Ergebnis dieser Analyse weicht deutlich von dem Wert von  $\Lambda_{L0} = 0.74 \pm 0.05$  GeV ab, der mit einem Teil der Statistik des BEBC-Experiments in einer früheren Analyse gefunden wurde<sup>13</sup>. Das ist vor allem auf die jetzt sehr viel bessere Statistik bei großen  $Q^2$  zurückzuführen. In der ersten Analyse wurde der Wert von  $\Lambda_{L0}$  im wesentlichen durch die Gargamelle-Daten bestimmt, also vom Bereich kleiner  $Q^2$ , der auch jetzt noch große Werte für  $\Lambda_{L0}$  ergibt und mit dem störungstheoretisch nicht beschreibbaren Resonanzbereich übereinstimmt.

### 7.2.3 Voraussagen für die Momente in zweiter Ordnung

Nicht nur die im vorigen Abschnitt beschriebene starke Abhängigkeit der Ergebnisse für  $\Lambda_{L0}$  vom benutzten Schnitt in  $Q_{\min}^2$  legt einen Vergleich mit QCD-Berechnungen in nächsthöherer Ordnung der Störungsrechnung nahe. Der von Bacê geführte Beweis<sup>20</sup>, daß  $\Lambda$  erst in der zweiten Ordnung der Störungsrechnung eindeutig festgelegt ist, macht das erforderlich (Kap. 2.5.3). Hier sollen die im  $\overline{MS}$ -Schema berechneten Voraussagen<sup>62</sup> mit den experimentell bestimmten Momenten verglichen werden. In diesem Schema erhält man (vergl. Gl. 2.73 - 2.77) den Ausdruck

$$M_3(N, Q^2) = A_N^{NS} \left[ 1 + \frac{R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}^2, N)}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)} \right] \left[ \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}\right) \right]^{-d_N^{NS}}. \quad (7.23)$$

Die Größe  $R_3^{NS}(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}, N)$  ist nach Gl. 2.78 und 2.79 aus der Theorie bestimmt, so daß neben  $\Lambda_{\overline{MS}}$  nur  $A_N^{NS}$  als freier Parameter bleibt. Die Ergebnisse einer Anpassung der Voraussagen nach Gl. 7.23 an die gemessenen Momente sind in Tabelle 7.4 wiederum für verschiedene Schnitte in  $Q^2$  angegeben.

Tabelle 7.4: Bestimmung von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  aus den Momenten von  $x F_3(x, Q^2)$

| N | $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$       |                  | $\chi^2/\text{ndf}$ | $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$       |                  | $\chi^2/\text{ndf}$ | $Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2$       |                  | $\chi^2/\text{ndf}$ |
|---|---------------------------------|------------------|---------------------|---------------------------------|------------------|---------------------|---------------------------------|------------------|---------------------|
|   | $\Lambda_{\overline{MS}}$ [GeV] |                  |                     | $\Lambda_{\overline{MS}}$ [GeV] |                  |                     | $\Lambda_{\overline{MS}}$ [GeV] |                  |                     |
| 2 | 0.49                            | + 0.10<br>- 0.14 | 1.08                | 0.35                            | + 0.25<br>- 0.32 | 1.43                | 0.23                            | + 0.47<br>- 0.22 | 2.79                |
| 3 | 0.41                            | + 0.06<br>- 0.06 | 1.85                | 0.22                            | + 0.11<br>- 0.12 | 0.44                | 0.07                            | + 0.23<br>- 0.07 | 0.39                |
| 4 | 0.39                            | + 0.05<br>- 0.06 | 2.37                | 0.22                            | + 0.09<br>- 0.09 | 0.49                | 0.09                            | + 0.16<br>- 0.09 | 0.24                |
| 5 | 0.38                            | + 0.05<br>- 0.06 | 2.01                | 0.23                            | + 0.08<br>- 0.09 | 0.38                | 0.14                            | + 0.13<br>- 0.10 | 0.11                |
| 6 | 0.37                            | + 0.06<br>- 0.06 | 1.46                | 0.23                            | + 0.09<br>- 0.09 | 0.29                | 0.16                            | + 0.11<br>- 0.10 | 0.04                |
| 7 | 0.33                            | + 0.06<br>- 0.07 | 0.95                | 0.21                            | + 0.09<br>- 0.09 | 0.24                | 0.16                            | + 0.11<br>- 0.10 | 0.06                |
| 8 | 0.28                            | + 0.07<br>- 0.07 | 0.58                | 0.19                            | + 0.09<br>- 0.08 | 0.21                | 0.14                            | + 0.12<br>- 0.09 | 0.09                |

Diese Ergebnisse zeigen die gleiche Abhängigkeit vom  $Q^2$ -Bereich wie die Anpassung an die QCD-Voraussagen in erster Ordnung der Störungsrechnung in Tabelle 7.3. Sie sind in Abb. 7.13 für zwei  $Q^2$ -Bereiche als Funktion von N aufgetragen. Die nach Gl. 7.23 berechnete Voraussage ist zusammen mit den gemessenen Momenten in Abb. 7.14 dargestellt. Sie ist von der Voraussage niedrigster Ordnung in Abb. 7.12 praktisch nicht unterscheidbar. Auch die Ergebnisse für  $\Lambda_{\overline{MS}}$  aus der gleichzeitigen Anpassung an alle Momente von  $N = 2 - 8$  zeigen die starke  $Q^2$ -Abhängigkeit, die schon in (7.22) sichtbar ist:

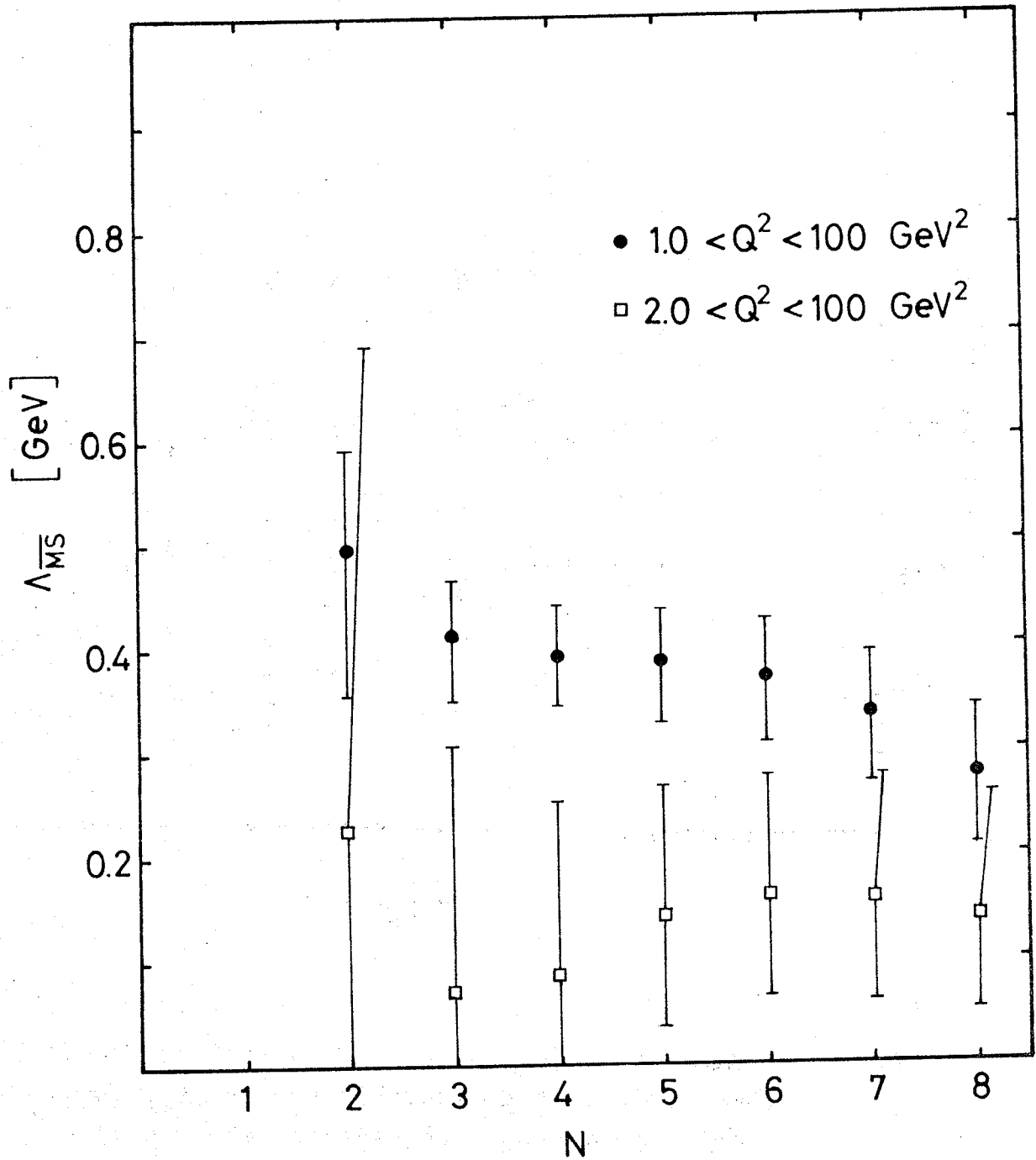


Abb. 7.13: Werte von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  aus der Anpassung der QCD-Voraussage in zweiter Ordnung der Störungsrechnung an die einzelnen Momente von  $xF_3(x, Q^2)$ .

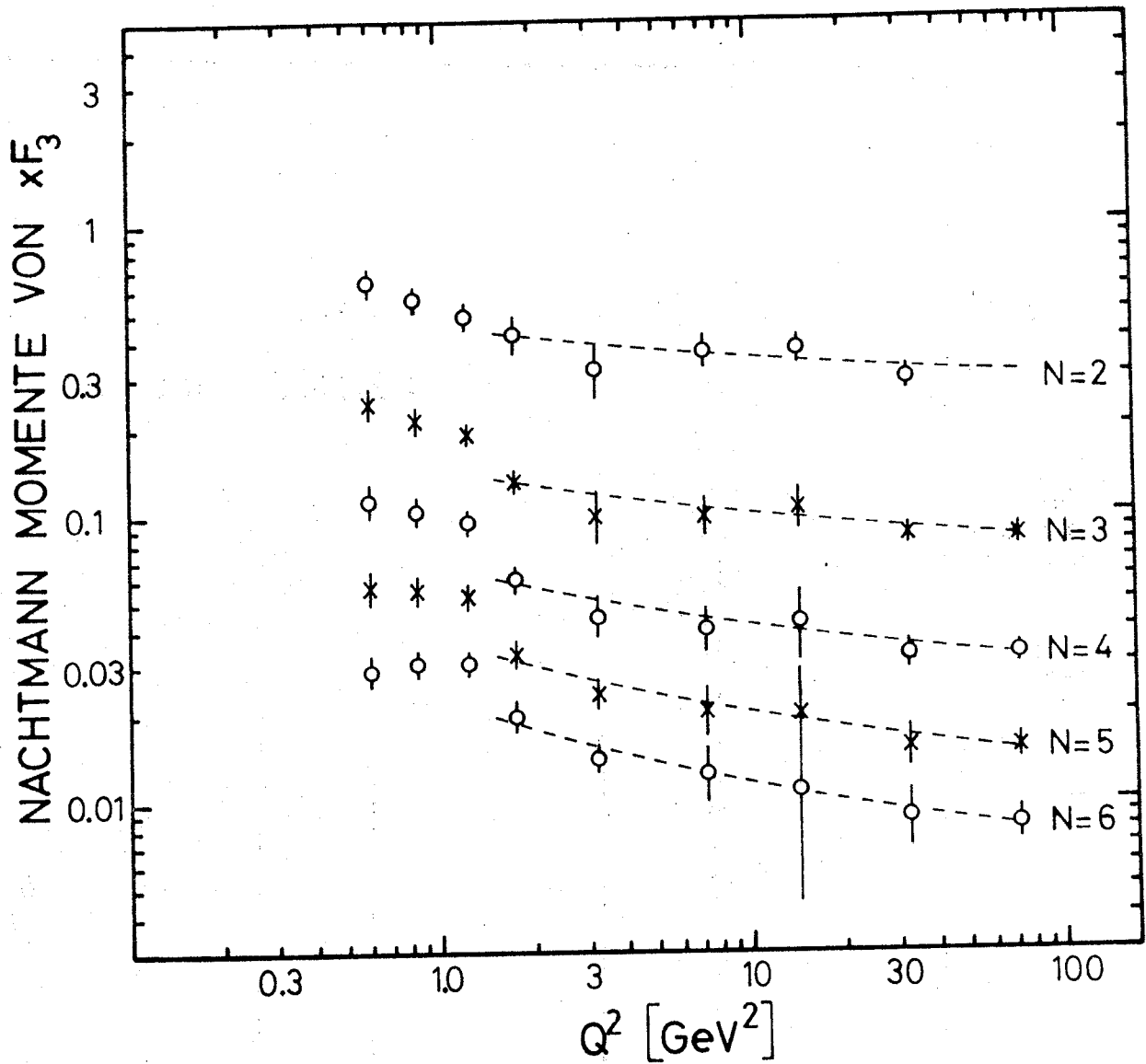


Abb. 7.14: Vergleich der QCD-Voraussage in zweiter Ordnung mit den gemessenen Momenten. Die Kurven stellen die getrennten Anpassungen an die einzelnen Momente für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  dar.

$$\begin{aligned}\Lambda_{\overline{\text{MS}}} &= 0.37 \pm 0.03 \text{ GeV} \quad \text{für } Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2 \\ \Lambda_{\overline{\text{MS}}} &= 0.22 \pm 0.04 \text{ GeV} \quad \text{für } Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2 \\ \Lambda_{\overline{\text{MS}}} &= 0.14 \pm 0.05 \text{ GeV} \quad \text{für } Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2 \quad . \quad (7.24)\end{aligned}$$

Ein Vergleich von (7.22) und (7.24) zeigt, daß die Effekte der Korrekturen nächsthöherer Ordnung in (7.23) nicht sehr groß sind, die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler überein. Korrekturen der zweiten Ordnung allein genügen also nicht, um die beobachtete  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\Lambda$  verschwinden zu lassen. Mit 90% Konfidenz erhält man eine obere Grenze von  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} \leq 0.45 \text{ GeV}$  für die reine QCD-Beschreibung der Daten.

#### 7.2.4 Higher-Twist-Effekte

Die beobachtete  $Q^2$ -Abhängigkeit der Werte von  $\Lambda$  aus den QCD-Ausdrücken erster und zweiter Ordnung legt den Schluß nahe, daß dafür zusätzliche, von der QCD nicht erfaßbare Effekte verantwortlich sind. Diese werden unter dem Stichwort Higher-Twist zusammengefaßt (Kap. 2.6) und sollen vornehmlich bei kleinen  $Q^2$  und großen  $x$  eine wichtige Rolle spielen. Nach Gl. 2.55 und 2.88 erwartet man Korrekturen der Form

$$1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{b_i N}{Q^{2i}} \quad (7.25)$$

zu den Momentengleichungen der QCD, die aber mehr auf Plausibilitätsargumenten beruhen als auf exakter mathematischer Herleitung aus der zugrundeliegenden Theorie.

Zunächst wurde untersucht, ob die beobachtete  $Q^2$ -Abhängigkeit der Momente durch Higher-Twist-Effekte allein erklärt werden kann. Dazu wurde eine Parametrisierung der Form

$$M_3(N, Q^2) = C_N \left[ 1 + \frac{H_4^N}{Q^2} \right] \quad (7.26)$$

mit den Daten verglichen, also nur ein Twist=4-Term berücksichtigt. Die Anpassung wurde wieder für verschiedene Schnitte in  $Q^2$  durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.5 zusammengefaßt.

Tabelle 7.5: Anpassung einer reinen Twist=4-Beschreibung an die Momente von  $x F_3(x, Q^2)$

| N | $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$ |                  |                     | $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$ |                  |                     | $Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2$ |                  |                     |
|---|---------------------------|------------------|---------------------|---------------------------|------------------|---------------------|---------------------------|------------------|---------------------|
|   | $H_4$                     | $[\text{GeV}^2]$ | $\chi^2/\text{ndf}$ | $H_4$                     | $[\text{GeV}^2]$ | $\chi^2/\text{ndf}$ | $H_4$                     | $[\text{GeV}^2]$ | $\chi^2/\text{ndf}$ |
| 2 | 0.33                      | + 0.11<br>- 0.09 | 0.91                | 0.27                      | + 0.20<br>- 0.18 | 1.17                | 0.22                      | + 0.42<br>- 0.37 | 1.74                |
| 3 | 0.47                      | + 0.08<br>- 0.08 | 1.23                | 0.33                      | + 0.11<br>- 0.10 | 0.41                | 0.29                      | + 0.28<br>- 0.26 | 0.60                |
| 4 | 0.53                      | + 0.09<br>- 0.08 | 1.39                | 0.38                      | + 0.11<br>- 0.10 | 0.19                | 0.35                      | + 0.21<br>- 0.19 | 0.26                |
| 5 | 0.55                      | + 0.11<br>- 0.09 | 1.10                | 0.41                      | + 0.11<br>- 0.10 | 0.12                | 0.40                      | + 0.17<br>- 0.15 | 0.17                |
| 6 | 0.53                      | + 0.12<br>- 0.10 | 0.73                | 0.42                      | + 0.13<br>- 0.10 | 0.13                | 0.41                      | + 0.17<br>- 0.14 | 0.20                |
| 7 | 0.46                      | + 0.12<br>- 0.10 | 0.41                | 0.39                      | + 0.13<br>- 0.10 | 0.18                | 0.40                      | + 0.17<br>- 0.13 | 0.27                |
| 8 | 0.37                      | + 0.11<br>- 0.09 | 0.23                | 0.34                      | + 0.13<br>- 0.10 | 0.24                | 0.36                      | + 0.17<br>- 0.13 | 0.34                |

Die Parametrisierung (7.26) beschreibt die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Momente genauso gut wie die QCD-Voraussagen (7.20) und (7.23). Für den Bereich  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  signalisieren die  $\chi^2$ -Werte sogar eine deutlich bessere Anpassung. In Abb. 7.15 sind die Parametrisierungen nach Gl. 7.26 für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  den gemessenen Momenten überlagert. Auch die dort sichtbare Übereinstimmung ist zumindest so gut wie in Abb. 7.12 oder 7.14.

