

Eigentum der **DESY** Bibliothek
Property of library

Zugang: 23. JUL 1982

Accessions: Interner Bericht

Leihfrist: DESY 7^{Ta}21-82^e01

Loan period:
Juni 1982

Dimyon - Endzustände
in der tief inelastischen
Myon - Nukleon - Streuung

von

Claus Gößling

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Dimuon - Endzustände
in der tief inelastischen
Myon - Nukleon - Streuung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Claus G ö B l i n g
aus Bergedorf

Hamburg
1982

A b s t r a c t

DIMUON FINAL STATES IN DEEP INELASTIC MUON NUCLEON SCATTERING

Dimuon final states in deep inelastic muon nucleon scattering are studied at a beam energy of 250 GeV. About 20 % of the selected events are explained by leptonic decays of μ^- or K-mesons and electromagnetic pair production of muons. The remaining 80 % are identified as open charm production with semileptonic decay into muons.

All differential cross sections are well described by the photon-gluon-fusion model in first order perturbation theory. The data clearly favour this production mechanism, which transfers the momentum of the virtual photon to a $c\bar{c}$ -quark pair, compared to a mechanism, which transfers all the momentum to a single c-quark. The hadronisation of the c-quarks is described by a fragmentation function $D(z)$ and a fit to the data yields a rising function $D(z) \sim \exp[(1.6 \pm 1.6) \cdot z]$ in the restframe of the target nucleon.

The total muon cross section for open charm production at $E_\mu = 250$ GeV is (9.8 ± 3.3) nb. The photon cross section for open charm production has been extrapolated to $Q^2 = 0$ and rises from (364 ± 100) nb at $E_Y = 80$ GeV up to (715 ± 40) nb at $E_Y = 200$ GeV. This corresponds to 0.6 % of the total photon nucleon cross section at $E_Y = 200$ GeV. The production of charm contributes up to $(6 \pm 2)\%$ to the structure function F_2 in the studied kinematic region. The contribution to scaling violation is discussed.

The parton distribution $c(x)$ of the charm quarks inside the nucleon gets harder with increasing Q^2 . For $Q^2 = 75$ GeV² it is consistent with an additional intrinsic charm component of the nucleon, which is smaller than theoretically predicted. The gluon distribution inside the nucleon can be studied in the framework of the photon-gluon-fusion model. It is found to be independent of Q^2 within the errors and consistent with $x \cdot G(x) \sim (1-x)^5$. The use of a development parameter $Q^2 + m_{c\bar{c}}^2$ is suggested.

This dissertation is written in German. A short version in English containing most of the results is published in [GÖE 82].

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Dr. F. W. Brasse

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. P. Söding

Datum der Disputation: 14.6.82

Sprecher des
Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. P. Stähelin

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
I. <u>Die Lepton-Nukleon-Streuung</u>	3
I.1 Kinematik der Myon-Proton-Streuung	3
I.2 Lepton-Nukleon-Streuung als Strukturprobe des Nukleons	8
I.3 Dimyon-Endzustände und Charme-Produktion	12
II. <u>Das Experiment</u>	14
II.1 Myonstrahl	16
II.2 Schweres Target	18
II.3 Spektrometer	19
II.3.1 Drahtkammern	22
II.3.2 Teilchenidentifizierung	25
II.3.3 Szintillationszähler	27
III. <u>Trigger, Datennahme und Analysekette</u>	30
III.1 Multi-Myon Trigger	30
III.2 Datennahme	34
III.3 Analysekette	38
III.3.1 RECONS	38
III.3.2 GLOM	42
III.3.3 SNOMUX	43
IV. <u>Identifizierung der Dimyon-Ereignisse</u>	45
IV.1 Datenreduktion	45
IV.1.1 Definition der Ereignisklassen	46
IV.1.2 Kinematische Schnitte	52
IV.2 Dimyon-Produktionsmodelle und Monte-Carlo Simulation	58
IV.2.1 Zerfall von Pionen und Kaonen im hadronischen Schauer	58
IV.2.2 Charme Produktion	63
IV.3 Vergleich mit Produktionsmodellen	75

	Seite
V. <u>Bestimmung der Wirkungsquerschnitte</u>	86
V.1 Akzeptanzkorrektur	87
V.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Dimyon-Produktion	92
V.3 Myon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion	100
V.4 Photon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion	109
V.5 Strukturfunktion F_2 - Charme	116
VI. <u>Diskussion der Ergebnisse</u>	124
VI.1 Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion	124
VI.2 Hadronisierung der Quarks	126
VI.3 Produktionsmechanismus für Charme	127
VI.4 Parameter des PGF-Modells	129
VI.5 Partonverteilungen für Charme-Quarks im Nukleon	129
VI.6 Partonverteilungen für Gluonen im Nukleon	132
VI.7 Intrinsic-Charme im Nukleon	136
Zusammenfassung	137
Literaturverzeichnis	138
Anhang	146

gewidmet meinem Vater,
Adolf Gößling (1904-1974)

Einleitung

"Feuer, Wasser, Luft und Erde sind die vier unvergänglichen Elemente, aus denen die Liebe alle Dinge dieser Welt entstehen läßt und in die der Haß alle Dinge wieder vergehen läßt".

So lautete das Naturbild des griechischen Naturphilosophen, Arztes und Politikers Empedokles. Er wurde im Jahre 483 v. Chr. in Akragas auf Sizilien geboren. Inzwischen ist die Naturwissenschaft von diesem Bild abgekommen und eines der jetzt diskutierten Naturbilder lautet:

"Es gibt fünf Quarks unterschiedlichen "Geschmacks" (up, down, strange, charm, bottom) in jeweils drei "Farben" (rot, blau, gelb). Diese wechselwirken untereinander durch Austausch von acht verschiedenen Gluonen. Außerdem gibt es sechs Leptonen ($e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$). Alle Quarks und Leptonen wechselwirken untereinander durch den Austausch von W-Bosonen und Z-Bosonen und die elektrisch geladenen unter ihnen durch den Austausch von Photonen".

Die Wechselwirkungen führen zur Bildung stabiler Strukturen der Materie in sehr unterschiedlichen Größenordnungen. Der Gluonaustausch ist als "starke Wechselwirkung" wahrscheinlich für die Bildung des Nukleons und des Atomkerns (Nukleus) verantwortlich ($10^{-15} - 10^{-14}$ m), während der Photonaustausch als "elektromagnetische Wechselwirkung" die Struktur des Atoms und der Moleküle bildet ($10^{-10} - 10^{-8}$ m). Als dritte Wechselwirkung führt die Gravitation zu den astronomischen Strukturen (Stern, Sternhaufen, Galaxien). Die Abbildung 1 versucht, dieses System vereinfacht darzustellen. Sie führt auch typische Größenordnungen und Ablöseenergien auf. Auffällig ist die Analogie zwischen den Systemen der zweiten und dritten Gruppe. Jeweils zwei Strukturen liegen in der Größenskala dicht beieinander: Atom/Molekül und Nukleon/Kern. Die jeweils kleinere Struktur (Atom, Nukleon) neutralisiert die Ladungsträger der jeweiligen Wechselwirkung bereits weitgehend, und die größeren Strukturen (Molekül, Kern) entstehen durch Restwechselwirkungen höherer Ordnung.

Historisch wurde zunächst ein phänomenologisches, systematisches Bild der Moleküle und Atome gewonnen. Ein exaktes Verständnis beider Strukturen erhielt man erst mit der Entdeckung der Unterstruktur des Atoms. Zur Zeit hat man ein phänomenologisches und systematisches Verständnis des Kerns und der Nukleonen gewonnen,

Größe [m]	Ablöseenergie [eV]	Struktur	Wechselwirkung	Ladung Polaritäten
10^{10}	10^{-2}	Galaxis Stern 	Gravitation	Energie 1 Polarität
10^{-10}	10^0	Molekül Atom 	elektromagn. W.w.	elektrische Ladung 2 Polaritäten
10^{-15}	10^6	Nukleus Nukleon 	starke W.w.	Farbladung 3 Polaritäten
?	?	Quark ? 	?	?

Abb. 1
Strukturen und Wechselwirkungen

und die Elementarteilchenphysik bemüht sich um die Unterstruktur des Nukleons. Nicht nur die Systematik, auch das experimentelle Vorgehen ist sehr ähnlich. Die Entdeckung der Struktur des Atoms gelang durch Streuung von α -Teilchen an Atomen (Rutherford, 1911). Seit etwa fünfzehn Jahren untersucht man die Struktur des Nukleons unter anderem durch Streuung von Leptonen an Nukleonen.