Dieses Ergebnis legte nahe, auch eine Beschreibung der sonst hier nicht benutzten Momente von  $F_2(x, Q^2)$  durch eine Parametrisierung der Form (7.26) zu versuchen. Die Ergebnisse für die geradzahligen Momente von  $F_2(x, Q^2)$  sind in Tabelle 7.6 und

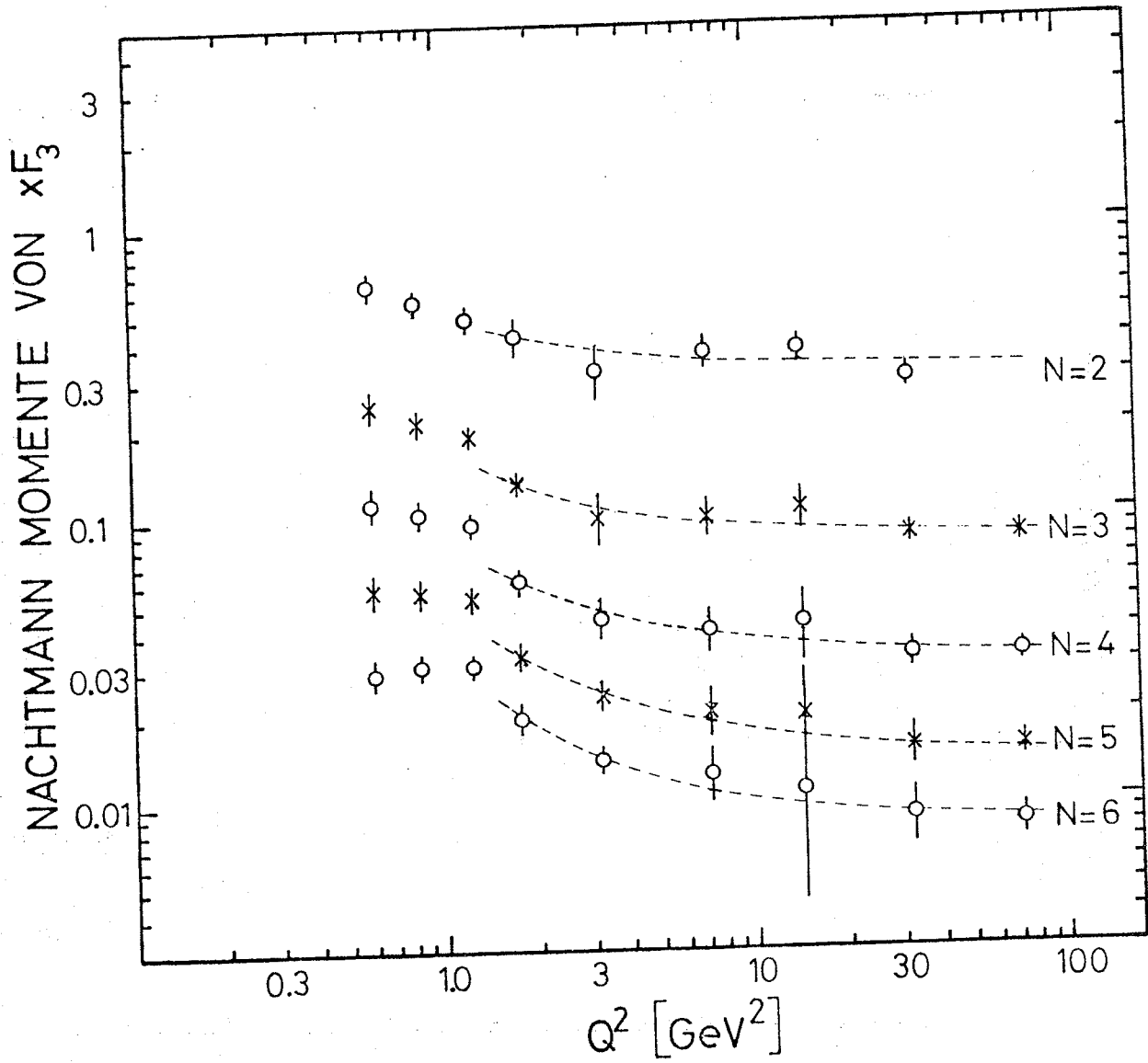


Abb. 7.15: Vergleich einer reinen Twist=4-Beschreibung mit den Momenten von  $xF_3(x, Q^2)$ .

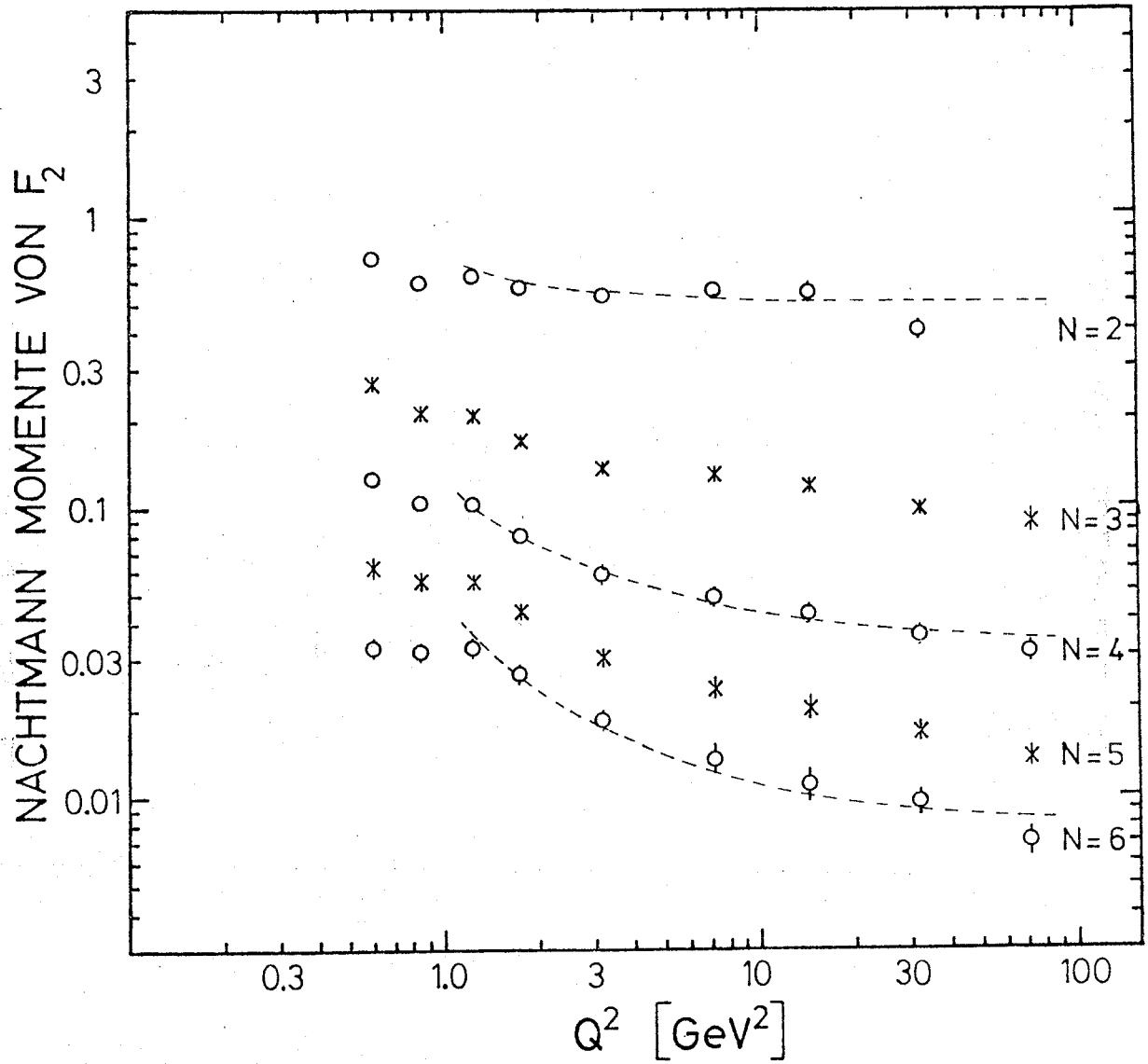


Abb. 7.16: Vergleich einer reinen Twist=4-Beschreibung mit den Momenten von  $F_2(x, Q^2)$ .

Abb. 7.16 dargestellt. Die  $\chi^2$ -Werte sind zwar viel größer als in Tabelle 7.5 für die Anpassung an die Momente von  $x F_3(x, Q^2)$ , doch wird das vor allem durch den sehr viel kleineren Fehler der Momente von  $F_2(x, Q^2)$  und den jeweils letzten Datenpunkt bei großen  $Q^2$  hervorgerufen. Aus Abb. 7.16 geht hervor, daß für kleine  $Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$  eine Higher-Twist Parametrisierung allein den Verlauf der Momente von  $F_2(x, Q^2)$  sicher auch gut beschreibt. Die Hinzunahme von Termen mit noch höherem Twist in (7.26) brachte keine sichtbare Veränderung der Ergebnisse mehr.

Tabelle 7.6: Anpassung einer reinen Twist=4-Beschreibung an die Momente von  $F_2(x, Q^2)$

| N | $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$ |                      | $\chi^2/\text{ndf}$ | $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$ |                      | $\chi^2/\text{ndf}$ | $Q^2 > 2.0 \text{ GeV}^2$ |                      | $\chi^2/\text{ndf}$ |
|---|---------------------------|----------------------|---------------------|---------------------------|----------------------|---------------------|---------------------------|----------------------|---------------------|
|   | $H_4$                     | $[\text{GeV}^2]$     |                     | $H_4$                     | $[\text{GeV}^2]$     |                     | $H_4$                     | $[\text{GeV}^2]$     |                     |
| 2 | 0.15                      | $+ 0.04$<br>$- 0.04$ | 5.33                | 0.13                      | $+ 0.06$<br>$- 0.06$ | 7.90                | 0.16                      | $+ 0.10$<br>$- 0.09$ | 15.61               |
| 4 | 0.63                      | $+ 0.06$<br>$- 0.05$ | 1.53                | 0.62                      | $+ 0.07$<br>$- 0.07$ | 2.04                | 0.64                      | $+ 0.10$<br>$- 0.09$ | 3.01                |
| 6 | 0.71                      | $+ 0.09$<br>$- 0.08$ | 1.29                | 0.76                      | $+ 0.11$<br>$- 0.10$ | 1.41                | 0.80                      | $+ 0.15$<br>$- 0.13$ | 2.03                |
| 8 | 0.51                      | $+ 0.08$<br>$- 0.07$ | 2.58                | 0.64                      | $+ 0.12$<br>$- 0.10$ | 1.31                | 0.73                      | $+ 0.17$<br>$- 0.14$ | 1.46                |

Die wahrscheinlichste Ursache für die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Momente und der Strukturfunktionen ist jedoch eine Kombination von QCD- und Higher-Twist-Effekten, auch wenn beide allein die Daten schon relativ gut beschreiben. Die Higher-Twist-Terme sollten dabei nur bei kleinem  $Q^2$  beitragen, da sie wie  $1/Q^2$  verschwinden. Es wurde daher versucht, die Momente von  $x F_3(x, Q^2)$  durch eine Parametrisierung der Form (7.26) zu beschreiben, in der der freie Parameter  $C_N$  durch die QCD-Voraussage (7.23) ersetzt wurde:

$$M_3(N, Q^2) = M_3^{\text{QCD}}(N, Q^2) \left[ 1 + \frac{H_4 \cdot N}{Q^2} \right] . \quad (7.27)$$

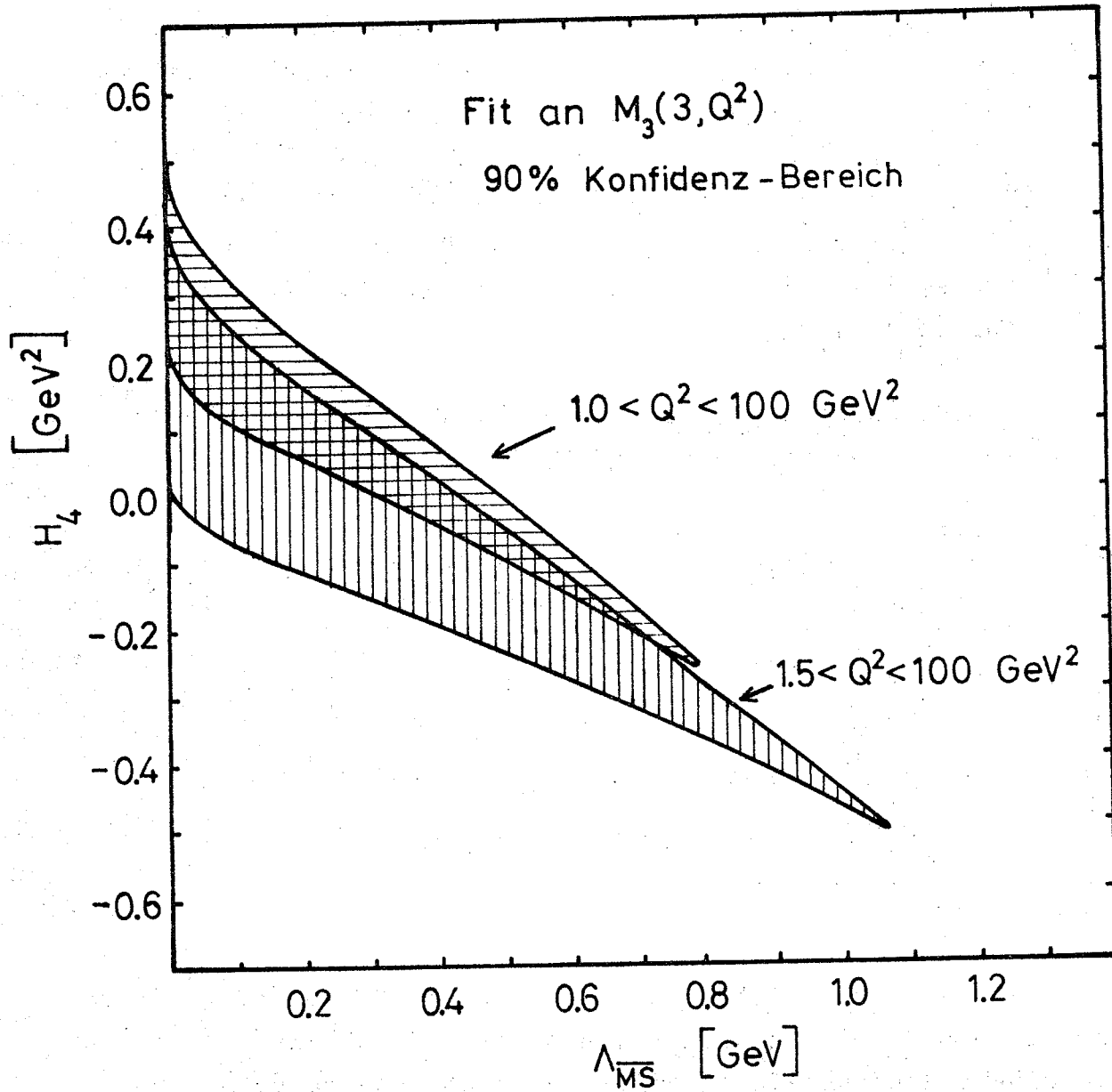


Abb. 7.17a: 90% Konfidenz-Bereiche für eine Anpassung einer Parametrisierung, die QCD- und Twist=4-Terme enthält, an das Moment  $M_3(3, Q^2)$ .

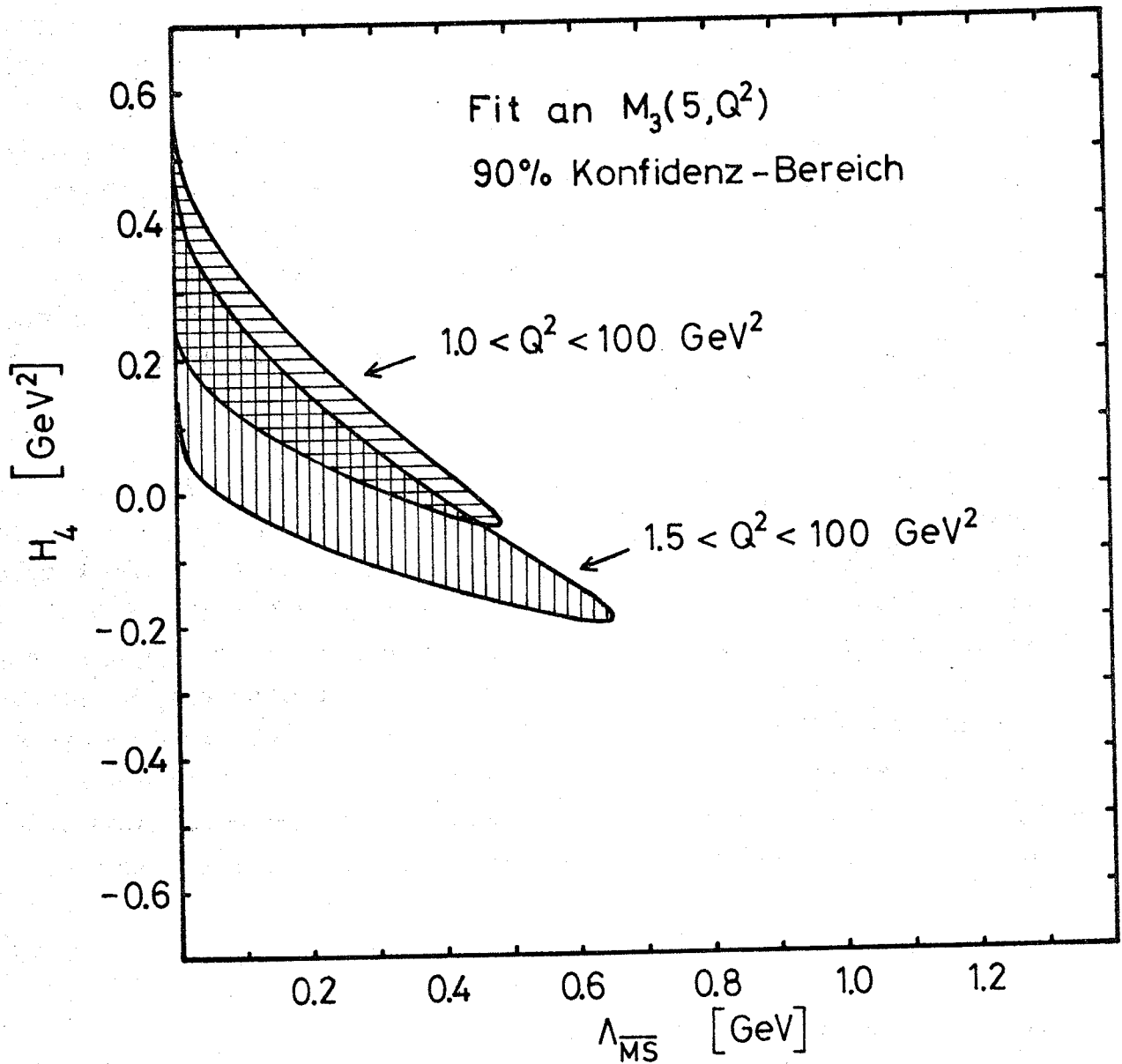


Abb. 7.17b: 90% Konfidenz-Bereiche für eine Anpassung einer Parametrisierung, die QCD- und Twist=4-Terme enthält, an das Moment  $M_3(5, Q^2)$ .

Die Anpassung an die Daten lieferte Werte von  $\Lambda_{\overline{MS}} \ll 0.1 \text{ GeV}$  und folglich für  $H_4$  Werte, die mit der reinen Twist=4-Beschreibung in Tabelle 7.5 fast identisch sind. Die Anpassung zeigte außerdem, daß zwischen  $\Lambda_{\overline{MS}}$  und  $H_4$  starke Korrelationen bestehen. Daher ist eigentlich nur die Angabe eines Konfidenzbereichs für beide Parameter zusammen sinnvoll. Das ist in Abb. 7.17 a für  $M_3(3, Q^2)$  und in Abb. 7.17 b für  $M_3(5, Q^2)$  geschehen. Der Konfidenz-Bereich für den Schnitt bei  $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$  ist größer als für  $Q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$ , weil weniger Freiheitsgrade zur Verfügung stehen.

Wegen der Unbestimmtheit des Vorzeichens der Higher-Twist-Terme in der Theorie ist es möglich, daß ein großer negativer Twist=4-Term einen großen Wert von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  gerade kompensiert. Positive Twist=4-Terme verstärken umgekehrt die  $Q^2$ -Abhängigkeit noch und können so einen großen Wert von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  in einer reinen QCD-Beschreibung der Daten vortäuschen. So lange wie das Vorzeichen und die Größe der Higher-Twist-Terme nicht aus theoretischen Überlegungen festgelegt sind, können die höheren Momente ( $N > 1$ ) von  $xF_3(x, Q^2)$  aus diesem Experiment daher mit 90% Konfidenz durch Werte des Skalenparameters von

$$0.0 < \Lambda_{\overline{MS}} < 1.0 \text{ GeV} \quad (7.28)$$

beschrieben werden.

#### 7.2.5 Die Gross Llewellyn-Smith Summenregel

Für die Untersuchung des Zusammenspiels von QCD- und Higher-Twist-Effekten spielt die Gross Llewellyn-Smith Summenregel (Gl. 2.40) eine besondere Rolle. Hier wird daher zum Vergleich mit dem vorigen Abschnitt das Ergebnis einer Überprüfung der Summenregel dargestellt, die hauptsächlich von W.G. Scott durchgeführt wurde<sup>136</sup>.

In erster Ordnung der Störungsrechnung gilt in der QCD die Summenregel

$$\int_0^1 V(x) dx = \int_0^1 F_3(x) dx = 3 \quad (7.29)$$

noch exakt. Erst in der zweiten Ordnung erfährt sie eine Korrektur:

$$\int_0^1 F_3(x, Q^2) dx = 3 \left[ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right] \quad (7.30)$$

Auch hier spielen Higher-Twist-Beiträge im Prinzip eine Rolle, doch gibt es theoretische Argumente<sup>141</sup>, daß ihr Beitrag sehr klein sein sollte. Das erwartet man auch einfach aus der Tatsache, daß Higher-Twist-Effekte hauptsächlich bei großen  $x$  eine Rolle spielen, während die Konvergenz der Summenregel vom Bereich kleiner  $x$  bestimmt wird.

Zur Berücksichtigung von Targetmassen-Effekten wurde wieder statt des Cornwall-Norton-Moments (7.29) das entsprechende Nachtmann-Moment nach Gl. 7.14 berechnet. Die Werte sind in Abb. 7.18 mit der Voraussage des Quark-Parton-Modells (7.29) und der QCD-Voraussage (7.30) für  $\Lambda = 0.1$  GeV aufgetragen. Hervorstechendes Ergebnis der Untersuchung ist die bis zu sehr kleinen Werten von  $Q^2$  innerhalb der Fehler vorhandene Unabhängigkeit von  $Q^2$ . Die reine QCD-Beschreibung liefert aus der Anpassung an die Daten den Wert<sup>136</sup>

$$\Lambda = 0.092^{+0.020}_{-0.036} \text{ GeV} \quad (7.31)$$

Bei Hinzunahme eines Twist=4-Terms analog zu (7.26) erhält man für  $Q^2 > 0.02 \text{ GeV}^2$  mit 90% Konfidenz die Grenzen<sup>136</sup>

$$\begin{aligned} 0.0 &\leq \Lambda \leq 0.150 \text{ GeV} \\ -0.030 &\leq H_4 \leq 0.050 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (7.32)$$

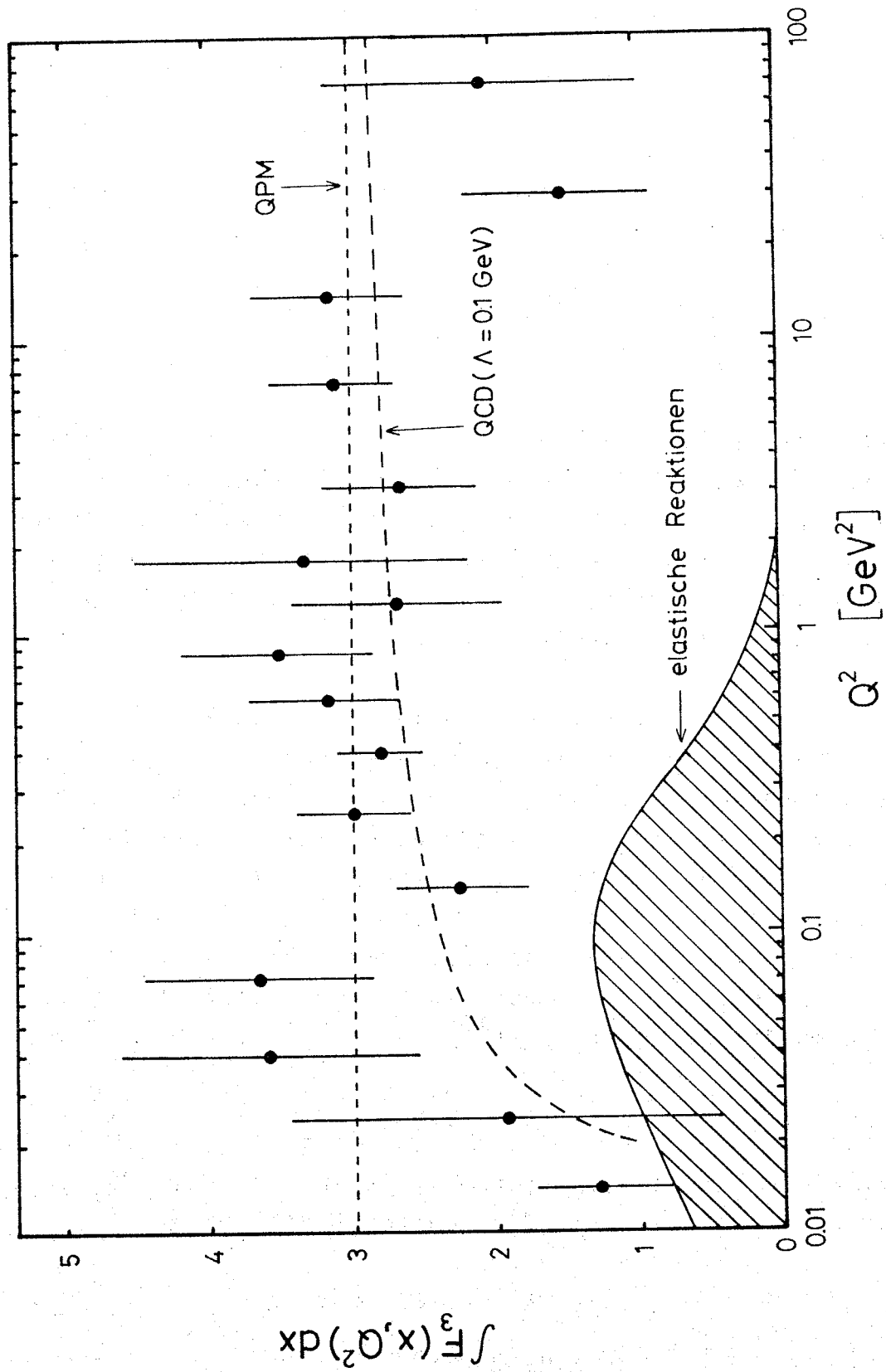


Abb. 7.18: Vergleich des Nachtmann-Moments  $M_3(1, Q^2)$  mit der Gross Llewellyn-Smith Summenregel des Quark-Parton-Modells (QPM) und der Modifikation durch die QCD-Voraussage 2. Ordnung für  $\Lambda = 0.1 \text{ GeV}$ .

Der Twist=4-Beitrag ist also erwartungsgemäß klein im Vergleich zu den Ergebnissen aus der Analyse der höheren Momente. Die Ergebnisse (7.31) und (7.32) deuten genau wie die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Resultate für  $\Lambda$  aus dem Vergleich der höheren Momente mit der Theorie darauf hin, daß bei letzteren die Vernachlässigung der Higher-Twist-Effekte bei niedrigen  $Q^2$  zu hohe Werte für  $\Lambda$  ergibt.

### 7.3 QCD-Voraussagen für die Strukturfunktion $F^{NS}(x, Q^2)$

In diesem Abschnitt werden die Strukturfunktionen selbst mit der QCD-Voraussage in erster und zweiter Ordnung verglichen. Dieser Vergleich vermeidet die Unsicherheiten, die durch den Einschluß des experimentell unsicheren Bereichs großer  $x > 0.8$  in den Momenten bestehen. Auch die unter Theoretikern umstrittene Frage der Einbeziehung der elastischen Reaktionen bei der Berechnung der Momente spielt hier keine Rolle.

Damit beim Vergleich mit der Theorie nicht die unbekannten Gluonverteilungen mitbestimmt werden müssen, wird der Vergleich auf die NS-Strukturfunktion  $xF_3$  beschränkt. Im Bereich  $x > 0.4$  ist jedoch die Strukturfunktion  $F_2$  auch praktisch eine reine NS-Funktion, da dort der Anteil der Seequarks verschwunden ist (vergl. Abb. 7.1, 7.2). Für die nachfolgend beschriebene Analyse wurden daher dort die sehr viel besser bestimmten Werte von  $F_2(x, Q^2)$  benutzt, so daß in allen Vergleichen mit der Theorie von jetzt ab immer

$$\begin{aligned} F^{NS}(x, Q^2) &= xF_3(x, Q^2) & \text{für } 0 \leq x \leq 0.4 \\ F^{NS}(x, Q^2) &= F_2(x, Q^2) & \text{für } 0.4 < x \leq 0.8 \end{aligned} \quad (7.33)$$

benutzt werden. Für diese Analyse wurden die Strukturfunktionen auch im Bereich  $x > 0.4$  in Intervallbreiten  $\Delta x = 0.1$  berechnet. Der Bereich  $x > 0.8$  wurde nicht mit der Theorie verglichen, da dort die theoretischen Voraussagen unsicher und die experimentellen Korrekturen groß sind. Die gemessenen Strukturfunktionen

brauchten nicht wie bei der Bestimmung der Momente auf einen festen  $Q^2$ -Wert zentriert zu werden (vergl. Kap. 6.4), sondern stellen den nach Gl. 6.23 definierten Mittelwert über den betrachteten  $x$ - $Q^2$ -Bereich dar. Die theoretische Voraussage wurde daher auch für jeden  $x$ - $Q^2$ -Bereich in kleinen Schritten von  $\Delta x = 0.02$  und  $\Delta Q^2 = 0.5$  berechnet und nach Gl. 6.23 gemittelt. Dabei konnte auch die nach Gl. 7.16 definierte untere Grenze für  $x$  bei großen  $Q^2$  leicht berücksichtigt werden.

Der Vergleich der experimentellen Werte mit der theoretischen Voraussage in erster Ordnung der QCD und die Anpassung der freien Parameter (Kap. 7.3.1) erfolgte mit Hilfe eines von H. Weerts entwickelten Programms, das in Ref. 17 ausführlich beschrieben ist. Zum Vergleich mit den Ausdrücken der QCD in nächsthöherer Ordnung in Kapitel 7.3.2 wurden die in dem Programm ursprünglich benutzten Altarelli-Parisi-Gleichungen<sup>65</sup> durch die Berechnungen von Bialas und Buras<sup>70</sup> ersetzt.

### 7.3.1 QCD-Voraussagen erster Ordnung für $F^{NS}(x, Q^2)$

Das Verhalten der Strukturfunktionen in Abhängigkeit von  $Q^2$  wird in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung in der QCD durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen beschrieben (vergl. Kap. 2.5.2). Für die hier betrachtete NS-Strukturfunktion (7.33) gilt nach Gl. 2.65 - 2.69

$$Q^2 \frac{\partial F^{NS}(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[ (3+4 \ln(1-x)) F^{NS}(x, Q^2) + \int_x^1 \frac{2}{1-y} \left[ (1+y^2) F^{NS}(x, Q^2) - 2 F^{NS}(x, Q^2) \right] dy \right] \quad (7.34)$$

Hier ist  $\alpha_s(Q^2)$  die nach Gl. 2.57 definierte Kopplungskonstante, die den freien Parameter  $\Lambda_{LO}$  enthält. Da (7.34) nur die  $Q^2$ -Abhängigkeit beschreibt, treten als zusätzliche freie Parameter

die Größen  $C$ ,  $a_0$  und  $b_0$  auf, die nach Gl. 2.70 die  $x$ -Abhängigkeit der Strukturfunktion an einem Referenzpunkt  $Q_0^2$  beschreiben:

$$F^{NS}(x, Q_0^2) = C x^{a_0} (1-x)^{b_0} . \quad (7.35)$$

Der Parameter  $C$  kann durch die Forderung festgelegt werden, daß das Integral über (7.35) die Gross Llewellyn-Smith Summenregel erfüllen muß. Man erhält (vergl. z.B. Ref. 17)

$$C = \frac{3}{B(a_0, 1+b_0)} . \quad (7.36)$$

Hier ist  $B(a_0, 1+b_0)$  die Eulersche Betafunktion, die gewährleistet, daß mit dieser Wahl von  $C$  das Integral in  $x$  über (7.35) gerade den Wert 3 ergibt. Die Möglichkeit eines Beitrages von Higher-Twist-Termen wurde durch die Parametrisierung (vergl. Gl. 2.92)

$$F^{NS}(x, Q^2) = F_{QCD}^{NS}(x, Q^2) \left[ 1 + \frac{h_4 x}{(1-x)Q^2} \right] \quad (7.37)$$

berücksichtigt. Der Einschluß von Targetmassen-Effekten wie bei den Momenten erfolgte dadurch, daß die nach Gl. 7.34 - 7.37 berechnete theoretische Vorhersage mit Hilfe der Gl. 2.97 von  $\xi$  auf  $x$  transformiert wurde. Diesem Verfahren liegt die Annahme zugrunde, daß die Gl. 7.34 - 7.37 eigentlich für die wahre Skalenvariable  $\xi$  gelten. Damit erhält die Strukturfunktion in der Variablen  $x$  bereits eine definierte  $Q^2$ -Abhängigkeit, selbst wenn  $\xi$  exaktes Skalenverhalten zeigt.

Die Ergebnisse einer Anpassung für eine reine QCD-Beschreibung ( $h_4 = 0.0$ ) sind in Tabelle 7.7 angegeben. Der Referenzpunkt  $Q_0^2$  wurde hier stets mit der unteren Grenze des betrachteten  $Q^2$ -Bereichs gleichgesetzt. Eine durchaus mögliche andere Wahl von  $Q_0^2$  hat keinen Einfluß<sup>17</sup> auf die Ergebnisse für  $\Lambda_{LO}$ . Auch hier ist

Tabelle 7.7: Ergebnisse einer reinen QCD-Beschreibung erster Ordnung für  $F^{NS}(x, Q^2)$

| $Q_0^2$ [GeV <sup>2</sup> ] | $\Lambda_{LO}$ [GeV] | $h_4$ [GeV <sup>2</sup> ] | $a_0$           | $b_0$           | $\chi^2/ndf$ |
|-----------------------------|----------------------|---------------------------|-----------------|-----------------|--------------|
| 1.0                         | $0.30 \pm 0.07$      | 0.0                       | $0.64 \pm 0.03$ | $2.47 \pm 0.14$ | 120 / 53     |
| 1.5                         | $0.23 \pm 0.08$      | 0.0                       | $0.68 \pm 0.04$ | $2.88 \pm 0.14$ | 67 / 45      |
| 2.0                         | $0.22 \pm 0.11$      | 0.0                       | $0.68 \pm 0.04$ | $3.00 \pm 0.15$ | 64 / 37      |

eine deutliche Abhängigkeit von der Wahl der unteren Grenze  $Q_0^2$  des betrachteten  $Q^2$ -Bereichs sichtbar, die allerdings schwächer ist als bei den Momenten. Das kann durch die unterschiedliche Zahl von Freiheitsgraden für die beiden Methoden erklärt werden.

Die Ergebnisse für  $\Lambda_{LO}$  sind innerhalb der Fehler konsistent mit den Resultaten aus der Analyse der Momente (7.22). Die relativ großen  $\chi^2$ -Werte, vor allem bei Einschluß des niedrigsten  $Q^2$ -Bereichs, deuten jedoch darauf hin, daß die Anpassung nicht in allen Bereichen gut ist. Das ist auch aus Abb. 7.19 ersichtlich, in der die theoretische Vorhersage (durchgezogene Linie) aus der Anpassung für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  den Daten überlagert ist. Probleme treten vor allem im Bereich  $0 < x < 0.1$  auf, in dem allerdings auch Ungenauigkeiten der theoretischen Vorhersage erwartet werden<sup>17</sup>.

Die Möglichkeit einer Beschreibung der Daten durch einen Twist=4-Term allein wurde untersucht, indem  $\Lambda_{LO} = 0.0$  gesetzt wurde. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.8 zusammengefaßt.