Die Untersuchungen können entweder als "inklusive" Messungen die totale Streuwahrscheinlichkeit analysieren oder als "exklusive" Messungen spezielle Endzustände der Wechselwirkung selektieren. Die hier vorliegende Arbeit untersucht den Dimyon-Endzustand der Myon-Nukleon-Streuung und versucht, daraus Aussagen über die Struktur des Nukleons abzuleiten. Die Messungen wurden 1978 von der Europäischen-Myon-Kollaboration (EMC, siehe Anhang 1) durchgeführt. Das erste Kapitel dieser Arbeit stellt die Kinematik und die theoretische Beschreibung der Lepton-Nukleon-Streuung dar und beschreibt die experimentelle und theoretische Vorgeschichte der Multi-Myon-Produktion. Das Experiment wird im zweiten Kapitel, die Datennahme und Analyseketten im dritten Kapitel dargestellt. Im vierten Kapitel werden die Dimyon-Endzustände selektiert und mit verschiedenen Produktionsmodellen verglichen. Das fünfte Kapitel behandelt die Wirkungsquerschnitte der Dimyon-Produktion. Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse diskutiert und Aussagen über Partonverteilungen im Nukleon abgeleitet.

I. Die Lepton - Nukleon - Streuung

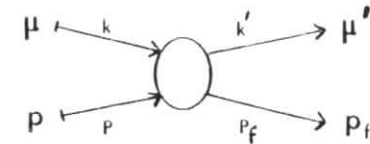
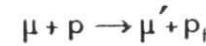
Die Lepton-Nukleon-Streuung ist eine experimentelle Methode der Elementarteilchenphysik, bei der Leptonen (Elektron (e), Myon (μ), Neutrino (ν)) an Nukleonen (Proton (p), Neutron (n)) gestreut werden. Das historische Vorbild dieses Prozesses ist die Streuung von α -Teilchen an Atomen (Rutherford, 1911). Zur Untersuchung der Struktur des Atoms genügten damals kinetische Energien in der Größenordnung von [MeV], die man in natürlichen radioaktiven Zerfällen zur Verfügung hatte. Aus der Winkelverteilung der gestreuten α -Teilchen konnte man auf die Existenz eines sehr kleinen und sehr schweren "Atomkernes" im Inneren des Atoms schließen.

Zur Untersuchung der Struktur des Kernes benötigte man bereits Energien der Größenordnung [100 MeV], und zur Untersuchung des Nukleons werden jetzt Energien der Größenordnung [100 GeV] eingesetzt. Teilchenbeschleuniger erzeugen primär (e) oder sekundär (μ, ν) schnelle Leptonen, die mit im Labor ruhenden Nukleonen kollidieren. Nach dem Streuprozess beobachtet man das gestreute Lepton und im Falle der elastischen Streuung das Nukleon, welches den Rückstoßimpuls aufgenommen hat. Bei großen Energien wird der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung am Nukleon sehr klein, und inelastische Prozesse, bei denen zusätzlich zum gestreuten Lepton mehrere Teilchen produziert werden, dominieren. Diese Teilchen kann man zu einem "Hadronischen System" zusammenfassen, dessen Masse größer ist als die Masse des Nukleons.

1.1 Kinematik der Myon - Proton - Streuung

Ausführliche Darstellungen der Kinematik der Lepton-Nukleon-Streuung befinden sich in [GIL 72, FEY 72, CLO 79].

Unter Benutzung der Notation und Metrik von Vierervektoren [FRA 75] und der natürlichen Einheiten ($\hbar=c=1$) erhält man für die Myon-Proton-Streuung folgende Kinematik:



Energie-Impuls-Erhaltung:

$$k + p = k' + p_f$$

Massen:

$$k \cdot k = k' \cdot k' = m_\mu^2 \tag{I.1}$$

$$p \cdot p = m_p^2$$

$$p_f \cdot p_f = m_{P_f}^2 =: W^2$$

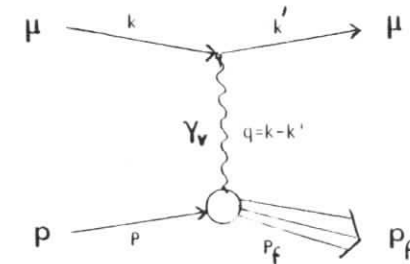
Schwerpunktsenergie:

$$(k + p)^2$$

Energie-Impuls-Übertrag:

$$(k - k')^2$$

Bei Vernachlässigung von Spineffekten wird eine Reaktion mit zwei einlaufenden und zwei auslaufenden Teilchen durch die zehn möglichen Skalarprodukte der vier Vierervektoren unabhängig vom Bezugssystem beschrieben. Die Energie-Impuls-Erhaltung und die drei vorgegebenen Massen reduzieren die Zahl der unabhängigen Parameter auf drei. Da Myonen nur elektromagnetisch wechselwirken, kann der Streuprozess in der ersten Ordnung der Quantenelektrodynamik (QED) als ein Ein-Photon-Austausch dargestellt werden. Der Beitrag des Zwei-Photon-Austausches ist nach Messungen in SLAC-Elektron-Experimenten [ROC 76, FAN 76] und einem FNAL-Myon-Experiment [CHE 75] klein (siehe auch [DRE 80]). Das ausgetauschte virtuelle Photon wird durch den Vierervektor q beschrieben. Es ergibt sich folgendes Feynman-Diagramm:



$$\tag{I.2}$$

Im Falle des Ein-Photon-Austausches können der leptoniche und hadronische Vertex getrennt behandelt werden. Die Dynamik des leptonicchen Vertex' wird durch die QED beschrieben, und die zu untersuchende Dynamik des hadronischen Vertex' ist nur noch eine Funktion von zwei Invarianten, üblicherweise

Q^2 und v oder Q^2 und x . Die Definitionen dieser Variablen und der Zusammenhang mit der bereits in (I.1) definierten hadronischen Masse W sind folgende:

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -q^2 = -(k-k')^2 \\
 v &= \frac{p \cdot q}{m_p} \\
 x &= \frac{Q^2}{2m_p v} \\
 W^2 &= 2m_p v + m_p^2 - Q^2
 \end{aligned}
 \tag{I.3}$$

Im Ruhesystem des einlaufenden Protons (Laborsystem) sind E und E' die Energien des einlaufenden und auslaufenden Leptons. Die Variable v beschreibt in diesem Bezugssystem den Energieübertrag auf das Proton und damit auch die Energie des virtuellen Photons:

$$\begin{aligned}
 k &= (E, \vec{k}) & k' &= (E', \vec{k}') \\
 q &= k - k' = (v, \vec{q}) \\
 p &= (m_p, \vec{0}) & p_F &= (m_p + v, \vec{q})
 \end{aligned}
 \tag{I.4}$$

Im Laborsystem gelten folgende Zusammenhänge mit den Streuwinkeln θ_μ und θ_γ des auslaufenden Myons und des virtuellen Photons (die Näherungen vernachlässigen m_μ):

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= 2EE' - 2m_\mu^2 - 2\cos\theta_\mu \cdot \sqrt{E^2 - m_\mu^2} \cdot \sqrt{E'^2 - m_\mu^2} \\
 &= 2EE' (1 - \cos\theta_\mu) + \text{Terme} \cdot \left[\frac{m_\mu^2}{E^2}, \frac{m_\mu^2}{E'^2}, \frac{m_\mu^2}{Q^2}, \frac{m_\mu^4}{(EE')^2} \right] \\
 &\approx 4EE' \sin^2(\theta_\mu/2) \\
 \cos\theta_\mu &= \frac{(EE' - (Q^2/2) - m_\mu^2)}{\sqrt{E^2 - m_\mu^2} \cdot \sqrt{E'^2 - m_\mu^2}} \\
 &= 1 - \frac{Q^2}{2EE'} + \text{Terme} \cdot \left[\frac{m_\mu^2}{E^2}, \frac{m_\mu^2}{E'^2}, \frac{m_\mu^2}{EE'}, \frac{m_\mu^4}{(EE')^2} \right] \\
 \sin\theta_\gamma &= \frac{E'}{\sqrt{v^2 + Q^2}} \cdot \sqrt{1 - (1 - \frac{Q^2}{2EE'})} + \text{Terme} \cdot \left[\frac{m_\mu^2}{E^2}, \frac{m_\mu^2}{E'^2}, \frac{m_\mu^2}{EE'}, \frac{m_\mu^4}{(EE')^2} \right]
 \end{aligned}
 \tag{I.5}$$

Die minimale Masse des virtuellen Photons Q_{\min}^2 ergibt sich für $\theta_\mu = 0$ unter Berücksichtigung der Terme mit m_μ^2 zu:

$$\begin{aligned}
 Q_{\min}^2 &= 2EE' - 2m_\mu^2 - 2\sqrt{E^2 - m_\mu^2} \cdot \sqrt{E'^2 - m_\mu^2} \\
 &= \frac{v^2 m_\mu^2}{EE'} + \text{Terme} \cdot \left[\frac{m_\mu^4}{(EE')^2} \right]
 \end{aligned}
 \tag{I.6}$$

Die Abbildung I.1 zeigt die (Q^2, v) -Ebene und den Zusammenhang mit W und x . Für eine Strahlenergie von 250 GeV sind Geraden konstanten Streuwinkels des Myons (θ_μ) und Kurven konstanten Winkels des virtuellen Photons (θ_γ) eingezeichnet.