Die  $\chi^2$ -Werte unterscheiden sich nicht wesentlich von der reinen QCD-Voraussage in Tabelle 7.7. Der Vergleich mit den Daten in Abb. 7.20 zeigt jedoch, daß gerade im Bereich großer  $x$ , wo die

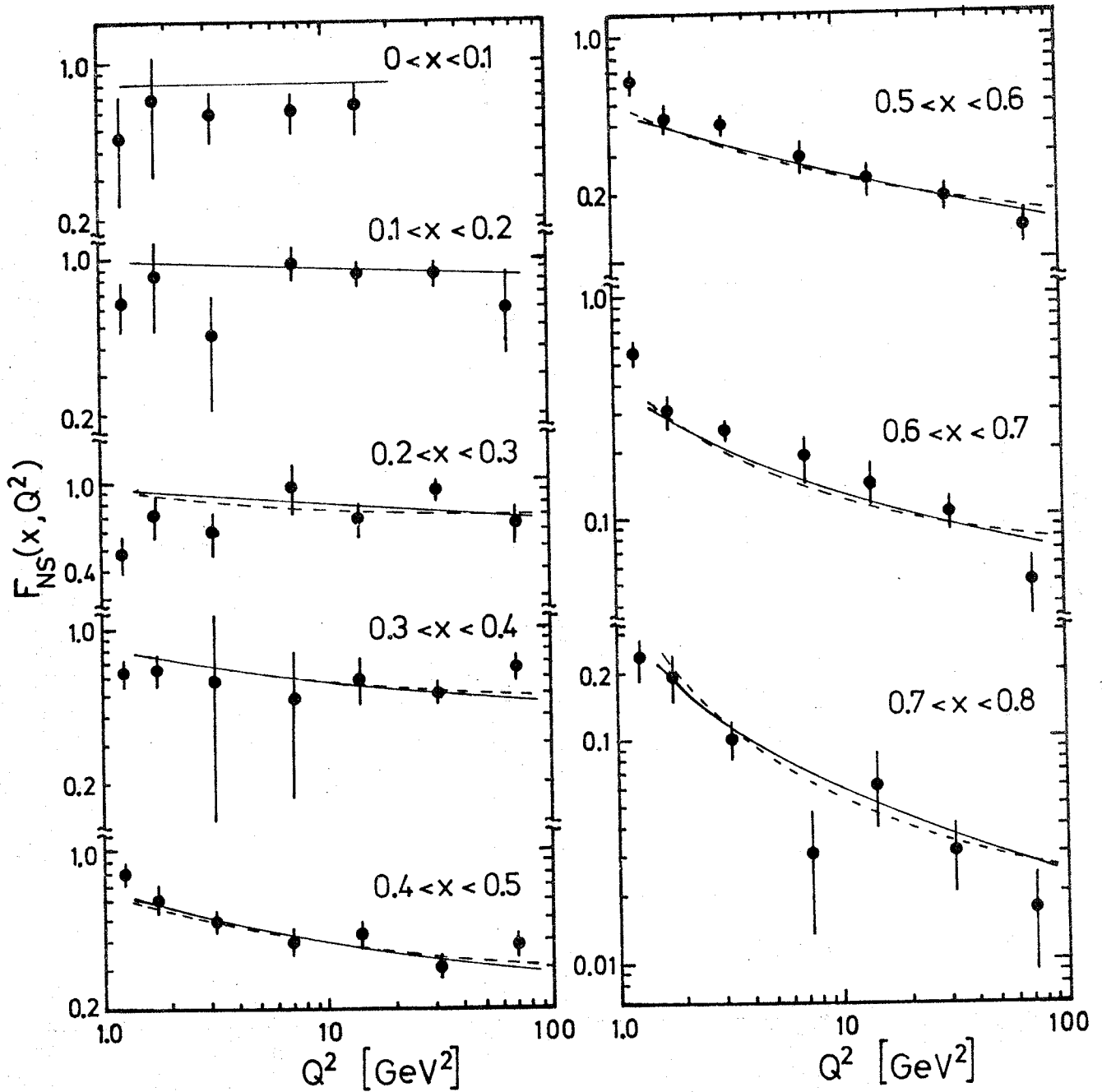


Abb. 7.19: Vergleich der QCD-Voraussage in erster Ordnung mit den gemessenen Strukturfunktionen (durchgezogene Linie). Die benutzte Strukturfunktion  $F^{NS}$  ist  $xF_2$  für  $0 < x \leq 0.4$  und  $F_2$  für  $x > 0.4$ . Die unterbrochene Kurve zeigt die Voraussage unter Einschluß eines Twist=4-Terms. Beide Kurven wurden aus Anpassung für  $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$  bestimmt.

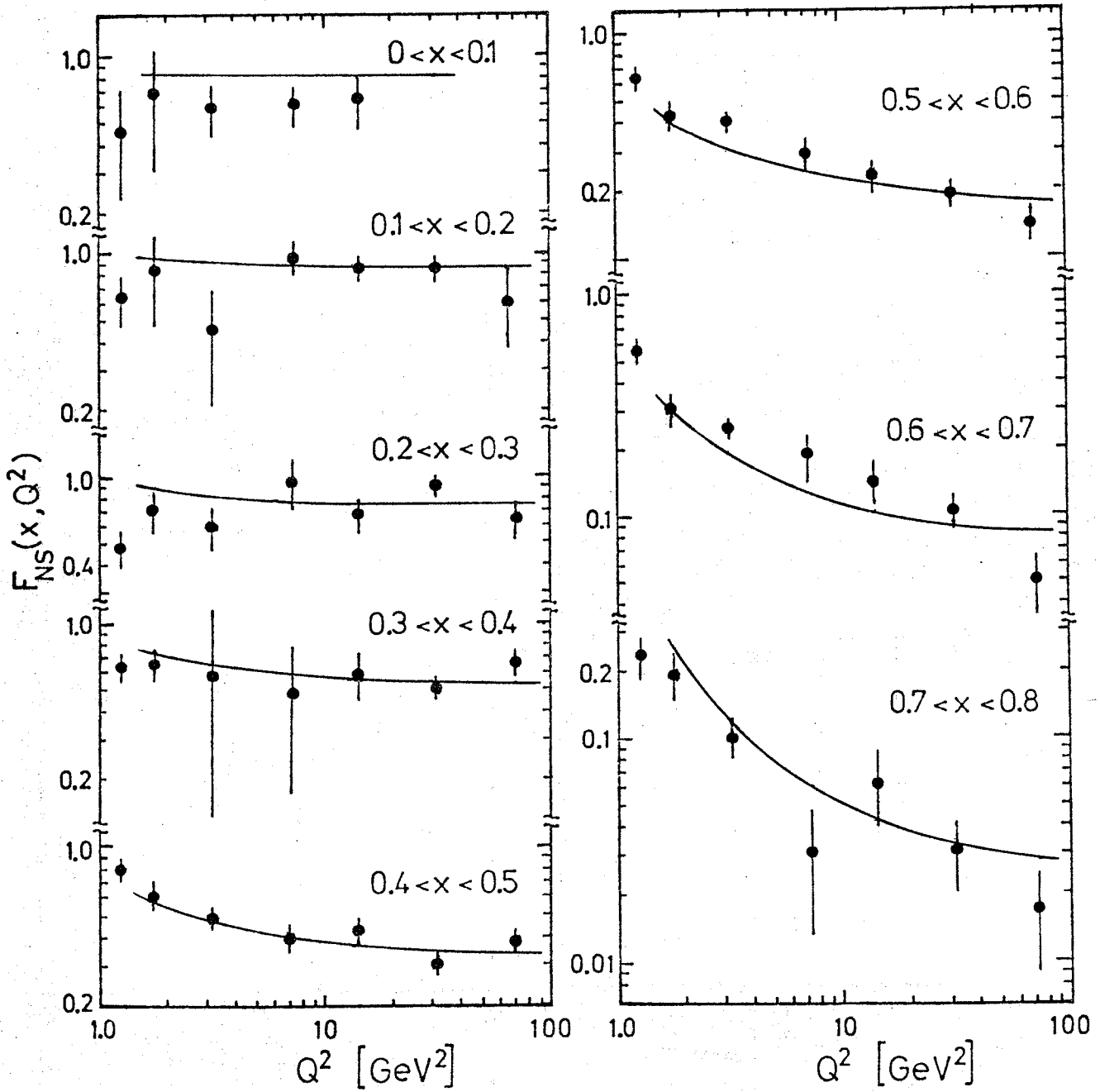


Abb. 7.20: Vergleich einer reinen Twist=4-Vorhersage mit  $F^{NS}$ .

Tabelle 7.8: Ergebnisse einer reinen Twist=4-Beschreibung für  $F^{NS}(x, Q^2)$

| $Q_0^2$ [GeV <sup>2</sup> ] | $\Lambda_{L0}$ [GeV] | $h_4$ [GeV <sup>2</sup> ] | $a_0$           | $b_0$           | $\chi^2/ndf$ |
|-----------------------------|----------------------|---------------------------|-----------------|-----------------|--------------|
| 1.0                         | 0.0                  | $0.83 \pm 0.12$           | $0.56 \pm 0.03$ | $3.35 \pm 0.11$ | 124 / 52     |
| 1.5                         | 0.0                  | $0.99 \pm 0.19$           | $0.60 \pm 0.03$ | $3.56 \pm 0.12$ | 70 / 44      |
| 2.0                         | 0.0                  | $1.32 \pm 0.32$           | $0.61 \pm 0.03$ | $3.63 \pm 0.16$ | 65 / 36      |

Higher-Twist-Beiträge erwartet werden, die Übereinstimmung für  $Q^2 > 3 \text{ GeV}^2$  nicht gut ist. Das Verhalten der Strukturfunktion kann daher sicher nicht über den gesamten  $Q^2$ -Bereich durch Higher-Twist allein beschrieben werden.

Eine Anpassung, in der  $h_4$  und  $\Lambda_{L0}$  als freie Parameter behandelt wurden, liefert die Ergebnisse in Tabelle 7.9.

Tabelle 7.9: Ergebnisse einer Beschreibung der Strukturfunktion  $F^{NS}(x, Q^2)$  durch QCD und einen Twist=4-Term

| $Q_0^2$ [GeV <sup>2</sup> ] | $\Lambda_{L0}$ [GeV]           | $h_4$ [GeV <sup>2</sup> ] | $a_0$           | $b_0$           | $\chi^2/ndf$ |
|-----------------------------|--------------------------------|---------------------------|-----------------|-----------------|--------------|
| 1.0                         | $0.074 \pm 0.158$<br>$- 0.074$ | $0.25 \pm 0.14$           | $0.61 \pm 0.03$ | $2.84 \pm 0.20$ | 118 / 52     |
| 1.5                         | $0.083 \pm 0.222$<br>$- 0.083$ | $0.22 \pm 0.24$           | $0.66 \pm 0.04$ | $3.09 \pm 0.20$ | 67 / 44      |
| 2.0                         | $0.074 \pm 0.320$<br>$- 0.074$ | $0.30 \pm 0.66$           | $0.66 \pm 0.06$ | $3.19 \pm 0.40$ | 63 / 36      |

Auch für diese Beschreibung unterscheiden sich die  $\chi^2$ -Werte kaum von den reinen QCD- und Twist=4-Beschreibungen. Auffällig ist aber, daß der Wert von  $\Lambda_{L0}$  innerhalb der großen Fehler

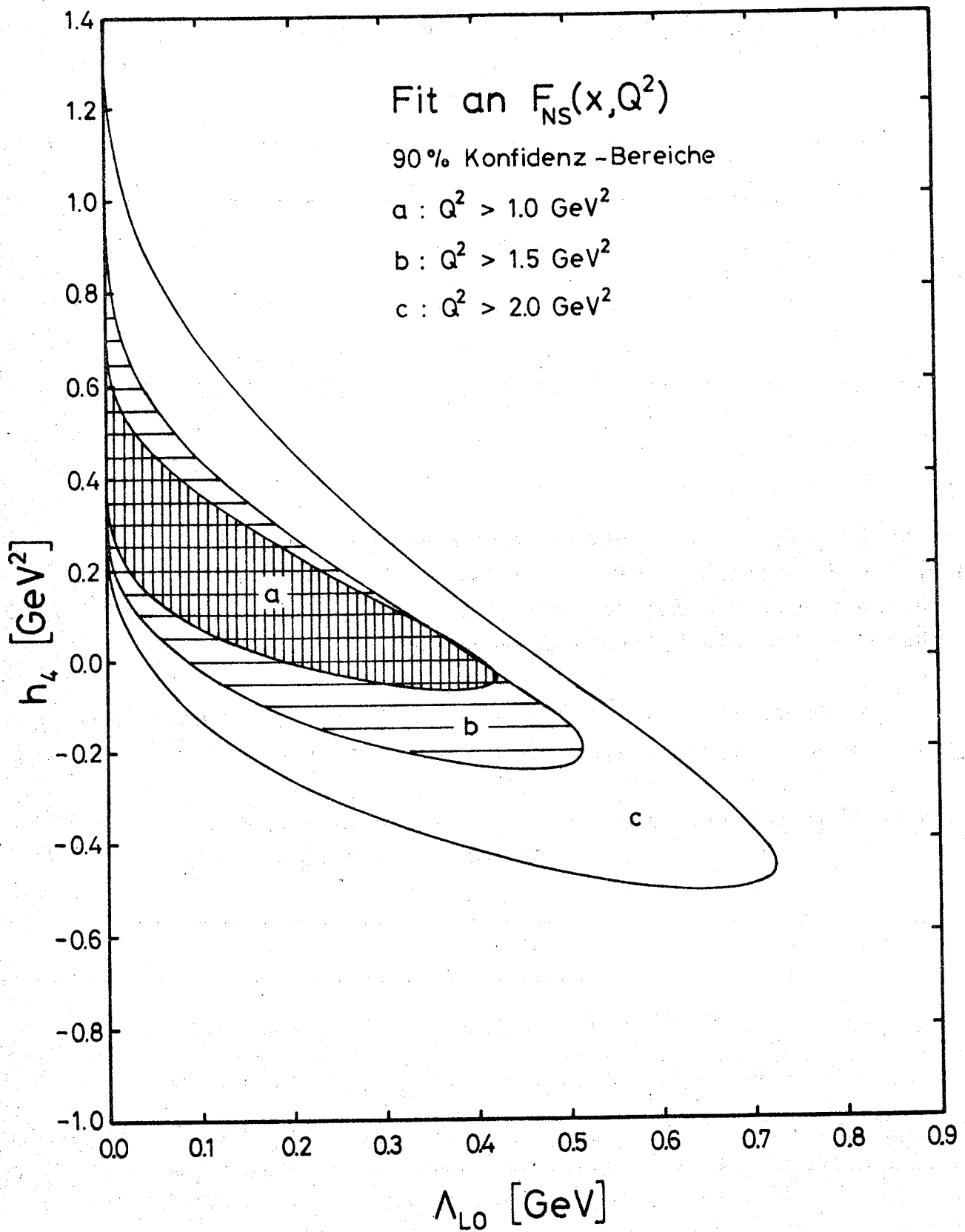


Abb. 7.21: Grenzen der 90% Konfidenz-Bereiche für die Parameter  $h_4$  und  $\Lambda_{L0}$  aus einer Beschreibung der Strukturfunktion  $F_{NS}$  durch die Altarelli-Parisi-Gleichung und einen Twist=4-Term.

praktisch unabhängig vom untersuchten  $Q^2$ -Bereich ist und auch die Twist=4-Parameter  $h_4$  gut übereinstimmen. Wie bei den Momenten ist der Wert von  $\Lambda_{LO}$  sehr viel kleiner als bei einer reinen QCD-Beschreibung. Das Ergebnis für  $Q_0^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$  ist in Abb. 7.19 als unterbrochene Kurve eingezeichnet und stimmt bei kleinen  $x$  erwartungsgemäß mit der reinen QCD-Beschreibung überein. Die großen Fehler von  $\Lambda_{LO}$  und  $h_4$  spiegeln die starke Korrelation zwischen den beiden Parametern wider. Wegen dieser Korrelation und der praktisch gleich guten Anpassung für alle drei Beschreibungen ist es nur sinnvoll, Konfidenz-Bereiche für die Parameter anzugeben. In Abb. 7.21 sind daher die 90% Konfidenz-Bereiche für die drei benutzten Werte von  $Q_0^2$  angegeben. Auch hier zeigt sich der gleiche Effekt wie bei der Analyse der Momente (Abb. 7.17). Die starken Korrelationen und die fehlenden Grenzen für  $h_4$  aus der Theorie erlauben für  $\Lambda_{LO}$  Werte zwischen 0.0 und 0.7 GeV. Die gute Übereinstimmung der Zentralwerte aus der Anpassung in Tab. 7.9 untereinander deutet allerdings auf einen kleinen Wert von  $\Lambda_{LO}$  hin und läßt außerdem für die Analyse der Daten bei niedrigen  $Q^2$  die Berücksichtigung von Higher-Twist-Effekten zwingend notwendig erscheinen.

### 7.3.2 QCD-Voraussagen zweiter Ordnung für $F^{NS}(x, Q^2)$

Für die QCD-Beschreibung der Strukturfunktionen unter Ein-schluß der Korrekturen zweiter Ordnung wurde die von Bialas und Buras<sup>70</sup> vorgeschlagene Methode (vergl. Kap. 2.5.4) benutzt, in Gl. 7.35 den Exponenten  $a$  und  $b$  eine explizite Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $\Lambda_{\overline{MS}}$  zu geben:

$$F^{NS}(x, Q^2) = C x^a (1 - x)^b \quad (7.38)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= a(s, \Lambda_{\overline{MS}}) = a_0 + a_1(\Lambda_{\overline{MS}}) s \\ b &= b(s, \Lambda_{\overline{MS}}) = b_0 + b_1(\Lambda_{\overline{MS}}) s \\ s &= - \ln(\alpha_s(Q^2)/\alpha_s(Q_0^2)) \end{aligned} \quad (7.39)$$

An der Stelle  $Q^2 = Q_0^2$  ist (7.38) also mit (7.35) identisch und die  $Q^2$ -Entwicklung wird durch die Parameter  $a_1(\Lambda_{\overline{MS}})$  und  $b_1(\Lambda_{\overline{MS}})$  bestimmt. Diese sind durch  $a_0$  und  $b_0$  aus der Forderung festgelegt, daß die Momente von (7.38) der in der QCD für diesen Wert von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  berechneten  $Q^2$ -Entwicklung nach Gl. 2.85 folgen müssen. Die Voraussage (2.85) für die Momente wurde hier statt des von Bialas und Buras benutzten Ausdrucks zur Bestimmung von  $a_1$  und  $b_1$  genommen, weil letztere eine Näherung für das  $Q^2$ -Verhalten der Momente gebraucht haben, die unter bestimmten Bedingungen negative Werte für die Momente liefert und von der in Kapitel 7.2.3 benutzten Momentengleichung (7.23) stark abweicht. Für die Strukturfunktionen erhält man aus (7.38)

$$F_2^{NS}(x, Q^2) = F^{NS}(x, Q^2) \quad (7.40)$$

$$xF_3(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} F^{NS}(y, Q^2) \left[ \delta(1 - \frac{x}{y}) - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \frac{4}{3} \frac{x}{y} (1 + \frac{x}{y}) \right]. \quad (7.41)$$

Bei der Anpassung an die gemessenen Werte (7.33) wurde daher (7.40) für  $x > 0.4$  benutzt und (7.41) für  $x \leq 0.4$ . Targetmassen-Effekte wurden genau wie beim Vergleich mit der QCD-Vorhersage erster Ordnung durch Berechnung des theoretischen Ausdrucks in  $\xi$  und Rücktransformation auf  $x$  berücksichtigt. Als Referenzpunkt zur Bestimmung von  $a_1$  und  $b_1$  wurde  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  benutzt. Die Wahl  $Q_0^2 = 20 \text{ GeV}^2$  ergab zwar andere Werte für  $a_1$  und  $b_1$ , doch in der Anpassung an die Daten das gleiche Ergebnis für  $\Lambda_{\overline{MS}}$ . Der Beitrag eines Twist=4-Terms wurde wieder durch Gl. 7.37 beschrieben. In Tabelle 7.10 sind die Ergebnisse aus der Anpassung einer reinen QCD-Beschreibung ( $h_4 = 0.0$ ) und der gemischten Beschreibung nach 7.37 aufgeführt. Die reine QCD-Beschreibung ergibt für  $\Lambda_{\overline{MS}}$  Werte, die innerhalb der Fehler mit den Resultaten aus der Analyse der Momente (7.24) übereinstimmen. Die Anpassung ist besser als für die Beschreibung in erster Ordnung (Tab. 7.7).

Tabelle 7.10: Anpassung an die QCD-Voraussage in zweiter Ordnung

| $Q_{\min}^2 [\text{GeV}^2]$ | $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} [\text{GeV}]$ | $h_4 [\text{GeV}^2]$ | $a_0$           | $a_1$  | $b_0$           | $b_1$ | $\chi^2/\text{ndf}$ |
|-----------------------------|-----------------------------------------------|----------------------|-----------------|--------|-----------------|-------|---------------------|
| 1.0                         | $0.41^{+0.05}_{-0.51}$                        | 0.0                  | $0.69 \pm 0.04$ | - 0.21 | $3.04 \pm 0.12$ | 1.18  | 87 / 52             |
| 1.5                         | $0.28^{+0.07}_{-0.07}$                        | 0.0                  | $0.73 \pm 0.04$ | - 0.21 | $3.22 \pm 0.14$ | 1.18  | 53 / 44             |
| 2.0                         | $0.29^{+0.09}_{-0.09}$                        | 0.0                  | $0.75 \pm 0.05$ | - 0.22 | $3.26 \pm 0.14$ | 1.18  | 51 / 36             |
| 1.0                         | $0.61 \pm 0.02$                               | $-0.21 \pm 0.03$     | $0.79 \pm 0.02$ | - 0.26 | $3.07 \pm 0.05$ | 1.13  | 75 / 51             |
| 1.5                         | $0.45 \pm 0.13$                               | $-0.21 \pm 0.14$     | $0.76 \pm 0.05$ | - 0.24 | $3.12 \pm 0.14$ | 1.18  | 51 / 43             |
| 2.0                         | $0.54 \pm 0.17$                               | $-0.39 \pm 0.21$     | $0.80 \pm 0.07$ | - 0.26 | $3.08 \pm 0.18$ | 1.15  | 48 / 35             |

Das trifft auch für die Beschreibung unter Einschluß eines Twist=4-Terms zu. Allerdings wird der Parameter  $h_4$  hier negativ, was zu einer Vergrößerung von  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  führt. Die Abhängigkeit des Wertes von  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  von  $Q_{\min}^2$  ist in der reinen QCD-Beschreibung nicht so stark wie für die Altarelli-Parisi-Gleichungen (Tab. 7.7), wird aber auch durch den Einschluß eines Twist=4-Terms nicht so offensichtlich verringert. In Abb. 7.22 wird deutlich, daß die hier benutzte Voraussage die Daten vor allem bei kleinen  $x$  besser beschreibt als die Voraussage erster Ordnung in Abb. 7.19. Der negative Twist=4-Term ergibt bei kleinen  $x$  eine größere Abweichung von der reinen QCD-Vorhersage als bei großen  $x$ , wo er gerade durch den vergrößerten Wert von  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  kompensiert wird. Die 90% Konfidenz-Bereiche von  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  und  $h_4$  in Abb. 7.23 zeigen wieder deutlich die starke Korrelation der beiden Parameter. Die Tatsache, daß die Konfidenzbereiche eine von Null verschiedene untere Grenze von  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  zu geben scheinen, ist irreführend. Das liegt in den bei diesem Verfahren angewandten näherungsweisen

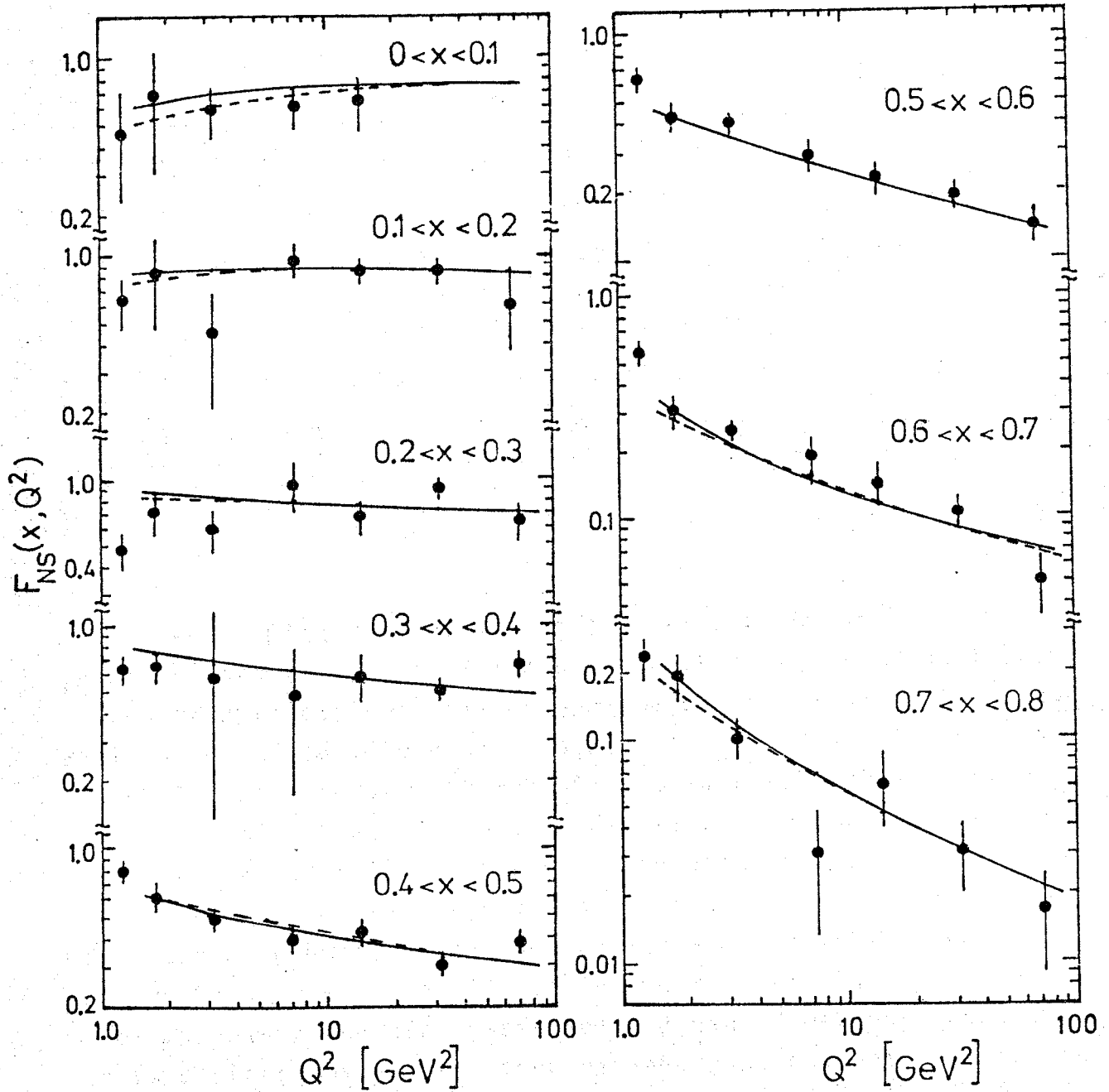


Abb. 7.22: Vergleich einer QCD-Voraussage zweiter Ordnung nach Bialas und Buras mit  $F_{NS}$ . Die durchgezogene Linie zeigt die reine QCD-Voraussage, die unterbrochene Linie die Voraussage unter Einschluß eines Twist=4-Terms.

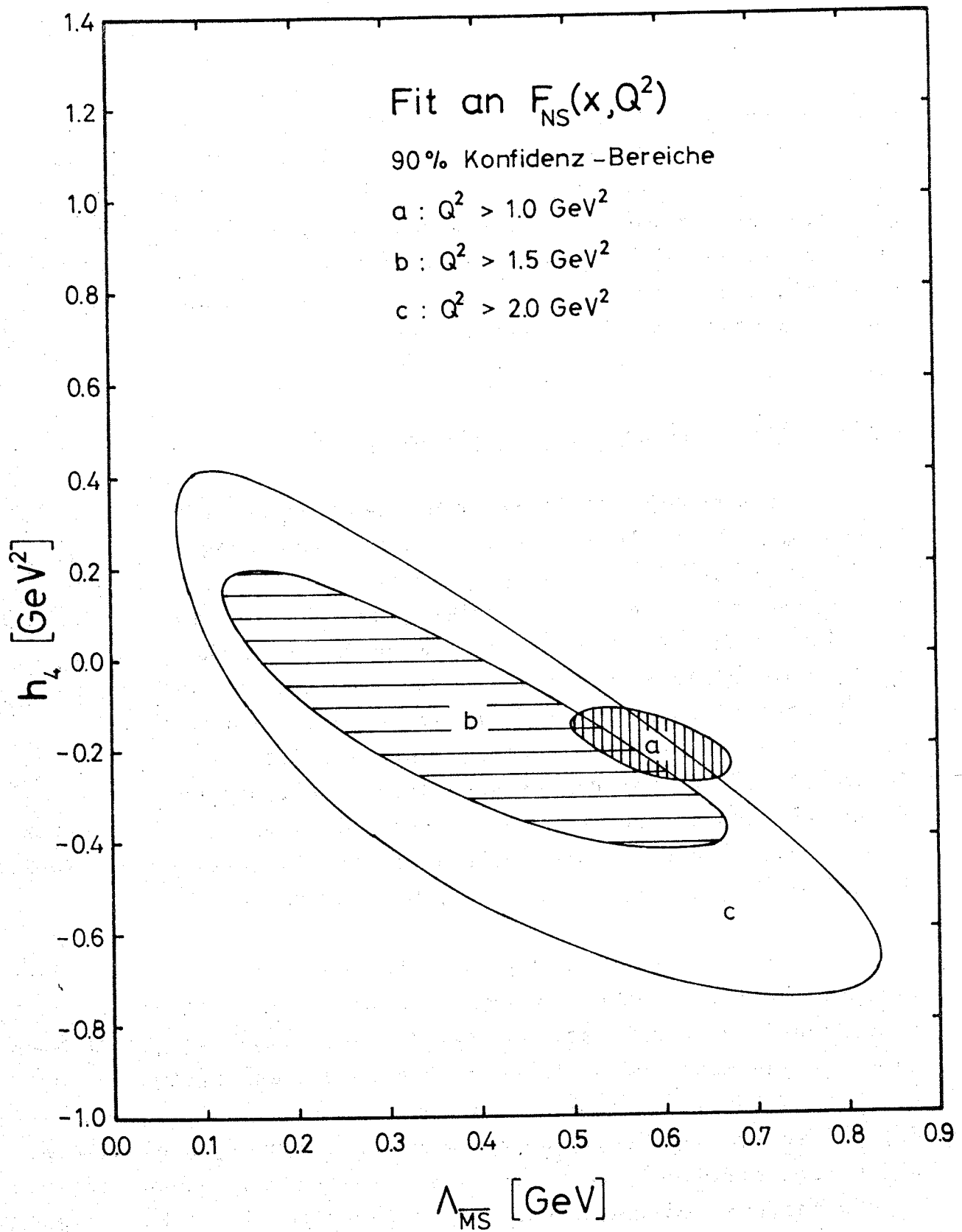


Abb. 7.23: Grenzen der 90 % Konfidenz-Bereiche für die Parameter  $h_4$  und  $\Lambda_{\overline{MS}}$  aus der Anpassung der QCD-Voraussage zweiter Ordnung nach Bialas und Buras.

Lösungen des Inversionsproblems für die Momentengleichungen begründet, das gerade so gemacht ist, daß  $\Lambda_{\overline{MS}}$  nicht genau Null werden kann. Die geringe Größe des Konfidenz-Bereichs für  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  (Region a) liegt daran, daß bei kleinen  $x < 0.3$ , auf die die Anpassung dieser Beschreibung besonders sensitiv reagiert, die Werte für  $Q^2 = 1.25 \text{ GeV}^2$  im Vergleich zu den übrigen Werten deutlich niedriger liegen.

#### 7.4 Vergleich mit anderen Experimenten

Die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für CC-Reaktionen wurden bereits in Tabelle 6.2 mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Die gemessenen Werte für  $\sigma/E$  stimmen gut überein mit Ausnahme der Messung der CITFR-Kollaboration<sup>134</sup>, die einen deutlich größeren Wirkungsquerschnitt für Neutrino- und Antineutrino-Reaktionen mißt als alle anderen Experimente im gleichen Energiebereich. Der von der QCD vorhergesagte leichte Abfall des Neutrinowirkungsquerschnitts kann nur im Vergleich zu den Ergebnissen des Gargamelle-Experiments bei niedrigen Energien am CERN PS festgestellt werden, alle anderen Experimente beobachten innerhalb ihres Energiebereiches im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Energieabhängigkeit von  $\sigma/E$ .

Die Strukturfunktionen zeigen Abweichungen vom Skalenverhalten, die mit den Beobachtungen anderer Lepton-Nukleon-Streuexperimente gut übereinstimmen (vergl. Abb. 7.6). In den meisten dieser Experimente sind die beobachteten Skalenverletzungen mit den QCD-Voraussagen verglichen worden. In Tabelle 7.11 sind die Ergebnisse für den Vergleich mit der QCD zusammengestellt, die unter vergleichbaren experimentellen Bedingungen und Korrekturen in der Analyse gewonnen worden sind. In allen diesen Experimenten wurden Targetmassen-Korrekturen angewandt oder durch entsprechend hohe Schnitte in  $Q^2$  sichergestellt, daß diese Effekte keine Rolle mehr spielen. In den Fällen, wo kein Wert für den Twist=4-Parameter  $h_4$  angegeben ist, wurden Higher-Twist-Effekte beim Vergleich mit der Theorie vernachlässigt.

Tabelle 7.11: Resultate der QCD-Analysen verschiedener  $\ell N$ -Streuexperimente

| Experiment              | Strahl                   | Target            | Benutzte Daten        | $Q^2$ -Bereich | $\Lambda_{LO}$ [GeV]           | $\Lambda_{MS}$ [GeV]         | $\bar{h}_4$ [GeV <sup>2</sup> ] |
|-------------------------|--------------------------|-------------------|-----------------------|----------------|--------------------------------|------------------------------|---------------------------------|
| CDHS <sup>142</sup>     | $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ | Fe                | Momente ( $xF_3$ )    | $> 2$          | $0.300 \pm 0.100$              | $0.250 \pm 0.080$            | -                               |
|                         |                          |                   | $xF_{3,F_2}(x>0.4)$   | $> 2$          | $0.180 \pm 0.020$              | $0.210 \pm 0.080$            | -                               |
|                         |                          |                   |                       | $> 2$          | $0.400 \pm 0.030$              |                              | $-0.070$                        |
|                         |                          |                   |                       |                |                                | $0.240$                      | $0.740 \pm 0.400$<br>$0.300$    |
| EMC <sup>19,143</sup>   | $\mu$                    | Fe                | $F_2'(x > 0.25)$      | $> 4.5$        | $0.122 \pm 0.198$<br>$0.043$   | $0.170 \pm 0.155$<br>$0.105$ | -                               |
|                         |                          |                   |                       | $> 4.5$        | $0.113$                        |                              | $0.330$                         |
| EMC <sup>19</sup>       | $\mu$                    | H <sub>2</sub>    | $F_2(x > 0.25)$       | $> 7$          | $0.110 \pm 0.143$<br>$0.074$   | $0.145 \pm 0.150$<br>$0.090$ | -                               |
| GGM (SPS) <sup>17</sup> | $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ | Freon/<br>Propan  | $xF_3(x \leq 0.40)$ , | $> 2$          | $0.020 \pm 0.090$<br>$0.020$   | $0.150 \pm 0.150$<br>$0.110$ | -                               |
|                         |                          |                   | $F_2(x > 0.40)$       | $> 2$          | $0.0 \leq \Lambda_{LO} < 0.27$ |                              | $-0.33 < \bar{h}_4 < 0.00$      |
| BEBC                    | $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ | Ne/H <sub>2</sub> | Momente ( $xF_3$ )    | $> 2$          | $0.190 \pm 0.080$              | $0.140 \pm 0.050$            | -                               |
|                         |                          |                   |                       | $> 2$          |                                | $0.0 < \Lambda_{MS} < 1.0$   | $-0.50 < \bar{h}_4 < 0.50$      |
|                         |                          |                   | $xF_3(x \leq 0.40)$ , | $> 2$          | $0.220 \pm 0.110$              | $0.290 \pm 0.090$            | -                               |
|                         |                          |                   | $F_2(x > 0.40)$       | $> 2$          | $0.074 \pm 0.320$<br>$0.074$   | -                            | $0.300 \pm 0.660$               |
|                         |                          |                   |                       | $> 2$          |                                | $0.540 \pm 0.170$            | $-0.390 \pm 0.210$              |

Die Ergebnisse der hier durchgeführten Analyse stimmen mit den Ergebnissen der anderen Experimente überein, wenn man die Werte für den Skalenparameter  $\Lambda$  betrachtet, die bei Vernachlässigung von Higher-Twist-Effekten aus den Voraussagen der QCD in erster und zweiter Ordnung bestimmt wurden. Zum Vergleich mit den QCD-Berechnungen in zweiter Ordnung wurden allerdings sehr unterschiedliche Beschreibungen herangezogen, so daß leichte Unterschiede in den Ergebnissen zu erwarten sind.

Die Ergebnisse unter Einschluß eines Higher-Twist-Terms sind vom angewandten Verfahren her eigentlich nur mit der Analyse des Gargamelle (SPS) Experiments<sup>17</sup> vergleichbar. Bei der Analyse des CDHS- und des EMC-Experiments wurde  $\Lambda$  in einer Anpassung bei

großen  $Q^2$  festgelegt und der Unterschied zu dieser QCD-Beschreibung bei kleinen  $Q^2$  durch einen Twist=4-Term erklärt. Das war möglich durch die viel größere Statistik, die in diesen Experimenten zur Verfügung steht. Auch diese Experimente stellten allerdings starke Korrelationen zwischen  $\Lambda$  und  $h_4$  fest, wenn beide gleichzeitig als freie Parameter betrachtet wurden. Ein zusätzliches Problem für den Vergleich der Ergebnisse tritt dadurch auf, daß für die Beschreibung der x-Abhängigkeit der Higher-Twist-Terme unterschiedliche Parametrisierungen benutzt wurden. Alle Experimente finden übereinstimmend Hinweise auf Higher-Twist-Effekte bei kleinen  $Q^2$ , wenn auch Größe und Vorzeichen der Twist=4-Terme sehr unterschiedlich sind.