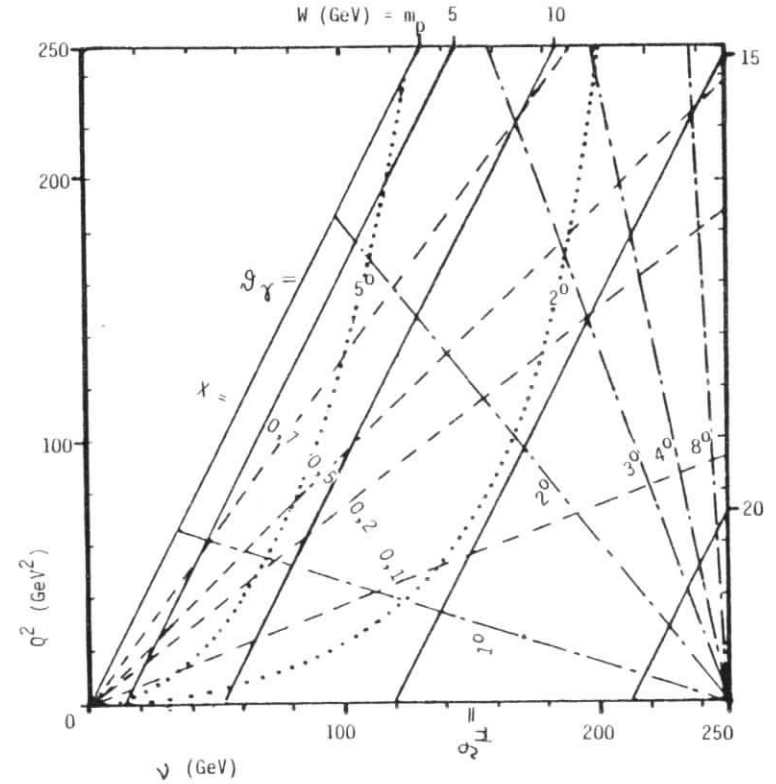


Abb. I.1 Kinematik der Myon-Nukleon-Streuung ($E = 250$ GeV)

Die bisher definierten kinematischen Variablen beschreiben die inklusive Reaktion $\mu + p \rightarrow \mu' + p_F$ vollständig. Bei der genaueren Untersuchung des Endzustandes p_F werden für jedes darin enthaltene Teilchen drei zusätzliche Variablen definiert. Im Falle der Produktion eines Myons zusätzlich zum gestreuten Myon $\mu + p \rightarrow \mu_1 + \mu_2 + x$ sind dies (alles im Laborsystem):

$$\begin{aligned} z & : = E_{\mu 2} / \nu \\ p_T & : = p_{\mu 2} \cdot \sqrt{1 - \cos^2(\vec{q}, \vec{p}_{\mu 2})} \\ \cos\psi & : = \cos \left[(\vec{q} \times \vec{k}'), (\vec{q} \times \vec{p}_{\mu 2}) \right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

z ist der Bruchteil der auf das zweite Myon übertragenen Photonenergie, p_T ist der Transversalimpuls des zweiten Myons relativ zum virtuellen Photon, und ψ ist dessen Azimutalwinkel um die Richtung des virtuellen Photons relativ zur Myonstrebene. Die Abbildung 1.2 zeigt die Impulsvektoren und Variablen im Laborsystem.

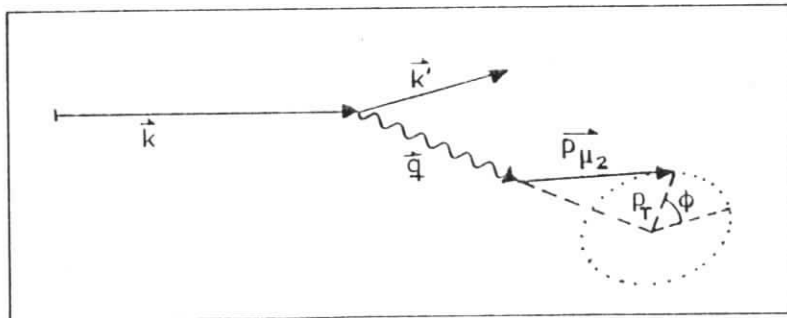


Abb. 1.2 Kinematik des zweiten Myons

Weitere kinematische Variablen ($n, m_{CC}, \theta_C, \phi_C, p_T^{FRAG}, z^{FRAG}$) werden nur bei der Simulation von speziellen Produktionsmechanismen benötigt und deshalb in dem entsprechenden Absatz IV.2 definiert.

Das räumliche Koordinatensystem wird rechtshändig definiert mit der x-Achse in Richtung des einlaufenden Myonstrahls, der y-Achse horizontal und der z-Achse vertikal nach oben.

1.2 Lepton-Nukleon-Streuung als Strukturprobe des Nukleons

Der Wirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon-Streuung läßt sich unter der Annahme des Ein-Photon-Austausches (1.2) schreiben als [CLO 79] :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{\pi}{E^2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

Dabei beschreibt α^2/Q^4 die Kopplungskonstante und den Propagator des virtuellen Photons. $L_{\mu\nu}$ beschreibt die Kinematik des im Rahmen der QED strukturlosen Leptonvertex $[L_{\mu\nu} = 2(k'_\mu k_\nu + k_\mu k'_\nu - g_{\mu\nu} Q^2/2)]$. Für die Struktur des Hadronvertex wird ein allgemeiner Ansatz mit fünf Funktionen $W_i(Q^2, \nu)$ gemacht, der sich durch die folgenden Forderungen auf zwei "Strukturfunktionen" W_1 und W_2 vereinfacht:

- Streuung an unpolarisierten Protonen
- Lorentz Invarianz
- Stromerhaltung $(q_\mu W^{\mu\nu} = W^{\mu\nu} q_\nu = 0)$
- Paritätserhaltung

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} & = W_1(\nu, Q^2) \cdot (-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) \\ & + \frac{W_2(\nu, Q^2)}{m^2} \cdot ((p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu) (p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu)) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Die Kontraktion der Tensoren liefert aus (1.8) und (1.9) unter Vernachlässigung der Leptonmasse gegen die Masse des virtuellen Photons ($m^2 \ll Q^2$):

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\pi\alpha^2}{Q^4 E^2} \cdot \left[2 W_1 Q^2 + W_2 (4EE' - Q^2) \right] \quad (1.10)$$

Die Umrechnung auf den Streuwinkel θ nach (1.5) führt auf die bekannte Darstellung:

$$\frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{E'}{E} \left[2 W_1(Q^2, \nu) \sin^2 \theta/2 + W_2(Q^2, \nu) \cdot \cos^2 \theta/2 \right] \quad (1.11)$$

Photon Rückstoß- Spin- und Ladungs-
Propagator term struktur des Protons

Die Strukturfunktionen W_1 und W_2 entsprechen den Formfaktoren G_M und G_E der elastischen Streuung am Nukleon. Außerdem definiert man dimensionslose Strukturfunktionen F_1 und F_2 :

$$\begin{aligned} F_1(Q^2, \nu) &:= m_p \cdot W_1(Q^2, \nu) \\ F_2(Q^2, \nu) &:= \nu \cdot W_2(Q^2, \nu) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Bereits 1969 gab es die Voraussage [BJO 69], daß die Strukturfunktionen im Bereich genügend große ν und Q^2 nur noch Funktionen der Variablen $x = Q^2/2m_p\nu$ sein sollten:

$$F_1(Q^2, \nu) \rightarrow F_1(x) \quad F_2(Q^2, \nu) \rightarrow F_2(x)$$

Dieses "Skalenverhalten" (Bjorken-Scaling) wurde experimentell nachgewiesen im Bereich $0.1 < Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ und findet seine theoretische Interpretation im Parton-Modell der Nukleonen [BJO 69]. Das Modell nimmt an, daß das Nukleon aus Partonen zusammengesetzt ist, und interpretiert die Lepton-Nukleon-Streuung als elastische Streuung des Leptons an einem einzelnen Parton des Nukleons durch Austausch eines virtuellen Photons. Die Kinematik der Reaktion bedingt, daß die Skalenvariable x gleich dem Impulsanteil des Partons im Nukleon ist. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Strukturfunktion F_2 und den Impulsverteilungen $q_i(x)$ der Partonen im Nukleon (siehe z.B. [CLO 79], [LOH 81]):

$$F_2(x) = x \cdot \sum_i e_i^2 \cdot q_i(x) \quad (1.13)$$

Die Summation läuft über alle im Nukleon vorhandenen Partonen und e_i ist die Ladung des Partons. Skalenverhalten bedeutet Unabhängigkeit der Strukturfunktion und damit der Partonverteilungen von Q^2 .