### Zusammenfassung

Zur Messung der Strukturfunktionen des Nukleons wurden in der Blasenkammer BEBC im Schmalbandstrahl des CERN SPS 262 000 Fotos im Neutrino- und 548 000 Fotos im Antineutrinostrahl aufgenommen. Darin wurden 6780 Wechselwirkungen im Neutrino- und 2750 im Antineutrinostrahl gefunden. Die hier untersuchten Reaktionen über geladene Ströme (CC) wurden von neutralen Strömen (NC) durch das Myon im Endzustand unterschieden. Die Energie des Neutrinos konnte für jedes Ereignis aus der gemessenen Energie des Myons und der Hadronen bestimmt werden. Durch die Füllung der Kammer mit einer 73% (molar) Ne/H<sub>2</sub> Mischung war dabei eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Hadronen gegeben. Zur Berücksichtigung der trotzdem nicht gesehenen neutralen Hadronen konnte in einem Testexperiment mit  $\pi^-$ -Strahlen bekannter Energie ein globaler Korrekturfaktor für die gemessene Hadronenergie und die Auflösung dieser Korrekturmethode genau bestimmt werden. Nach geeigneten Schnitten standen für die Analyse 3099 CC-Ereignisse aus dem Neutrinostrahl und 1120 aus dem Antineutrinostrahl zur Verfügung.

Der Vergleich dieser Daten mit der Theorie ergab zunächst durch die folgenden Ergebnisse eine gute Bestätigung des Quark-Parton-Modells:

1) Der totale Wirkungsquerschnitt steigt linear mit der Energie an (Abb. 6.1; S. 137), wie man es für elastische Streuung an punktförmigen Konstituenten erwartet. Im Rahmen der Meßgenauigkeit sind die Steigungsparameter  $\sigma/E$  praktisch konstant. Ihre Mittelwerte im untersuchten Energiebereich 5 - 200 GeV sind

$$\langle \sigma/E \rangle_{\nu} = (0.665 \pm 0.012 \pm 0.027) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon}$$

$$\langle \sigma/E \rangle_{\bar{\nu}} = (0.309 \pm 0.009 \pm 0.012) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/Nukleon}$$

Die erste Fehlerangabe ist jeweils der statistische und die zweite der systematische Fehler.

2) Die Überprüfung der Callan-Gross-Relation ergab einen Mittelwert von

$$A = 2xF_1/F_2 = 0.94 \pm 0.09 \pm 0.07$$

im Einklang mit dem erwarteten Wert von  $A = 1$  für Quarks mit Spin =  $1/2$ . Abweichungen vom exakten Wert des Quark-Parton-Modells in der beobachteten Größenordnung erwartet man aufgrund von QCD-Effekten und durch endliche Transversalimpulse der Quarks im Nukleon. Für das Verhältnis  $R$  der Absorptionsquerschnitte von skalaren und transversalen virtuellen Bosonen erhält man daraus

$$R = \sigma_L/\sigma_T = 0.08 \pm 0.12 \pm 0.04 \quad .$$

3) Die gute Übereinstimmung der Strukturfunktionen, die aus den Daten des BEBC- und des Gargamelle-Experiments bestimmt wurden, im Überlappungsbereich beider Experimente (Abb. 6.4, 6.5; S. 151 - 152) ist eine Bestätigung der Hypothese von der Kopplung zweier Ströme. Dieses Resultat erlaubte die Kombination der Daten dieser Experimente für die weitere Analyse der Strukturfunktionen.

4) Der Vergleich der in diesem Experiment gemessenen Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  mit den gemäß den Annahmen des Quark-Parton-Modells gewichteten Resultaten aus  $\mu$ N- und ed-Streuexperimenten zeigte eine hervorragende Übereinstimmung (Abb. 7.6; S. 169). Das ist eine überzeugende Bestätigung der Grundhypothese des Quark-Parton-Modells, daß tiefinelastische  $\ell$ N-Streuprozesse durch elastische Lepton-Parton-Streuung beschrieben werden können.

Die Daten zeigen jedoch klare Abweichungen von der Skalenhypothese des Quark-Parton-Modells, die qualitativ mit den Voraussagen der QCD übereinstimmen, die das Quark-Parton-Modell ja als nullte Näherung einschließt. Zum einen weist die durch das Produkt der Skalenvariablen  $x$  und  $y$  gegebene Größe  $\langle Q^2/E \rangle$  eine deutliche Abhängigkeit von der Energie  $E_\nu$  auf (Abb. 7.7; S. 171). Zum anderen sind die in einem festen  $x$ -Intervall gemessenen Strukturfunktionen eindeutig von  $Q^2$  abhängig (Abb. 6.6, 6.7; S. 156 - 157). Die Nicht-Singulett-Strukturfunktionen und ihre

Momente wurden mit den Berechnungen der QCD in erster und zweiter Ordnung der Störungstheorie verglichen, um den einzigen freien Parameter der Theorie, den Skalenparameter  $\Lambda$ , zu bestimmen. Dabei wurden in allen Fällen Targetmassenkorrekturen berücksichtigt. Die Analyse der Momente beinhaltet jedoch starke theoretische und experimentelle Unsicherheiten. Sie wurde nur der Vollständigkeit halber und zum Vergleich mit früheren Analysen durchgeführt. Betrachtet man nur den Bereich  $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ , so erhält man aus der reinen QCD-Beschreibung der NS-Strukturfunktionen in erster Ordnung der Störungsrechnung für den Skalenparameter  $\Lambda$  den Wert

$$\Lambda_{LO} = (0.22 \pm 0.12) \text{ GeV} .$$

Die Analyse der Momente ergibt damit übereinstimmende Resultate. Zum Vergleich mit Werten von  $\Lambda$ , die in anderen Prozessen gemessen wurden, ist der Einschluß der prozeßabhängigen Korrekturen zweiter Ordnung in die theoretische Beschreibung erforderlich. Aus dem Vergleich mit der entsprechenden Berechnung im  $\overline{MS}$ -Schema erhält man aus den Strukturfunktionen

$$\Lambda_{\overline{MS}} = (0.29 \pm 0.09) \text{ GeV} .$$

Die Momente liefern einen etwas kleineren Wert. Die Werte von  $\Lambda_{LO}$  und  $\Lambda_{\overline{MS}}$  sind innerhalb der Fehler konsistent und zeigen somit, daß die Anwendung störungstheoretischer Rechnungen im untersuchten Datenbereich sinnvoll ist. Die Ergebnisse stimmen mit den Resultaten der EMC- und der CDHS-Kollaboration (S. 213) gut überein.

Bei Ausdehnung des untersuchten Bereichs zu kleineren Werten von  $Q^2$  wurde eine starke Abhängigkeit des Wertes von  $\Lambda$  von der unteren Grenze des  $Q^2$ -Bereichs festgestellt. Das mußte als Hinweis auf Higher-Twist-Effekte interpretiert werden, die man bei kleinen  $Q^2$  ja auch erwartet und die in der störungstheoretischen Beschreibung durch die QCD nicht erfaßt werden können. Tatsächlich ergab der Einschluß einer Parametrisierung eines Twist=4-Terms in die theoretischen Beschreibungen sehr viel kleinere Werte von  $\Lambda$  ( $\sim 80 \text{ MeV}$ ) und praktisch keine Abhängigkeit vom

untersuchten  $Q^2$ -Bereich (Tab. 7.9; S. 205). Eine Beschreibung der Strukturfunktion  $F^{NS}$  im gesamten  $Q^2$ -Bereich durch den Twist=4-Term  $h_4$  allein war jedoch nicht möglich. Wegen der starken Korrelationen zwischen  $\Lambda$  und  $h_4$  war es nur sinnvoll, Konfidenzbereiche in der  $\Lambda$ - $h_4$ -Ebene zu bestimmen (Abb. 7.21; S. 206). Aus der Analyse der Strukturfunktionen für  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  erhält man die Grenzen

$$\begin{aligned} 0 &\leq \Lambda_{LO} \leq 0.42 \text{ GeV} \\ - 0.1 &\leq h_4 \leq 0.7 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad 90\% \text{ Konfidenz}$$

Die entsprechende Untersuchung mit den QCD-Berechnungen in zweiter Ordnung brachte für die Korrelationen ähnliche Resultate (Abb. 7.23; S.211), wurde jedoch durch mathematische Probleme, die sich mit der kombinierten Beschreibung bei sehr kleinen Werten von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  ( $< 0.05 \text{ GeV}$ ) ergaben, in ihrer Aussagekraft eingeschränkt.

Eine genaue Untersuchung der Gross Llewellyn-Smith Summenregel war dadurch möglich, daß in den untersuchten Blasenkammerexperimenten der gesamte kinematisch erlaubte Bereich in  $x$  und  $Q^2$  ohne Akzeptanzverluste zugänglich war. Die Summe wird durch das erste Moment der Strukturfunktion  $xF_3(x, Q^2)$  bestimmt, für das man nur kleine Higher-Twist-Beiträge erwartet. Die Daten zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Summenregel bis zu sehr kleinen Werten von  $Q^2$  und setzen damit Grenzen von

$$\begin{aligned} 0 &\leq \Lambda \leq 0.15 \text{ GeV} \\ - 0.03 &\leq h_4 \leq 0.05 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad 90\% \text{ Konfidenz}$$

Abschließend ist festzustellen, daß die Daten

- a) in guter Übereinstimmung mit den Grundannahmen des Quark-Parton-Modells sind, die durch QCD-Effekte nicht oder nur schwach modifiziert werden,
- b) Abweichungen vom Skalenverhalten zeigen, die durch die Voraus-sagen der QCD in erster und in zweiter Ordnung der Störungsrechnung mit nahezu gleichen Werten des Skalenparameters  $\Lambda$  ( $\sim 0.250 \text{ GeV}$ ) beschrieben werden können,

- c) bei kleinen Werten von  $Q^2$  den Einschluß von Higher-Twist-Termen in die Beschreibung erforderlich machen, die dann Werte von  $\Lambda$  in der Größenordnung von  $\sim 100$  MeV ergeben.

## Anhang A

### Anomale Dimensionen der Twist=2 Nichtsingulett Operatoren

Für die anomalen Dimensionen der Twist=2 NS Operatoren gilt folgende Entwicklung<sup>53,55</sup> nach Potenzen der effektiven Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der QCD

$$\gamma_N^{NS}(\alpha_s) = \gamma_N^{(0),NS} \cdot \frac{\alpha_s}{4\pi} + \gamma_N^{(1),NS} \left(\frac{\alpha_s}{4\pi}\right)^2 + \dots \quad A.1$$

Betrachtet man nur die niedrigste Ordnung in  $\alpha_s$ , so erhält man

$$\gamma_N^{(0),NS} = \frac{8}{3} \left[ 1 - \frac{2}{N(N+1)} + 4 \sum_{j=2}^N \frac{1}{j} \right] \quad A.2$$

Wird als Renormierungsschema das  $\overline{MS}$ -Schema von 't Hooft<sup>72</sup> benutzt, so erhält man für die nächsthöhere Ordnung<sup>69</sup>

$$\begin{aligned} \gamma_N^{(1),NS} = & \left[ C_F^2 - \frac{1}{2} C_F C_A \right] \left\{ 16 S_1(N) \frac{2N+1}{N^2(N+1)^2} + \right. \\ & 16 \left[ 2 S_1(N) - \frac{1}{N(N+1)} \right] \left[ S_2(N) - S_2' \left( \frac{N}{2} \right) \right] + 64 \tilde{S}(N) \\ & + 24 S_2(N) - 3 - 8 S_3' \left( \frac{N}{2} \right) - 8 \frac{3N^3 + N^2 - 1}{N^3(N+1)^3} \\ & \left. - 16 (-1)^N \frac{2N^2 + 2N + 1}{N^3(N+1)^3} \right\} \\ & + C_F C_A \left[ S_1(N) \left[ \frac{536}{9} + 8 \frac{2N+1}{N^2(N+1)^2} \right] - 16 S_1(N) S_2(N) \right. \\ & + S_2(N) \left[ -\frac{52}{3} + \frac{8}{N(N+1)} \right] - \frac{43}{6} - 4 \frac{151N^4 + 263N^3 + 97N^2 + 3N + 9}{9N^3(N+1)^3} \left. \right] \\ & + C_F T_R \left[ -\frac{160}{9} S_1(N) + \frac{32}{3} S_2(N) + \frac{4}{3} + 16 \frac{11N^2 + 5N - 3}{9N^2(N+1)^2} \right] \quad A.3 \end{aligned}$$

mit

$$S_i(N) = \sum_{j=1}^N \frac{1}{j^i} \quad i = 1, 2, 3 \quad A.4$$

$$\tilde{S}(N) = \sum_{j=1}^N \frac{(-1)^j S_1(j)}{j^2} \quad A.5$$

$$S'_1\left(\frac{N}{2}\right) = \frac{1+(-1)^N}{2} S_1\left(\frac{N}{2}\right) + \frac{1-(-1)^N}{2} S_1\left(\frac{N-1}{2}\right) \quad A.6$$

Für die Eichgruppe SU(3) der QCD gilt weiterhin  $C_F = 4/3$ ,  $C_A = 3$  und  $T_R = f/2$ , wobei  $f$  die Zahl der beitragenden Flavor ist. In der nachfolgenden Tabelle sind die Werte für  $\gamma_N^{(0),NS}$  und  $\gamma_N^{(1),NS}$  für 3 und 4 Flavor für  $N = 1$  bis  $N = 10$  angegeben:

Tabelle A.1

| N  | $\gamma_N^{(0),NS}$ | $\gamma_N^{(1),NS} (f=3)$ | $\gamma_N^{(1),NS} (f=4)$ |
|----|---------------------|---------------------------|---------------------------|
| 1  | 0.0                 | 0.0                       | 0.0                       |
| 2  | 7.11111             | 77.69540                  | 71.37444                  |
| 3  | 11.11111            | 111.02892                 | 100.78203                 |
| 4  | 13.95555            | 133.25191                 | 120.14479                 |
| 5  | 16.17776            | 150.27730                 | 134.90350                 |
| 6  | 18.00632            | 164.26122                 | 147.00275                 |
| 7  | 19.56187            | 176.20695                 | 157.33208                 |
| 8  | 20.91637            | 186.67787                 | 166.38625                 |
| 9  | 22.11636            | 196.02179                 | 174.46817                 |
| 10 | 23.19380            | 204.47260                 | 181.78076                 |

## Anhang B

### Definition des Meßvolumens

#### 1.) BEBC

Das Meßvolumen hatte eine Höhe von  $\pm 80$  cm von der Mittelebene der Blaskammer aus. Auf der dem Neutrinostrahl zugewandten Seite (negative x-Achse) wurde es durch einen Kreis begrenzt, der 5 cm von der Kammerwand entfernt verlief. Auf der anderen Seite wurde es durch einen Kreis mit gleichem Radius begrenzt, dessen Mittelpunkt aber 50 cm in Richtung der negativen x-Achse verschoben war. Dadurch war eine Spurlänge von mindestens 50 cm zur Impulsmessung gewährleistet. In Koordinaten des Blaskammer-Systems (Kap. 3.3.2) ausgedrückt war das Meßvolumen folgendermaßen definiert (in cm):

$$\begin{aligned} & - 80 \leq z \leq 80 \\ & \text{für } x < - 50 : x^2 + y^2 \leq (180)^2 \\ & \text{für } x \geq - 50 : (x + 50)^2 + y^2 \leq (180)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

#### 2.) Gargamelle

Das Koordinatensystem ist in Abb. 3.7 definiert. Das Meßvolumen war ein Kreiszylinder von 1 m Durchmesser mit einer Länge von 3.75 m. Er war 15 cm in Richtung der negativen z-Achse verschoben und erstreckte sich von - 200 cm bis + 175 cm in x. Dadurch war eine Mindestspurlänge von 65 cm in Vorwärtsrichtung gewährleistet. In Einheiten von cm ist das Meßvolumen definiert durch:

$$\begin{aligned} & - 200 \leq x \leq + 175 \\ & y^2 + (z + 15)^2 \leq (100)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Anhang C: Tabellen

Tabelle C.1: Neutrino- und Antineutrino fluß

| $E_\nu$   | $\int_{E_\nu} \int_R \Phi_\nu(E_\nu) N_T(r) dr dE_\nu$ | $\int_{E_{\bar{\nu}}} \int_R \Phi_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}) N_T(r) dr dE_{\bar{\nu}}$ |
|-----------|--------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------|
| [GeV]     | $[10^{37} \nu \cdot \text{Nukleon/cm}^2]$              | $[10^{37} \bar{\nu} \cdot \text{Nukleon/cm}^2]$                                        |
| 0 - 10    | 23.74                                                  | 24.77                                                                                  |
| 10 - 20   | 58.16                                                  | 60.56                                                                                  |
| 20 - 30   | 74.13                                                  | 77.09                                                                                  |
| 30 - 40   | 79.15                                                  | 82.20                                                                                  |
| 40 - 50   | 79.33                                                  | 82.14                                                                                  |
| 50 - 60   | 80.71                                                  | 83.16                                                                                  |
| 60 - 70   | 80.63                                                  | 82.46                                                                                  |
| 70 - 80   | 80.79                                                  | 81.81                                                                                  |
| 80 - 90   | 46.47                                                  | 45.07                                                                                  |
| 90 - 100  | 7.76                                                   | 3.40                                                                                   |
| 100 - 110 | 8.60                                                   | 3.01                                                                                   |
| 110 - 120 | 10.36                                                  | 3.63                                                                                   |
| 120 - 130 | 12.60                                                  | 4.41                                                                                   |
| 130 - 140 | 15.15                                                  | 5.31                                                                                   |
| 140 - 150 | 17.66                                                  | 6.19                                                                                   |
| 150 - 160 | 20.19                                                  | 7.07                                                                                   |
| 160 - 170 | 21.72                                                  | 7.61                                                                                   |
| 170 - 180 | 21.77                                                  | 7.63                                                                                   |
| 180 - 190 | 17.13                                                  | 6.00                                                                                   |
| 190 - 200 | 7.21                                                   | 2.53                                                                                   |
| 200 - 210 | 1.13                                                   | 0.40                                                                                   |
| 210 - 220 | 0.02                                                   | 0.01                                                                                   |

Tabelle C.2: Korrekturmatrix Gargamelle ( $v_\mu$  oben,  $\bar{v}_\mu$  unten)

| $Q^2$<br>+ | $x \rightarrow$ |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       | elastisch |
|------------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------|
|            | 0.0             | 0.1   | 0.2   | 0.3   | 0.4   | 0.5   | 0.6   | 0.7   | 0.8   | 0.9   | 1.0   |           |
|            |                 | 0.889 |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 5.296     |
| 0.01       | 1.187           |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 6.713     |
|            |                 | 1.184 |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 2.585     |
| 0.02       | 1.265           |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 3.212     |
|            |                 | 1.071 |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 2.122     |
| 0.03       | 1.304           |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 2.698     |
|            |                 | 1.084 | 3.427 |       |       |       |       |       |       |       |       | 1.578     |
| 0.05       | 1.132           | 2.609 |       |       |       |       |       |       |       |       |       | 1.977     |
|            |                 | 1.016 | 1.389 | 2.945 |       |       |       |       |       |       |       | 1.332     |
| 0.1        | 1.164           | 1.147 | 4.234 |       |       |       |       |       |       |       |       | 1.732     |
|            |                 | 0.929 | 1.144 | 1.313 | 2.485 | 1.667 |       |       |       |       |       | 1.100     |
| 0.2        | 1.056           | 1.422 | 1.395 | 1.188 | 0.468 |       |       |       |       |       |       | 1.328     |
|            |                 | 0.994 | 1.057 | 1.044 | 1.401 | 1.831 | 0.833 |       |       |       |       | 1.038     |
| 0.3        | 0.973           | 1.194 | 1.519 | 1.814 | 1.943 | 0.954 |       |       |       |       |       | 1.257     |
|            |                 | 0.974 | 1.043 | 1.189 | 1.169 | 1.432 | 1.535 | 1.374 |       |       |       | 0.957     |
| 0.5        | 0.951           | 1.055 | 1.391 | 1.459 | 1.727 | 1.935 | 1.883 |       |       |       |       | 1.207     |
|            |                 | 0.885 | 1.057 | 1.204 | 1.199 | 1.228 | 1.376 | 1.361 | 0.780 |       |       | 1.014     |
| 0.7        | 0.843           | 0.975 | 1.200 | 1.521 | 1.500 | 1.730 | 1.790 | 0.740 |       |       |       | 1.193     |
|            |                 | 0.885 | 0.998 | 1.199 | 1.137 | 1.052 | 1.087 | 1.075 | 0.926 |       |       | 1.102     |
| 1.0        | 0.711           | 0.920 | 1.051 | 1.269 | 1.364 | 1.529 | 1.691 | 1.527 |       |       |       | 1.288     |
|            |                 | 1.076 | 0.926 | 1.049 | 1.197 | 1.194 | 0.978 | 1.020 | 0.839 | 0.566 |       | 1.262     |
| 1.5        | 1.028           | 0.775 | 0.959 | 1.068 | 1.171 | 1.242 | 1.529 | 1.461 | 1.051 |       |       | 1.473     |
|            |                 | 1.031 | 1.012 | 1.029 | 1.097 | 1.242 | 1.059 | 0.899 | 0.821 | 0.484 |       | 1.411     |
| 2.0        | 1.039           | 0.917 | 0.869 | 1.015 | 1.135 | 1.076 | 1.201 | 1.324 | 0.927 |       |       | 1.699     |
|            |                 | 1.005 | 0.996 | 0.939 | 1.026 | 1.122 | 0.998 | 0.855 | 0.751 | 0.589 | 0.258 | 1.567     |
| 3.0        | 0.882           | 1.084 | 0.760 | 0.931 | 0.972 | 1.007 | 0.926 | 1.027 | 0.813 | 0.473 |       | 2.146     |
|            |                 | 1.134 | 1.284 | 1.077 | 1.123 | 1.001 | 0.947 | 0.818 | 0.572 | 0.396 | 0.162 | 1.202     |
| 5.0        | 0.281           | 0.973 | 0.990 | 0.917 | 0.866 | 0.942 | 0.845 | 0.727 | 0.554 | 0.275 |       | 1.753     |
|            |                 |       | 0.514 | 1.242 | 1.301 | 1.061 | 1.139 | 0.815 | 0.566 | 0.279 | 0.117 | 0.256     |
| 10.0       |                 |       | 0.948 | 0.953 | 1.085 | 1.062 | 0.925 | 0.830 | 0.446 | 0.372 | 0.158 | 0.326     |
|            |                 |       |       | 0.678 | 0.996 | 1.053 | 0.970 | 1.154 | 0.879 | 0.411 | 0.099 | 0.013     |
| 20.0       |                 |       |       | 0.130 | 0.646 | 1.048 | 1.016 | 1.078 | 0.549 | 0.265 | 0.069 | 0.008     |
|            |                 |       |       |       |       |       | 0.058 | 0.364 | 0.659 | 0.497 | 0.085 | 0.000     |
| 50.0       |                 |       |       |       |       |       | 0.000 | 0.181 | 0.718 | 0.213 | 0.038 | 0.000     |

Tabelle C.3: Korrekturmatrix BEBC ( $v_\mu$  oben,  $\bar{v}_\mu$  unten)

|                     |      | x+    |       |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|---------------------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----|
|                     |      | 0.0   | 0.1   | 0.2   | 0.3   | 0.4   | 0.5   | 0.6   | 0.7   | 0.8   | 0.9   | 1.0 |
| Q <sup>2</sup><br>↓ |      |       | 0.978 |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     | 0.01 |       | 0.982 |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     |      |       | 0.948 |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     | 0.02 |       | 0.973 |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     |      |       | 1.093 |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     | 0.03 |       | 1.051 |       |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     |      |       | 0.867 | 4.204 |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     | 0.05 |       | 0.864 | 6.848 |       |       |       |       |       |       |       |     |
|                     |      |       | 0.974 | 1.104 | 1.153 |       |       |       |       |       |       |     |
|                     | 0.1  |       | 0.996 | 1.149 | 1.149 |       |       |       |       |       |       |     |
|                     |      |       | 0.917 | 1.006 | 1.353 | 2.661 |       |       |       |       |       |     |
|                     | 0.2  |       | 0.920 | 0.979 | 1.329 | 3.086 |       |       |       |       |       |     |
|                     |      |       | 0.858 | 1.103 | 1.157 | 1.208 | 1.280 | 0.201 |       |       |       |     |
|                     | 0.3  |       | 0.885 | 1.099 | 1.082 | 1.207 | 1.687 | 0.319 |       |       |       |     |
|                     |      |       | 0.902 | 1.084 | 1.273 | 1.227 | 1.351 | 1.256 | 5.755 |       |       |     |
|                     | 0.5  |       | 0.897 | 1.072 | 1.182 | 1.054 | 1.348 | 1.376 | 5.254 |       |       |     |
|                     |      |       | 0.956 | 1.014 | 1.108 | 1.212 | 1.144 | 1.658 | 2.626 |       |       |     |
|                     | 0.7  |       | 0.965 | 0.985 | 1.078 | 1.164 | 1.078 | 1.571 | 3.023 |       |       |     |
|                     |      |       | 0.891 | 1.021 | 1.167 | 1.151 | 1.304 | 1.396 | 1.741 | 1.187 |       |     |
|                     | 1.0  |       | 0.904 | 0.973 | 1.123 | 1.164 | 1.241 | 1.243 | 1.951 | 1.626 |       |     |
|                     |      | 0.932 | 0.975 | 1.049 | 1.196 | 1.344 | 1.147 | 1.759 | 1.274 | 0.583 |       |     |
| 1.5                 |      | 0.928 | 0.987 | 1.077 | 1.159 | 1.269 | 1.153 | 1.679 | 1.315 | 0.391 |       |     |
|                     |      | 0.905 | 0.977 | 1.025 | 1.254 | 1.057 | 1.347 | 0.839 | 0.812 | 0.836 |       |     |
| 2.0                 |      | 0.909 | 0.971 | 1.033 | 1.239 | 1.074 | 1.458 | 0.811 | 0.901 | 0.922 |       |     |
|                     |      | 0.924 | 1.040 | 1.140 | 1.122 | 1.349 | 1.002 | 0.924 | 0.920 | 0.619 | 1.120 |     |
| 3.0                 |      | 0.916 | 1.021 | 1.086 | 1.107 | 1.427 | 1.042 | 0.906 | 0.869 | 0.666 | 1.054 |     |
|                     |      | 0.909 | 1.017 | 1.076 | 1.150 | 1.104 | 1.084 | 0.906 | 0.832 | 0.346 | 0.237 |     |
| 5.0                 |      | 0.901 | 1.004 | 1.077 | 1.147 | 1.162 | 1.131 | 0.982 | 0.897 | 0.385 | 0.303 |     |
|                     |      | 0.932 | 0.968 | 1.048 | 1.187 | 1.059 | 1.076 | 0.909 | 0.721 | 0.375 | 0.092 |     |
| 10.0                |      | 0.902 | 0.962 | 1.058 | 1.195 | 1.169 | 1.135 | 1.018 | 0.833 | 0.490 | 0.117 |     |
|                     |      | 1.135 | 0.933 | 0.991 | 1.079 | 1.093 | 1.056 | 0.940 | 0.719 | 0.429 | 0.105 |     |
| 20.0                |      | 1.083 | 0.892 | 1.011 | 1.115 | 1.213 | 1.201 | 1.067 | 0.905 | 0.527 | 0.156 |     |
|                     |      | 0.953 | 1.175 | 1.039 | 0.985 | 0.965 | 0.978 | 0.947 | 0.679 | 0.388 | 0.092 |     |
| 50.0                |      | 0.897 | 1.122 | 0.974 | 0.963 | 1.026 | 1.151 | 1.142 | 0.934 | 0.591 | 0.159 |     |
|                     |      |       | 0.683 | 1.242 | 1.284 | 1.264 | 1.076 | 0.949 | 0.807 | 0.555 | 0.161 |     |
| 100.0               |      |       | 0.568 | 1.120 | 1.248 | 1.323 | 1.132 | 1.009 | 0.932 | 0.761 | 0.228 |     |
|                     |      |       |       |       | 0.861 | 1.268 | 1.447 | 1.406 | 1.295 | 0.985 | 0.367 |     |
| 200.0               |      |       |       |       | 0.625 | 0.978 | 1.285 | 1.423 | 1.548 | 1.183 | 0.428 |     |

Tabelle C.4: Ereignisverteilung Gargamelle ( $\nu_\mu$  oben,  $\bar{\nu}_\mu$  unten)

|            |      | x → |      |      |      |      |      |      |      |      |      |               |
|------------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|---------------|
|            |      | 0.0 | 0.1  | 0.2  | 0.3  | 0.4  | 0.5  | 0.6  | 0.7  | 0.8  | 0.9  | 1.0 elastisch |
| $Q^2$<br>+ |      |     | 5.5  |      |      |      |      |      |      |      |      | 4.0           |
|            | 0.01 |     | 13.5 |      |      |      |      |      |      |      |      | 3.0           |
|            |      |     | 7.0  |      |      |      |      |      |      |      |      | 4.0           |
|            | 0.02 |     | 9.0  |      |      |      |      |      |      |      |      | 7.0           |
|            |      |     | 9.5  |      |      |      |      |      |      |      |      | 11.0          |
|            | 0.03 |     | 13.0 |      |      |      |      |      |      |      |      | 10.0          |
|            |      |     | 21.8 | 3.0  |      |      |      |      |      |      |      | 9.0           |
|            | 0.05 |     | 23.8 | 4.0  |      |      |      |      |      |      |      | 13.0          |
|            |      |     | 35.7 | 16.4 | 1.5  |      |      |      |      |      |      | 28.0          |
|            | 0.1  |     | 47.3 | 18.5 | 1.0  |      |      |      |      |      |      | 52.0          |
|            |      |     | 48.7 | 34.0 | 17.5 | 5.0  |      |      |      |      |      | 58.0          |
|            | 0.2  |     | 63.8 | 52.0 | 29.8 | 7.0  |      |      |      |      |      | 109.0         |
|            |      |     | 50.5 | 44.3 | 26.2 | 12.0 | 5.5  | 0.0  |      |      |      | 58.0          |
|            | 0.3  |     | 31.3 | 39.6 | 41.0 | 29.0 | 10.0 | 1.0  |      |      |      | 85.0          |
|            |      |     | 31.0 | 82.4 | 63.6 | 35.4 | 20.3 | 9.0  | 0.0  |      |      | 95.0          |
|            | 0.5  |     | 16.6 | 49.6 | 37.7 | 38.7 | 37.0 | 19.5 | 2.0  |      |      | 114.0         |
| $Q^2$<br>+ |      |     | 16.9 | 56.2 | 47.3 | 32.6 | 22.8 | 22.5 | 13.9 | 0.0  |      | 60.5          |
|            | 0.7  |     | 5.3  | 34.1 | 20.9 | 37.3 | 28.5 | 11.0 | 17.5 | 1.0  |      | 39.0          |
|            |      |     | 8.8  | 43.9 | 58.4 | 45.3 | 46.9 | 30.3 | 18.5 | 5.5  |      | 44.5          |
|            | 1.0  |     | 0.0  | 21.2 | 39.6 | 28.7 | 22.7 | 26.1 | 15.0 | 3.5  |      | 20.0          |
|            |      |     | 3.3  | 29.7 | 43.1 | 63.1 | 64.9 | 58.8 | 37.5 | 13.5 | 3.5  | 34.5          |
|            | 1.5  |     | 0.0  | 12.1 | 15.1 | 33.2 | 26.9 | 22.7 | 16.7 | 9.6  | 1.0  | 13.0          |
|            |      |     |      | 13.8 | 23.7 | 34.5 | 33.6 | 26.6 | 18.6 | 13.1 | 7.8  | 16.0          |
|            | 2.0  |     |      | 4.0  | 5.4  | 5.9  | 8.7  | 18.5 | 13.5 | 5.0  | 7.5  | 5.0           |
|            |      |     |      | 8.0  | 18.8 | 22.5 | 29.9 | 43.2 | 30.8 | 17.8 | 7.4  | 0.5           |
|            | 3.0  |     |      | 2.5  | 1.0  | 8.4  | 6.6  | 9.7  | 7.3  | 6.4  | 5.6  | 0.0           |
|            |      |     |      |      | 3.7  | 7.7  | 7.4  | 12.1 | 20.6 | 5.2  | 10.4 | 0.0           |
|            | 5.0  |     |      |      | 1.2  | 5.7  | 4.1  | 3.9  | 2.0  | 1.5  | 1.5  | 0.7           |
|            |      |     |      |      | 2.5  | 2.0  | 3.8  | 4.7  | 10.6 | 6.1  | 0.9  | 2.0           |
|            | 10.0 |     |      |      | 0.0  | 1.0  | 0.0  | 0.0  | 0.6  | 0.0  | 3.0  | 1.2           |
|            |      |     |      |      |      |      |      | 0.0  | 0.5  |      |      | 0.0           |
|            | 20.0 |     |      |      |      |      |      | 1.0  | 0.0  |      |      |               |

Tabelle C.5: Ereignisverteilung BEBC ( $v_\mu$  oben,  $\bar{v}_\mu$  unten)

|            |       | x + |       |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|------------|-------|-----|-------|-------|-------|-------|------|------|------|-----|-----|---------------|
|            |       | 0.0 | 0.1   | 0.2   | 0.3   | 0.4   | 0.5  | 0.6  | 0.7  | 0.8 | 0.9 | 1.0 elastisch |
| $Q^2$<br>+ |       |     | 0.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            | 0.01  |     | 1.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            |       |     | 1.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            | 0.02  |     | 0.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            |       |     | 1.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            | 0.03  |     | 1.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            |       |     | 1.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            | 0.05  |     | 1.0   |       |       |       |      |      |      |     |     |               |
|            |       |     | 11.0  | 0.0   |       |       |      |      |      |     |     | 1.0           |
|            | 0.1   |     | 5.0   | 1.0   |       |       |      |      |      |     |     | 2.0           |
|            |       |     | 17.0  | 2.0   | 1.0   |       |      |      |      |     |     | 1.0           |
|            | 0.2   |     | 10.0  | 2.0   | 0.0   |       |      |      |      |     |     | 2.0           |
|            |       |     | 16.0  | 3.0   | 2.0   |       |      |      |      |     |     | 1.0           |
|            | 0.3   |     | 11.0  | 1.0   | 0.0   |       |      |      |      |     |     | 0.0           |
|            |       |     | 28.0  | 6.0   | 1.0   | 3.0   | 1.0  | 1.0  |      |     |     |               |
|            | 0.5   |     | 15.0  | 6.0   | 0.0   | 1.0   | 1.0  | 0.0  |      |     |     |               |
|            |       |     | 26.0  | 5.0   | 2.0   | 0.0   | 1.0  | 1.0  | 0.0  |     |     |               |
|            | 0.7   |     | 20.0  | 4.0   | 3.0   | 2.0   | 3.0  | 1.0  | 1.0  |     |     |               |
|            |       |     | 42.0  | 12.0  | 6.0   | 5.0   | 0.0  | 0.0  |      |     |     | 1.0           |
|            | 1.0   |     | 21.0  | 8.0   | 10.0  | 1.0   | 0.0  | 1.0  |      |     |     | 3.0           |
|            |       |     | 72.0  | 15.0  | 10.0  | 4.0   | 4.0  | 1.0  | 1.0  |     |     | 1.0           |
|            | 1.5   |     | 52.0  | 17.0  | 6.0   | 8.0   | 0.0  | 1.0  | 1.0  |     |     | 2.0           |
|            |       |     | 57.0  | 17.0  | 15.0  | 5.0   | 2.0  | 0.0  | 0.0  | 1.0 |     |               |
|            | 2.0   |     | 29.0  | 19.0  | 7.0   | 0.0   | 7.0  | 2.0  | 2.0  | 0.0 |     |               |
|            |       |     | 94.0  | 47.0  | 25.0  | 12.0  | 6.0  | 2.0  | 1.0  | 1.0 | 0.0 |               |
|            | 3.0   |     | 53.0  | 24.0  | 14.0  | 5.0   | 2.0  | 2.0  | 3.0  | 1.0 | 1.0 |               |
|            |       |     | 143.0 | 77.0  | 34.0  | 13.0  | 19.0 | 8.0  | 0.0  | 1.0 | 1.0 | 0.0           |
|            | 5.0   |     | 60.0  | 56.0  | 25.0  | 12.0  | 5.0  | 7.0  | 6.0  | 1.0 | 3.0 | 1.0           |
|            |       |     | 173.0 | 190.0 | 112.0 | 47.0  | 27.0 | 14.0 | 10.0 | 2.0 | 3.0 | 1.0           |
|            | 10.0  |     | 54.0  | 73.0  | 53.0  | 29.0  | 15.0 | 11.0 | 3.0  | 0.0 | 0.0 | 0.0           |
|            |       |     | 93.0  | 219.0 | 149.0 | 89.0  | 52.0 | 21.0 | 14.0 | 4.0 | 3.0 | 0.0           |
|            | 20.0  |     | 18.0  | 54.0  | 49.0  | 33.0  | 11.0 | 9.0  | 6.0  | 5.0 | 1.0 | 1.0           |
|            |       |     | 8.0   | 156.0 | 206.0 | 142.0 | 73.0 | 47.0 | 23.0 | 9.0 | 0.0 | 5.0           |
|            | 50.0  |     | 2.0   | 19.0  | 17.0  | 20.0  | 19.0 | 8.0  | 6.0  | 2.0 | 1.0 | 1.0           |
|            |       |     |       | 9.0   | 59.0  | 73.0  | 50.0 | 26.0 | 12.0 | 5.0 | 3.0 | 3.0           |
|            | 100.0 |     |       | 0.0   | 5.0   | 1.0   | 3.0  | 1.0  | 0.0  | 0.0 | 0.0 | 0.0           |
|            |       |     |       |       | 1.0   | 5.0   | 13.0 | 11.0 | 8.0  | 3.0 | 1.0 | 1.0           |
|            | 200.0 |     |       |       | 0.0   | 0.0   | 0.0  | 0.0  | 1.0  | 1.0 | 0.0 | 0.0           |

## Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich allen, die in irgendeiner Form zu ihrem Gelingen beigetragen haben, meinen herzlichen Dank aussprechen.