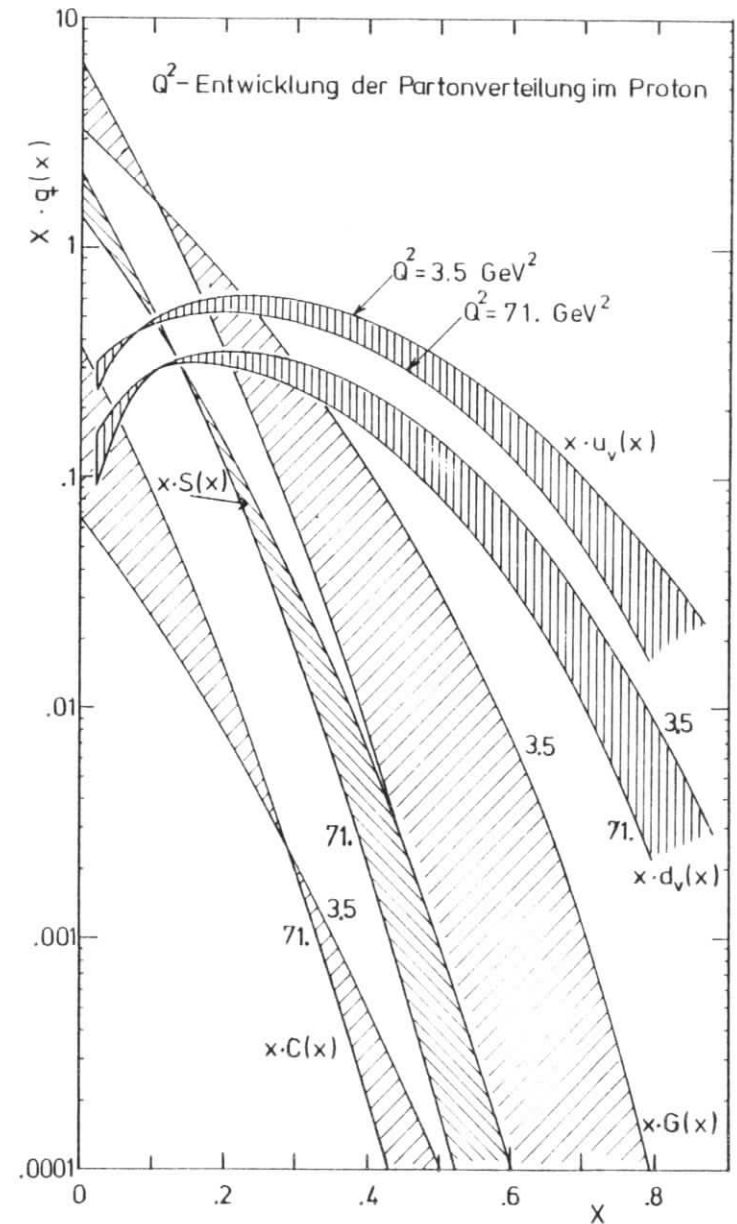


Abb. 1.3 Partonverteilungen im Proton

Bei noch größeren Impulsüberträgen ($Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$) wurden jedoch wieder Abweichungen vom Skalverhalten beobachtet, die zur Zeit unter anderem von diesem Experiment untersucht werden [EMC 81/2]. Diese "Skalenverletzung" könnte als eine Unterstruktur der Partonen, der Einfluß von Feldtheorien der Wechselwirkung von Partonen oder als kinematische Schwellen zur Produktion schwerer Teilchen erklärt werden. Analysen im Rahmen der asymptotisch freien Feldtheorie "Quantenchromodynamik" (QCD) führen unter Anpassung der Partonverteilungen an die gemessenen Strukturfunktionen zu einer guten Beschreibung der Skalenverletzung. Dabei werden Quarks und die Austauschteilchen der QCD, die Gluonen, als Partonen angenommen. Die Abbildung 1.3 zeigt die in [BUR 78] durch QCD-Anpassungen an ep- (SLAC) und $\mu\mu$ -Daten (FNAL) ermittelten Partonverteilungen im Proton. Die Verteilung der Valenzquarks (u_v, d_v), des Sees aus leichten Quarks ($S = u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}$), des Sees der Charmequarks und die Verteilung der Gluonen sind jeweils für $Q^2 = 3.5$ und 71 GeV^2 dargestellt worden. Die "Q²-Entwicklung" der Partonverteilungen ist deutlich zu erkennen. Mit wachsendem Wert von Q^2 werden alle Verteilungen weicher, der mittlere Impulsanteil eines einzelnen Partons wird kleiner. Der Gesamtanteil der Valenzquarks geht zurück, während der Anteil der Seequarks und Gluonen anwächst. Dieser Effekt wird im Rahmen der QCD durch Gluonbremsstrahlung und Paarerzeugung von Quarks verursacht.

Abschließend soll in diesem Absatz noch die Darstellung der Lepton-Nukleon-Streuung mit Hilfe von Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten erwähnt werden. Dabei beschreiben σ_T und σ_L den Wirkungsquerschnitt transversaler und longitudinaler virtueller Photonen mit Nukleonen. Den Zusammenhang zwischen W_1, W_2 und σ_T, σ_L erhält man durch Produktbildung des Tensors $W^{\mu\nu}$ mit den Polarisationsvektoren E^μ des Photons [CLO 79] zu :

$$\begin{aligned} W_1 &= \frac{K}{4\pi^2} \sigma_T \\ W_2 &= \frac{K}{4\pi^2} (\sigma_T + \sigma_L) \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Dabei ist K die "äquivalente Photonenergie" und nur für $Q^2=0$ eindeutig festgelegt auf $K_{Q^2=0} = \nu$. Für den Bereich $Q^2 \neq 0$ gibt es verschiedene Konventionen, wir benutzen die Hand-Konvention [HAN 63] :

$$K_{\text{HAND}} = \nu - \frac{Q^2}{2m_p} \quad (1.15)$$

Aus 1.10, 1.14 und 1.15 erhält man die Darstellung von $d^2\sigma/dQ^2 d\nu$ als Funktion von σ_L und σ_T :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \Gamma \cdot (\sigma_T + \epsilon \sigma_L) \quad (1.16)$$

$$\text{mit } \Gamma := \frac{K \cdot \alpha}{2\pi Q^2 E^2} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$$

$$\text{und } \epsilon := \left[1 + \frac{Q^2 + \nu^2}{2EE' - Q^2/2} \right]^{-1} \approx \left[1 + 2 \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \tan^2 \theta/2 \right]^{-1}$$

$m_\mu = 0$

Dabei beschreibt ϵ die Polarisation des virtuellen Photons ($0 \leq \epsilon \leq 1$) und Γ den Photonfluß. Das Verhältnis des longitudinalen zum transversalen Wirkungsquerschnitt wird als R definiert:

$$R = R(Q^2, \nu) := \sigma_L / \sigma_T \quad (1.17)$$

Dies ergibt mit (1.14) den Zusammenhang zwischen den beiden Strukturfunktionen W_1 und W_2 :

$$W_1 = \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \cdot \frac{1}{1+R} \cdot W_2 \quad (1.18)$$

1.3 Dimyon-Endzustände und Charme-Produktion

In der Myon-Nukleon-Streuung werden nicht nur Ereignisse mit einem einlaufenden und einem auslaufenden Myon, sondern auch Ereignisse mit mehreren Myonen im Endzustand beobachtet. Solche Multi-Myon-Endzustände wurden von der MSU-Kollaboration am FNAL bei 270 GeV Strahlenergie beobachtet und als Charme-Produktion interpretiert [MSU 77]. Dabei führt der semileptonische Zerfall von Charmemesonen zu den zusätzlichen Myonen im Endzustand. Mit erheblich größerer Luminosität wurde dann die nächste Generation von Experimenten durch die BFP-Kollaboration am FNAL und durch die EMC-Kollaboration am CERN durchgeführt. Die BFP-

Kollaboration hat bei einer Strahlenergie von 209 GeV aus der Analyse von Dimyon-Endzuständen Wirkungsquerschnitte der offenen Charme-Produktion hergeleitet [BFP 80]. Andere Multi-Myon-Endzustände wurden in [BFP 80/2] analysiert. Die EMC-Kollaboration hat Messungen bei einer Strahlenergie von 280 GeV durchgeführt. Eine Klasse von 3μ -Ereignissen wurde als gebundene Charme-Produktion (Ψ -Produktion) identifiziert [EMC 80/1]. Fast alle Dimyon-Ereignisse und eine andere Gruppe von 3μ -Ereignissen wurden als offene Charme-Produktion interpretiert [EMC 80/2, EMC 80/3]. Ein guter Überblick über die bisherigen Resultate zur Multi-Myon-Produktion ist in [STR 81] gegeben. Die vorliegende Arbeit untersucht die Dimyon-Endzustände bei einer etwas geringeren Strahlenergie (250 GeV) aber mit erheblich größerer Luminosität als in [EMC 80/2].

Die theoretische Beschreibung der Multi-Myon-Produktion benutzte zunächst das Vektordominanz-Modell für die Produktion gebundener Charme-Zustände und einen "Photodissoziations"-Ansatz für die Produktion von offenen Charme-Zuständen [BLE 76]. Ein anderer Ansatz zur Beschreibung der offenen Charme-Produktion benutzt im Rahmen des Quark-Parton-Modells eine Parton-Verteilung der Charme-Quarks im Nukleon und nimmt an, daß das virtuelle Photon seinen Impuls vollständig auf ein Charme-Quark überträgt. Bei dem Photon-Gluon-Fusionsmodell [JON 78, GLU 78, LEV 78, GLU 79] kollidiert das virtuelle Photon mit einem Gluon des Nukleons und erzeugt ein $c\bar{c}$ -Quarkpaar. Dieses Modell beschreibt also die "Herkunft" der Charme-Quarks und benutzt statt der Parton-Verteilung der Quarks die der Gluonen. Es erlaubte als erstes Modell eine geschlossene Darstellung der offenen und der gebundenen Charme-Produktion. In Absatz IV.2.2 wird dieses Modell ausführlich dargestellt. Zusätzlich zu einem dieser Produktionsmechanismen für Charme-Quarks benötigt man zur Beschreibung von Multi-Myon-Endzuständen noch eine Darstellung der Hadronisierung der Quarks und des Zerfalls der Charme-Mesonen in Myonen (siehe Absatz IV.2.2).

Ein neuerer Aspekt der Multi-Myon-Analyse ist die Untersuchung einer eventuellen "Intrinsic-Charme"-Komponente des Nukleons, die aus "langlebigen" $c\bar{c}$ -Paaren bestehen soll [BRO 80, BRO 81]. Diese Komponente würde starke Abweichungen der Hadro-Produktion von Charme [SIM 79, GIB 79, LOC 79] von den Vorhersagen des Photon-Gluon-Fusionsmodells erklären. Die Verträglichkeit der Dimyon-Analyse [EMC 80/2] mit dieser zusätzlichen Komponente wurde in [GAV 81] gezeigt. Die jetzt vorliegende Dimyon-Analyse höherer Luminosität setzt jedoch kleinere obere Grenzen [EMC 81/3]. Ein alternativer Ansatz zur vollständigen Beschreibung der Hadro-Produktion von Charme ist die "flavor excitation" [HAL 82, ODO 82].

II. Das Experiment

Das hier beschriebene Experiment der Europäischen-Myon-Kollaboration (EMC, siehe Anhang I) untersucht tiefinelastische Myonstreuung am Nukleon bei Energieüberträgen bis zu $\nu = 250$ GeV und Impulsüberträgen bis zu $Q^2 = 200$ GeV² [EMC 74]. Als Strahl steht der 280 GeV Myonstrahl am SPS des CERN in Genf zur Verfügung (Abb. II.1)

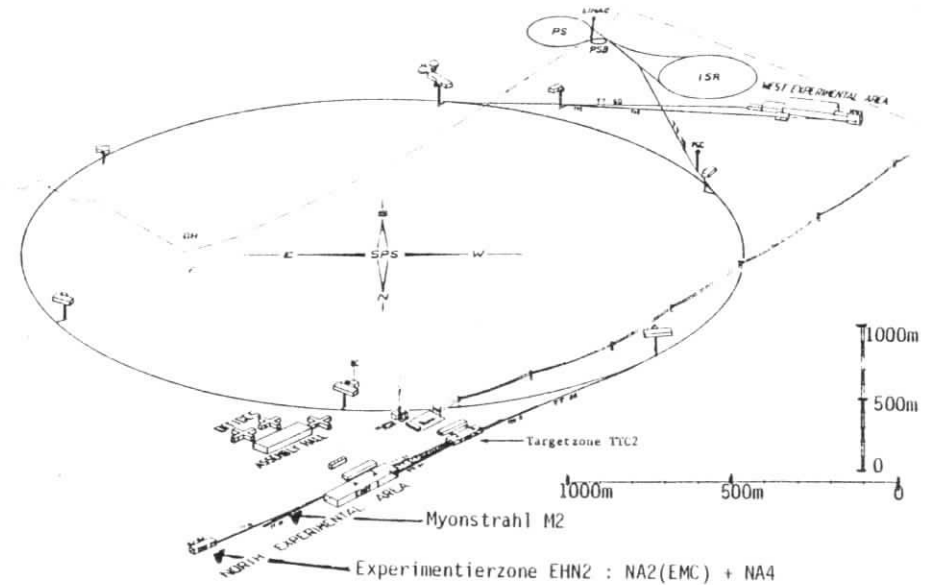


Abb. II.1 Super - Protonen - Synchrotron (SPS)

Um nicht nur das gestreute Myon, sondern auch in Vorwärtsrichtung produzierte Hadronen identifizieren und analysieren zu können, wurde die Apparatur als offenes Vorwärtsspektrometer ausgelegt. Dieses Konzept erfordert ein Target, welches produzierte Hadronen ohne zweite Wechselwirkung austreten läßt. Um dennoch ausreichend hohe Luminositäten zu erreichen, wird eine möglichst hohe Intensität des Myonstrahls gefordert.

Bei einer Strahlintensität von $3 \cdot 10^7$ Myonen/sec ergibt sich mit einem 6 m langen Wasserstoff-Target während der Ejektion (Burst) eine Luminosität von

$$\mathcal{L} = 3 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \cdot 6\text{m} \cdot 0.070 \text{ g cm}^{-3} \cdot 6.022 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1} \cdot 1 \text{ Mol g}^{-1} \quad (11.1)$$

$$= 7.6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

Bei einer Pulslänge von 1 sec und Pulswiederholungsfrequenz des SPS von 6/min ergibt sich eine Luminosität pro Tag von:

$$\mathcal{L} \approx 7.6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \cdot 8640 \text{ sec/d} \approx 66\,000 \text{ nb}^{-1} \text{ d}^{-1} \quad (11.2)$$

Wahlweise wird ein schweres Target benutzt, um höchste Q^2 -Bereiche und seltene Multimyon-Endzustände zu beobachten. Dieses Eisen-Kalorimeter-Target liefert eine um einen Faktor 30 größere Luminosität. Dabei wird auf die Identifizierung von Hadronen vollständig verzichtet. Ein genereller Verzicht auf Hadron-Identifizierung hätte zu einem völlig anderen Konzept der Apparatur geführt, welches auch in anderen Experimenten verwirklicht wurde. Eine gute Übersicht und Klassifizierung der Myon-Spektrometer gibt [MEL 79]. Die für dieses Experiment wichtigen Kriterien sind schematisch in Abb. 11.2 dargestellt.

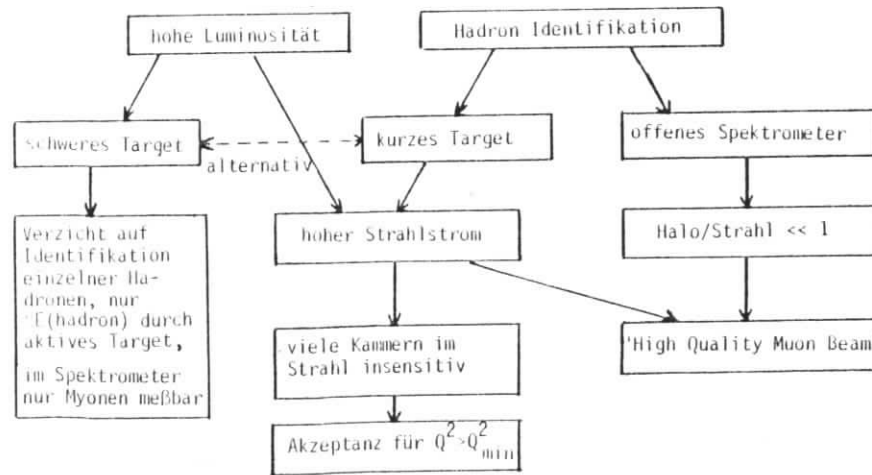


Abb. 11.2 Schematische Darstellung der Strahl-, Target- und Spektrometer-Forderungen

In den folgenden Absätzen werden der Myonstrahl, das für Multi-Myon-Daten benutzte schwere Target und das Spektrometersystem kurz dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung ist bereits veröffentlicht worden [EMC 81/1]

11.1 Myonstrahl

Der Myonstrahl M2 am SPS des CERN liefert zur Zeit Myonen bis zu maximalen Impulsen von 280 GeV. Ein primäres Target aus maximal 50 cm Beryllium in der Targetzone TTC2 (siehe Abb. 11.1) wird mit 400 GeV Protonen beschossen. Die erzeugten geladenen Hadronen werden dem "Front End" des Myonstrahls zugeführt (Abb. 11.3), welches als magnetischer Filter die primären 400 GeV Protonen ausscheidet.

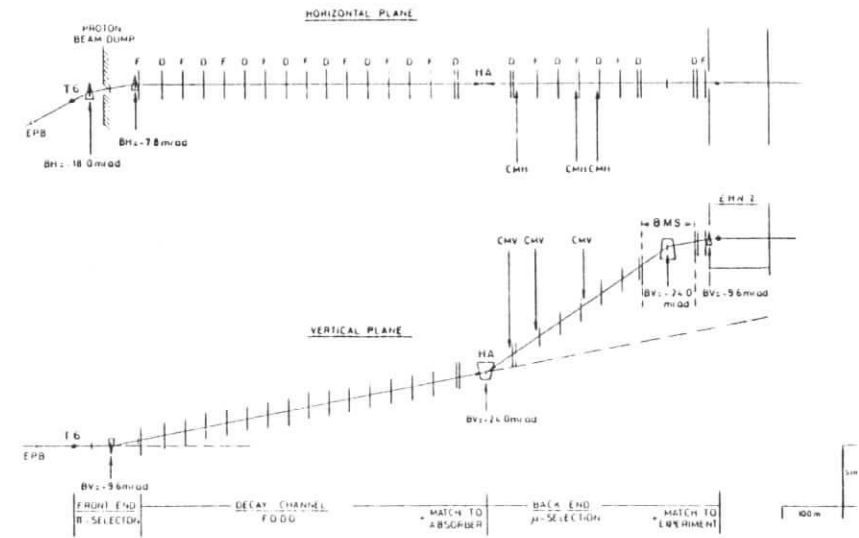


Abb. 11.3 Myonstrahl

Die Hadronen innerhalb eines Impulsbandes $|\Delta p/p_0| \leq 10\%$ durchlaufen einen 600 m langen Zerfallskanal. Nach dieser Strecke sind für $p_0 = 280$ GeV vier Prozent der Pionen und 23 % der Kaonen in Myonen zerfallen. Der Hadron-Absorber aus Beryllium ist 10 m lang und erreicht ein π/μ Verhältnis von 10^{-5} . Hinter dem Absorber selektiert das "Back End" des Strahls Myonen in einem Impulsband $|\Delta p/p_\mu| \leq 5\%$, transportiert diese zum Experiment und fokussiert sie auf das Target. Die vorletzte Ablenkung bildet mit zwei Hodoskopen aus 5 mm breiten Szintillatorstreifen ein Spektrometer (BMS in Abb. II.3), welches den Impuls einzelner Myonen auf $\pm 0.3\%$ genau messen kann.

Bei einem primären 400 GeV Protonstrahl betrug mit dem 50 cm Beryllium-Target das Myon-Proton-Verhältnis $\approx 3.8 \cdot 10^{-5}$ ($\approx 1.4 \cdot 10^{-5}$, $\approx 1.8 \cdot 10^{-6}$) für positive Myonen mit einem mittleren Impuls von 120 (200, 280) GeV. Infolge der Ladungsasymmetrie der Hadronerzeugung am primären Target sind die Intensitäten für negative Myonen um einen Faktor 2.5 - 5 kleiner. Die für Messungen benutzten Strahlintensitäten sind $\approx 3 \cdot 10^7$ /sec. Die Länge des Strahlpulses (Burst) betrug etwa 1 sec und der Abstand der Pulse 10 sec. Der gemessene Phasenraum am Ort des Targets beträgt

radiale Ausdehnung:	$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$	= 15 - 20 mm
Divergenz vertikal:	$\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle}$	= 0.4 - 0.5 mrad
horizontal:	$\sqrt{\langle \alpha'^2 \rangle}$	= 0.2 - 0.4 mrad

Ein Myonstrahl hat im Gegensatz zu Elektron- oder Hadronstrahlen immer ein "Halo" aus Myonen, welche die Apertur der Strahlführung verlassen haben, aber infolge des kleinen Absorptionsquerschnittes für Myonen nur sehr schwer abgeschirmt werden können. Zur Reduzierung dieses Halos wird ein System aus magnetischen Kollimatoren benutzt, welche im "Back End" des Myonstrahls installiert sind und unerwünschte Myonen nach außen ablenken. Durch eine Optimierung dieses Kollimatorsystems wurde ein Halo-Anteil innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers von nur 7 % bei 280 GeV Myonen erreicht. Die Szintillationszähler zur Ortsmessung der einlaufenden Myonen und die Veto-Zähler gegen Halo-Myonen werden im Absatz II.3 dargestellt.

II.2 Schweres Target

Als Target wurden bisher ein 6 m Wasserstoff-Target und ein 3,74 m Eisen-Kalorimeter-Target benutzt. Da alle Multi-Myon-Messungen mit dem Eisen-Target durchgeführt wurden, soll nur dieses hier dargestellt werden.

Das "Sampling total absorption calorimeter" (STAC) ist ein aktives, schweres Target und besteht aus 36 Eisen-Szintillator Elementen (Abb. II.4). Sechszwanzig Elemente sind jeweils 50×50 cm² groß und 9 cm dick. Sie haben drei Szintillatorplatten, die immer 2 cm Eisen vor sich haben. Diese drei Szintillatoren werden gemeinsam von einem EMI 9821 KB Photomultiplier beobachtet. Die zusätzlichen zehn 40×40 cm² großen Elemente sind einem älteren Experiment entnommen und haben einen anderen Aufbau mit etwa der gleichen Eisenlänge pro Modul. Diese Elemente haben Philips 56 AVP Multiplier.

Die gesamte Eisenlänge beträgt 257 cm. Die ersten 32 Elemente werden als Target benutzt (1472 g/cm²). Die letzten 4 Elemente sowie zusätzliche Eisenplatten werden als Absorber benutzt. Sie haben 69 cm Eisen, welches 4 Absorptionslängen entspricht. Dadurch ist sichergestellt, daß auch bei Wechselwirkungen im letzten als Target benutzten STAC-Element der Hadronenschauer noch nahezu vollständig absorbiert wird. Die Zähler S1 bis S4 sind zusätzliche Szintillationszähler, die für spezielle Triggerfunktionen benutzt werden.

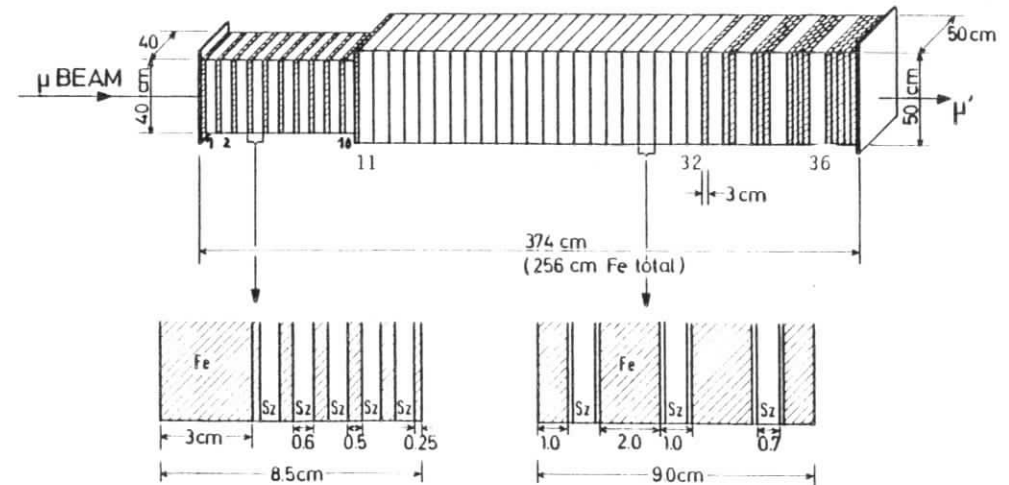


Abb. II.4 STAC - Target

Die in Teststrahlen gemessene Energieauflösung des STAC beträgt $\sigma/E=0.41/E^{0.4}$ (GeV) für hadronische Schauer und $\sigma/E = 0.22/E^{0.5}$ (GeV) für elektromagnetische Schauer [KOR 77]. Unter experimentellen Bedingungen (Strahlintensität bis zu $3 \cdot 10^7/\text{sec}$) wurde nur eine Auflösung von $0.56/E^{0.4}$ (GeV) erreicht. Dies führt zu einer Auflösung von $\sigma/E \approx 6\%$ für einen hadronischen Schauer von 250 GeV. Der zu erfassende Pulshöhenbereich pro Element reicht von der Minimalionisierung eines einzigen Teilchens (äquivalent einer Schauerenergie von $6 \text{ cm} \cdot 11.6 \text{ MeV/cm} = 70 \text{ MeV}$) bis zu Schauern von etwa 250 GeV und umfaßt somit vier Dekaden. Für jedes Element werden deshalb drei Signale auf verschiedene ADC's gegeben: ein direktes Anodensignal, ein zehnfach verstärktes Anodensignal und ein Signal von der drittletzten Dynode (um einen Faktor 20 kleiner). Außerdem werden die Zeiten aller Pulse mit TDC's gemessen. Dies ermöglicht die Trennung von Ereignissen, die nicht zeitgleich sind, mit einer Auflösung von 5 nsec.

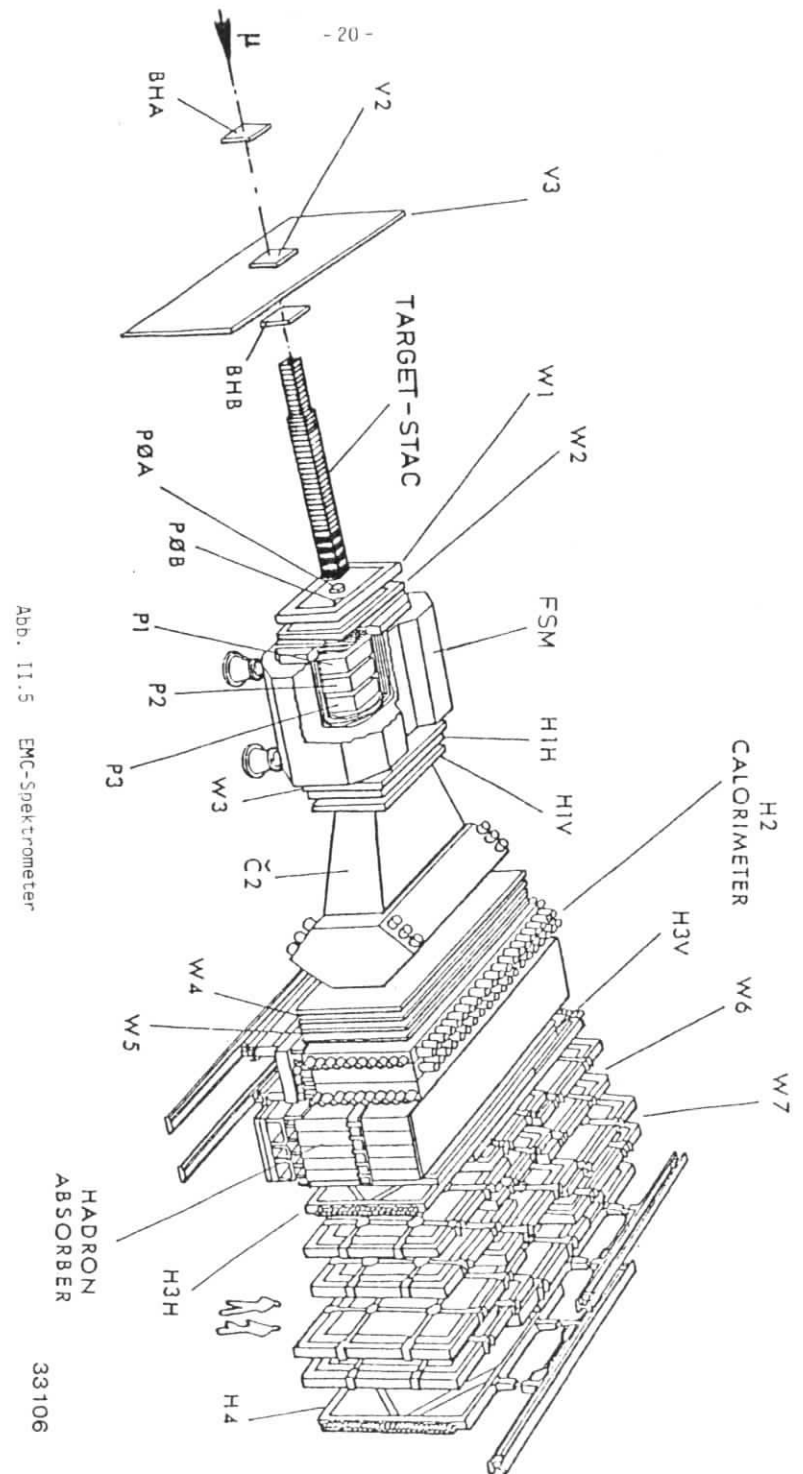
Der Zustand und die Stabilität des STAC wird durch Leuchtdiodenpulse innerhalb und außerhalb des Bursts überwacht. Außerdem werden einmal pro Burst die ADC-Pedestals gemessen und auch "Ereignisse" ohne Wechselwirkungen im STAC aufgezeichnet.

11.3 Spektrometer

Die Abbildung II.5 zeigt eine Schrägsicht und die Abbildung II.6 eine Aufsicht des Spektrometers. Es folgt zunächst eine Übersicht über das Spektrometer und danach die nähere Beschreibung der wichtigsten Detektoren.

Der horizontal ablenkende SPEKTROMETERMAGNET (FSM) ist ein 4.3 m langer, konventioneller Dipolmagnet mit großem vertikalen Polabstand (1 m) und großer horizontaler Öffnung (2 m). Bei einem maximalen Strom von 5000 A nimmt er eine elektrische Leistung von 1.56 MW auf und hat eine magnetische Länge von 5.2 Tm. Einfach geladene Teilchen, die das gesamte Magnetfeld durchlaufen, erhalten einen Querimpuls

$$p_T = e \cdot \int \vec{B} \cdot d\vec{x} \approx 0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{Tm}} \cdot 5.2 \text{ Tm} \approx 1.6 \text{ GeV} \quad (11.3)$$



Die ORTSMESSUNG der Teilchenspuren erfolgt außerhalb des Magnetfeldes und des Strahls mit Driftkammern (W1,2 vor dem Magneten, W3,4,5 hinter dem Magneten, W6,7 hinter dem Absorber). Im Magnetfeld wird sie ergänzt durch Proportionalkammern (P1,2,3). Im Strahlbereich der Driftkammern W1,2 arbeiten kleine Proportionalkammern (POA, POB). Das einlaufende Strahlmyon wird mit Szintillatorhodoskopen (BHA, BHB) gemessen.

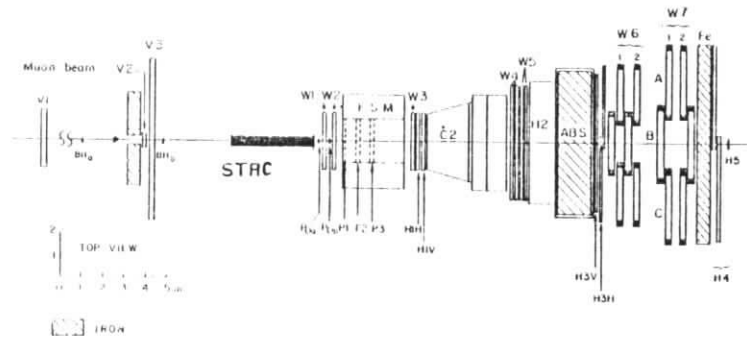


Abb. 11.6 EMC-Spektrometer (Aufsicht)

Der TEILCHENTIDENTIFIZIERUNG dienen ein Gas-Cerenkov-Zähler (C2), das Kalorimeter (H2) und der Absorber (ABS).

Das TRIGGERSYSTEM, welches mit schnellen Szintillationsdetektoren (nsec) und schneller Logik die Ausleseentscheidung für die langsamen ortsauflösenden Detektoren (µsec) trifft, besteht aus den Szintillationshodoskopen (H1, H3, H4) zur groben Orts- und Impulsmessung auslaufender Teilchen und den Vetozahlern (V1, V2, V3) zur Unterdrückung von Ereignissen mit außerhalb des Myonstrahls einlaufenden Halomyonen (siehe Absatz 11.1).

Die INTENSITÄTSMESSUNG des Myonstrahls wird mit einem kleinen Szintillationshodoskop (H5) als Koinzidenzzählrate aus zwei Ebenen gewonnen. Die gleichzeitige Messung von verzögerten Koinzidenzen ermöglicht eine Totzeit-Korrektur, so daß Strahlintensitäten bis zu $\approx 4 \cdot 10^7$ μ /sec gemessen werden können. Eine

zweite Methode zur Intensitätsmessung benutzt einen radioaktiven Zerfallsprozeß als Zufallstrigger, der die Strahlhodoskope BMS, BHA und BHB genauso ausliest wie die experimentellen Trigger. Bei der späteren Analyse der Daten ergibt die Rate des Zufallstriggers und die Rekonstruktionshäufigkeit eines Strahlmyons in dieser Triggerklasse eine Messung der Strahlintensität [MOU 81].

Die durch die Öffnung des Magneten (FS) bedingte AKZEPTANZ beträgt vertikal $\pm 5^\circ$ und für Teilchen mit Impulsen über 15 GeV horizontal $\pm 8^\circ$. Für kleinere Impulse wird in der ablenkenden Ebene (horizontal) die Akzeptanz asymmetrisch und kleiner. Eine weitere Akzeptanzgrenze sind die insensitiven Zonen der Driftkammern und Triggerhodoskope im Bereich des Myonstrahls. Für Teilchen mit großen Impulsen liegt diese Grenze bei Streuwinkeln von etwa 0.5° .

Die IMPULSAUFLÖSUNG des Spektrometers beträgt bei 5000A Magnetstrom:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = (0.66 + \frac{25.1}{p}) \cdot 10^{-4} \cdot p \text{ (GeV)} \quad (11.4)$$

11.3.1 Drahtkammern

Die Abbildung 11.7 ist eine Zusammenstellung der Abmessungen und Parameter der im Experiment benutzten Drahtkammern.

Die beiden PROPORTIONALKAMMERN POA UND POB befinden sich zwischen dem Target und den Spektrometern. Sie haben eine empfindliche Fläche von 14.4 cm im Durchmesser und bestehen aus jeweils sechs Ebenen. Sie ermöglichen eine Ortsmessung der unter kleinen Streuwinkeln auslaufenden Teilchen mit 1 mm Drahtabstand. Die Signaldrähte sind 10 µm dicke, goldbeschichtete Wolframdrähte. Um möglichst wenig Materie im Bereich der Magnetöffnung zu haben, sind POA und POB an Stahladrähten in Rahmen aufgehängt, die größer sind als die Magnetöffnung. Auch die Vorverstärker befinden sich außerhalb dieses Bereiches. 1.5 m lange Kabel auf 50 µm dicken Kupferstreifen auf 35 µm dicker Kaptonfolie übertragen die Signale zu den Verstärkern und Diskriminatoren. Eine Verzögerungsstrecke aus 120 m langen "twisted-pair"-Kabeln mit einer aktiven Regenerierung nach 60 m überträgt die Pulse zur Ausleseelektronik. Dort werden die differenzierten Pulse mit einem vom Trigger gegebenen, 50 nsec großen Zeitfenster (Gate) ausgelesen. Sowohl die Kammer als auch die Verstärkerelektronik wurden auf hohe Raten ausgelegt, so daß sie bei Strahlintensitäten bis zu 10^8 Myonen/Puls arbeiten können.

Drahtkammer	Position (m)	Fläche (m ²)	Ebenen-anordnung	Drahtabstand (mm)	Drahtgeschwindigkeit (mm/nsec)	Anoden-Kathoden-Abstand (mm)	Gasgemisch (Z)
P _{1a}	-3.3	Ø14.4 cm	0 ^z , z, y, y, 0 ^z	1	-	3.2	75 Argon 25 Isobutan 1 Freon
P _{1b}	-2.6	Ø14.4 cm	0 ^z , z, z, y, y, 0 ^z 0 ^z = 0 ^z /y	-	-	-	-
P ₂	-1.1	0.6x1.0	z, y, 0	2	-	8	71.5 Argon 23.8 Isobutan 0.7 Freon
P ₃	-0.5	0.6x1.0	0, y, z	-	-	-	4.0 Methylal
P ₃	-0.0	0.6x1.0	0, y, z 0-20 ^z /y	-	-	-	81.5 Argon 1.5 Isobutan 17 Methan
W ₁	-3.0	1.2x2.2	0 ^z , y ^z , 0 ^z , z ^z , 0 ^z , y, 0 ^z , z	10	0.051	6	-
W ₂	-2.4	1.2x2.2	z, 0 ^z , y, 0 ^z , 0 ^z , y ^z , 0 ^z , z ^z	-	-	-	-
W ₃	-2.4	1.2x2.4	z, 0 ^z , y, 0 ^z , 0 ^z , y ^z , 0 ^z , z ^z 0 ^z = 0 ^z /y	-	-	-	-
W ₄	-2.0	2.6x5.3	yy ^z , z ^z , z, 0 ^z , 0 ^z , y ^z , y	20	0.050	10	77 Argon 2 Isobutan 21 Methan
W ₅	0.3	2.6x5.3	z ^z , 0 ^z , 0 ^z , yy ^z , z ^z , z	-	-	-	-
W _{6A}	14.5	4.0x4.0	zy ^z , z ^z , y ^z , 0 ^z	60	0.051	7.5	65 Argon 35 Athan
W _{6B}	14.5	4.0x4.0	zy ^z , z ^z , y ^z , 0 ^z	-	-	-	-
W _{6C}	14.5	4.0x4.0	zy ^z , z ^z , y ^z , 0 ^z	-	-	-	-
W _{7A}	16.5	4.0x4.0	zy ^z , z ^z , y ^z , 0 ^z	-	-	-	-
W _{7B}	16.5	4.0x4.0	zy ^z , z ^z , y ^z , 0 ^z	-	-	-	-
W _{7C}	16.5	4.0x4.0	zy ^z , z ^z , y ^z , 0 ^z 0 ^z = 0 ^z /y	-	-	-	-

Tabelle 11.7 Parameter der Drahtkammern

Die drei PROPORTIONALKAMMERN P1, P2 und P3 befinden sich innerhalb des Spektrometernagnetes und bestehen aus jeweils drei Ebenen. Die 20 µm dicken Signaldrähte aus goldbeschichtetem Wolfram haben einen Drahtabstand von 2 mm. Im Bereich des Myonstrahls wurden diese Kammer unempfindlich gemacht durch auf die Signaldrähte geklebte Kaptonfolien mit einem Radius von 5.7 cm. Die Vorverstärker und Diskriminatoren [WHI 78] befinden sich direkt am Kammerahmen. Verzögerungsstrecken aus 100 m "twisted-pair"-Kabeln übertragen die 50 nsec langen Pulse zur Ausleselektronik. Dort werden die differenzierten Pulse nach einem 75 nsec Gate, das vom Trigger geliefert wird, gespeichert.

Alle großflächigen ortsauflösenden Detektoren außerhalb des Magnetes sind DRIFTKAMMERN. Die geforderte Ortsauflösung von 0.3 mm bei empfindlichen Flächen von 1.2 m x 2.2 m (W1,2) bis zu 4.4 m x 10 m (W6, 7) schließt die Verwendung von Proportionalkammern aus. Der Einsatz von Driftkammern führt zu erträglichen Drahtzahlen von etwa 100/Ebene. Die Tabelle 11.7 gibt die Abmessungen, die Driftgeschwindigkeiten und die Gasgemische der Kammer an.

W1 bis W5 bestehen jeweils aus 8 Ebenen. Auf die Aufteilung und Anordnung der verschiedenen gemessenen Koordinaten wird im Absatz III.3 näher eingegangen. Vor dem Magneten stehen 16 Driftkammerebenen und zwischen Magnet und