Herr Prof. Dr. K. Schultze gab die Anregung zu der Arbeit und ermöglichte ihre Durchführung. Seine kritische Durchsicht des Manuskripts ergab viele positive Anregungen für die endgültige Fassung. Dafür möchte ich ihm herzlich danken.

Ebenso herzlich möchte ich Herrn Prof. Dr. M. Deutschmann danken. Auch er hat mit großer Sorgfalt das Manuskript durchgesehen und die endgültige Fassung der Arbeit sehr positiv beeinflußt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J.G. Morfin, der mir jederzeit zu fruchtbaren Diskussionen zur Verfügung stand und viele wertvolle Anregungen zur Analyse der Daten gab.

Herrn Dr. H. Weerts danke ich herzlichst für die Überlassung seines Fit-Programms und die stete Bereitschaft, alle Fragen zu diskutieren.

Allen anderen Kollegen der Blasenkommergruppe, besonders den Herren M. Cornelßen, Dr. H. Deden, Dr. F.J. Hasert, Dr. D. Lanske und Dr. M. Pohl danke ich für die langjährige, gute Zusammenarbeit und die vielen hilfreichen "Diskussionen am Rande".

Den Herren Dr. D. Rein, Dr. L.M. Sehgal und Prof. Dr. P. Zerwas bin ich für zahlreiche Diskussionen über die theoretischen Grundlagen zu großem Dank verpflichtet.

Unter den vielen ausländischen Kollegen der Kollaboration, ohne deren Hilfe das Experiment nicht möglich gewesen wäre, gilt mein ganz besonderer Dank Herrn W.G. Scott (CERN), der ganz wesentlich zum Gelingen der Analyse beigetragen hat.

Den Damen der Auswertegruppen beider Institute danke ich für die sorgfältige Durchführung des Scans und der Messung der Ereignisse. Damit haben sie die Grundlage für diese Arbeit geschaffen.

Für die hervorragende Ausführung der maschinengeschriebenen Fassung des Manuskripts bedanke ich mich sehr herzlich bei Frau I. Gojdie.

Meinen Eltern danke ich herzlichst für ein ruhiges Refugium, in dem ich diese Arbeit ungestört schreiben konnte.

Nicht zuletzt möchte ich meiner lieben Frau Ingrid ganz besonders danken. Ohne ihr großes Verständnis und ihre moralische Unterstützung während der ganzen Zeit wäre diese Arbeit sicher nicht zustande gekommen.

### Literaturverzeichnis

- 1) R.P. Feynman, Proc. III. Int. Conf. on High Energy Collisions 1969, Stony Brook (ed. C.N. Yang et al.), S. 237;  
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.
- 2) J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975;  
Phys. Rev. D1 (1970) 3151.
- 3) J. Kuti, V.F. Weisskopf; Phys. Rev. D4 (1971) 3418.  
P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne, Nucl. Phys. B28 (1971) 240.
- 4) C. Quigg, Fermilab-Conf-80/64-THY (1980).
- 5) J. Ellis, CERN-TH-2942 (1980).
- 6) S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.  
A. Salam, Elementary Particle Physics, ed. N. Svartholm, Almquist and Wiksel, Stockholm (1968) S. 367.
- 7) F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 121;  
F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 138.
- 8) W. Marciano, H. Pagels, Phys. Rep. 36C (1978) 137.
- 9) I.B. Kriplovich, Soviet Journal of Nucl. Phys. 10 (1969) 235;  
A.M. Altukhov, I.B. Kriplovich, ibid. 11 (1970) 503.
- 10) Review of Particle Properties, Rev. Mod. Phys. 52, No. 2, Part II (1980).
- 11) P. Zerwas, QCD, Vorlesungsskriptum RWTH Aachen (1980).
- 12) D.P. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830.  
Ch. Berger et al., Phys. Lett. 86B (1979) 418.  
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 86B (1979) 243.  
W. Bartel et al., Phys. Lett. 91B (1980) 142.
- 13) P.C. Bosetti et al., Nucl. Phys. B142 (1978) 1.
- 14) J.G.H. de Groot et al., Zeits. f. Physik C1 (1979) 143;  
Phys. Lett. 82B (1979) 292; ibid. 82B (1979) 456.

- 15) D. Bollini et al., Phys. Lett. 104B (1981) 403.
- 16) J.M. Morfin et al., Phys. Lett. 104B (1981) 235;  
Phys. Lett. 107B (1981) 450.
- 17) H. Weerts, Dissertation RWTH Aachen (1981), PITHA 81/34.
- 18) S.M. Heagy et al., Phys. Rev. D23 (1981) 1045.
- 19) J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 105B (1981) 315;  
Phys. Lett. 105B (1981) 322.
- 20) M. Bacé, Phys. Lett. 78B (1978) 132.
- 21) R. Barbieri et al., Phys. Lett. 64B (1976) 171;  
Nucl. Phys. B117 (1976) 50.
- 22) O. Nachtmann, Nucl. Phys. B63 (1973) 237.
- 23) A. de Rújula, H. Georgi, H.D. Politzer, Ann. Phys. 103  
(1977) 315.
- 24) L.F. Abbott, R.M. Barnett, Ann. Phys. 125 (1980) 276.
- 25) R.P. Feynman, Photon Hadron Interactions, W.A. Benjamin (Ed.),  
N.Y., 1972.
- 26) L.M. Sehgal, PITHA 87 (1975), RWTH Aachen.
- 27) F.E. Close, An Introduction to Quarks And Partons,  
Academic Press (1979).
- 28) A.J. Buras, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 199.
- 29) E. Reya, Phys. Rep. 69C (1981) 195.
- 30) C.H. Llewellyn Smith, Phys. Rep. 3C (1972) 263.
- 31) J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- 32) H.A. Kastrup, Ann. Phys. 9 (1962) 388.
- 33) E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930.
- 34) M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935.
- 35) I. Budagov et al., Phys. Lett. 30B (1969) 364.

- 36) T. Eichten et al., Phys. Lett. 46B (1973) 274.
- 37) H. Deden et al., Nucl. Phys. B85 (1975) 269.
- 38) M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
- 39) G. Zweig, Symmetries in Elementary Particle Physics, Academic Press, N.Y. (1965); CERN Preprints CERN-TH-401 und 412 (1964).
- 40) N. Schmitz, Acta Phys. Pol. B11 (1980) 913.
- 41) C.G. Callan, D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156.
- 42) D.J. Gross, C.M. Llewellyn-Smith, Nucl. Phys. B14 (1969) 337.
- 43) W. Krenz, Habilitationsschrift, RWTH Aachen (1978), PITHA 80/3 (1980).
- 44) R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193.
- 45) A. Bodek et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1087.
- 46) G. Miller et al., Phys. Rev. D5 (1972) 528.
- 47) M. Mestayer, SLAC Report 214 (1978).
- 48) H. Abramowicz et al., Phys. Lett. 107B (1981) 141.
- 49) B.A. Gordon et al., Phys. Rev. D20 (1979) 2645; Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 615.
- 50) F. Nezrick, Proc. Int. Neutrino Conference Aachen (1976) S. 362.
- 51) O.W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 11 (1964) 598.
- 52) H. Fritzsch et al., Phys. Lett. 47B (1973) 365.
- 53) D.J. Gross, F.A. Wilczek, Phys. Rev. D8 (1973) 3633; Phys. Rev. D9 (1974) 980; Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343.
- 54) H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346.
- 55) H. Georgi, H.D. Politzer, Phys. Rev. D9 (1974) 416.
- 56) J. Kogut, L. Süsskind, Phys. Rev. D9 (1974) 697 u. 3391.
- 57) K. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499; Phys. Rev. D3 (1971) 1818.

- 58) N. Christ, B. Hasslacher, A. Mueller, Phys. Rev. D6 (1972) 3543.
- 59) J.M. Cornwall, R.E. Norton, Phys. Rev. 177 (1969) 2584.
- 60) A. De Rújula, H. Georgi, H.D. Politzer, Phys. Lett. 64B (1976) 428; Phys. Rev. D15 (1977) 2495; Ann. Phys. 103 (1977) 315.
- 61) B.P. Mahapatra, Phys. Lett. 97B (1980) 299.
- 62) W.A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke, T. Muta, Phys. Rev. D18 (1978) 3998.
- 63) K.J.F. Gaemers, Preprint NIKHEF H/80-03 (1980).
- 64) A.J. Buras, K.J.F. Gaemers, Nucl. Phys. B132 (1978) 249.
- 65) G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- 66) S. Brodsky, G. Farrar, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1153; Phys. Rev. D11 (1975) 1309.  
B. Blankenbecler, S. Brodsky, Phys. Rev. D10 (1974) 2973.
- 67) E.G. Floratos, D.A. Ross, C.T. Sachrajda, Nucl. Phys. B129 (1977) 66; B139 (1978) 545; B152 (1979) 493; Phys. Lett. 80B (1979) 269.
- 68) W.A. Bardeen, A.J. Buras, Phys. Lett. 86B (1979) 61.
- 69) A. Gonz  les, C. Lopez, F.J. Yndurain, Nucl. Phys. B153 (1979) 161.
- 70) A. Bialas, A.J. Buras, Phys. Rev. D21 (1980) 1825.
- 71) M. Haruyama, A. Kanazawa, Preprint Hokkaido University (Aug. 1979).
- 72) G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B44 (1972) 189.  
G. 't Hooft, Nucl. Phys. B61 (1973) 455.
- 73) G. Altarelli, R.K. Ellis, G. Martinelli, Nucl. Phys. B143 (1978) 521.
- 74) G. Curci, W. Furmanski, R. Petronzio, Nucl. Phys. B175 (1980) 27.  
W. Furmanski, R. Petronzio, Phys. Lett. 97B (1980) 437;  
CERN Preprints TH 3046-CERN (1981) und TH 3047-CERN (1981).

- 75) H. Georgi, H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1281;  
Phys. Rev. D14 (1976) 1829.
- 76) S. Wandzura, Nucl. Phys. B122 (1977) 412.
- 77) W.R. Frazer, J.F. Gunion, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1138.
- 78) B. Pontecorvo, JETP 37 (1959) 1751.  
übersetzt in Soviet Phys. JETP 10 (1960) 1236.
- 79) M. Schwartz, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 306.
- 80) H. Wachsmuth: Physics of Neutrino Beams, Weak Interactions  
LXXI Corso, Soc. Italiana di Fisica, Bologna, Italien 1979.
- 81) J. May, Interner Bericht, CERN (Sept. 1979)
- 82) H.W. Atherton et al., CERN Yellow Report CERN 80-07.
- 83) S. van der Meer, CERN Yellow Report 61-7 (1961).  
A. Asner und Ch. Iselin, CERN Yellow Report 65-17 (1965)  
und CERN Yellow Report 66-24 (1966).
- 84) V. Dohm, H. Faissner, F.J. Hasert, J. von Krogh und  
W. Thomé, Nucl. Instr. Meth. 124,2 (1975) 477.
- 85) H. Faissner und C. Franzinetti, Neutrino Interactions,  
unveröffentlicht.
- 86) Gargamelle Users Handbook
- 87) H. Deden, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1976).
- 88) T. Eichten, Dissertation RWTH Aachen, PITHA-76 (1974),  
III. Phys. Inst. RWTH Aachen
- 89) T. Eichten et al., Nucl. Phys. B44 (1972) 333.
- 90) H. Wachsmuth: Neutrino Spectra for 1972 - 1975 GARGAMELLE  
Freon Experiments, Interner Bericht CERN/EP/PHYS 77 (1977).
- 91) J.V. Allaby, H.W. Atherton, G. Brianti, P. Coet, P. Lazeras  
und G. Petrucci, CERN/SPSC/T 73-7 und CERN/SPC/345 (1973).
- 92) H. Atherton, Interner Bericht CERN/Lab II/EA/74-6 (1974).

- 93) K.J. Powell, Dissertation, Imperial College of Science and Technology, London (1979).
- 94) J. May, G. Sigurdsson und S. Steffanini in "Status Report on Narrow Band Beam Monitoring", Interner Bericht CERN-EF (1977).
- 95) G. Cavallari et al., Proceedings of Nuclear Science Symposium, San Francisco, 1977.
- 96) H. Wachsmuth, Interner Bericht für die WA 47 Kollaboration, CERN (April 1981).
- 97) Bericht über den Entwurf einer großen Wasserstoff-Blasen-kammer für das CERN Protonensynchrotron, CERN/TC/BEBC 66-73 (1966).
- 98) C. Brand et al., Nucl. Instr. Meth. 136 (1976) 485.
- 99) R. Beuselinck et al., Nucl. Instr. Meth. 154 (1978) 445.
- 100) P.O. Hulth, Private Mitteilung.
- 101) P.C. Bosetti et al., Phys. Lett. 110B (1982) 167.
- 102) H. Klein, H. Wachsmuth, Interner Report für die WA47-Kollaboration (Juli 1981).
- 103) C. Penfold, H. Wachsmuth, CERN/EP/NBU81-4 (1981).
- 104) K.L. Brown, Ch. Iselin, DECAY TURTLE, CERN computer library, CERN 74-2 (1974).
- 105) P. Fritze, Interner Report für die WA47-Kollaboration (Februar 1981).
- 106) P. Fritze, Interner Report für die WA47-Kollaboration (März 1981).
- 107) J. May, H. Wachsmuth, CERN/EP/NBU 81-7 (1981).
- 108) V. Commichau, Dissertation, RWTH Aachen (1968).  
K. Hangarter, Dissertation, RWTH Aachen (1968).  
V. Commichau, K. Hangarter, Elektronik 19 (1970) 11.  
T. Baumeister et al., Oxford Conference on Computer Scanning, Vol. 2 (1974) 661.

- 109) P. Fritze, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1975).
- 110) C. Camps, P. Fritze, P. Schmitz, Interne Berichte, Aachen (1976 - 1982).
- 111) HYDRA applications manual, CERN (1978).
- 112) G. Myatt, CERN/ECFA/72-4, Vol. 2 (1972) 117.
- 113) G. Heilmann, 'Some remarks on a novel method of determining the  $\nu$ -energy in  $\nu H_2$  bubble chamber events', WA21-int-1, Universität Bonn (1978).
- 114) G. Neuhoff, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1979).
- 115) G. Myatt, Interner Report für die WA47-Kollaboration (1980).  
R. Beuselinck, Interner Report für die WA47-Kollaboration (1980).
- 116) G. Myatt, CERN/EF/EMI 77-1 (1977).
- 117) L. Pape, Interner Report für die WA19-Kollaboration (1977).
- 118) P.O. Hulth, Interner Report für die WA47-Kollaboration (1981).
- 119) W.G. Scott, Dissertation, Oxford University (1974).
- 120) K. Schultze, Fortschritte der Physik 19 (1971) 815.
- 121) H.C. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 4.
- 122) D.H. Perkins, P. Schreiner, W.G. Scott, Phys. Lett. 67B (1977) 347.
- 123) A. De Rujula et al., Nucl. Phys. B154 (1979) 394.
- 124) W.G. Scott, Interner Bericht, CERN/EP/NPC/N 82-1.
- 125) D. Zeller, Dissertation, Karlsruhe (1973).  
G. Campos Venuti et al., ISS/72/9 Rom (1972).
- 126) C. Matteuzzi, B. Degrange, private Mitteilung.
- 127) W.G. Scott, private Mitteilung.
- 128) CDHS-Kollaboration, J. Wotschak, private Mitteilung.

- 129) H. Deden, Dissertation, RWTH Aachen (1980), PITHA 80/19.
- 130) P.C. Bosetti et al., Phys. Lett. 76B (1978) 505.
- 131) A.J. Buras, K.J.F. Gaemers, Phys. Lett. 71B (1977) 106.
- 132) J.G.H. de Groot et al., Z. Phys. C1 (1979) 143.
- 133) B.C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1595.
- 134) B.C. Barish et al., Talk presented by P. Rapidis at the Summer Institute on Particle Physics, SLAC, 27. July - 7. August 1981.
- 135) M. Jonker et al., Phys. Lett. 99B (1981) 265.
- 136) T. Bolognese et al., submitted to Phys. Rev. Lett.
- 137) F.E. Close, CERN-TH 2594 (1978).
- 138) E.M. Riordan et al., SLAC-PUB 1634 (1975).
- 139) J. Drees, Proceedings of the 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, (ed. W. Pfeil) Bonn (1981) 474.
- 140) J.J. Aubert et al., Beitrag zur XX. International Conference on High Energy Physics, Madison, Wisconsin, (1980);  
J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 114B (1982) 291.
- 141) E.V. Shuryak, A.I. Vainshtein, Phys. Lett. 105B (1981) 65.  
J.L. Jaffe, M. Soldate, Phys. Lett. 105B (1981) 467.
- 142) F. Eisele, Proceedings of the IV Symposium on Elementary Particle Physics, Kazimierz (1981).
- 143) K. Rith, Universität Freiburg (1981) THEP 81/8.

## Lebenslauf

Am 15.06. 1949 wurde ich als Sohn des kaufmännischen Angestellten Klaus Fritze und seiner Ehefrau Irmgard, geborene Dieke, in Luckenwalde / Mark Brandenburg geboren. Im März 1953 zogen wir nach Elsenfeld / Main, wo ich von Herbst 1955 an die Volksschule besuchte. Nach dem Umzug nach Aachen im Januar 1959 beendete ich dort die vierte Klasse der Volksschule und besuchte ab Ostern 1959 das humanistische Kaiser-Karls-Gymnasium, das ich 1967 mit dem Abitur abschloß. Von Oktober 1967 bis März 1969 leistete ich meinen Wehrdienst ab.

Im Sommersemester 1969 begann ich das Studium der Physik an der RWTH Aachen. Nach Abschluß des Vordiploms im Sommer 1971 lernte ich anläßlich eines Seminars das III. Physikalische Institut A kennen und begann dort im Herbst 1972 in der Blasen-kammergruppe zu arbeiten. In meiner Diplomarbeit befaßte ich mich mit der Vorbereitung der Auswertung des geplanten Neutrino-experiments in der Blasen-kammer BEBC: "Über die Auswertung von Neutrino-Blasen-kammerexperimenten mit halbautomatischen Meß-maschinen". Das Diplom bestand ich im Juli 1975.

Seitdem arbeitete ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter im III. Phys. Institut A. Zunächst befaßte ich mich mit der Entwicklung und Installation von Software für das Online-Meß-system zur Auswertung der BEBC-Experimente. Ab 1977 nahm ich am BEBC-Ne/H<sub>2</sub>-Experiment teil, auf dessen Daten die vorliegende Arbeit basiert.

Seit Oktober 1980 bin ich mit meiner Frau Ingrid, geb. Gronenschild, verheiratet. Unsere Tochter Katrin wurde im September 1981 geboren.

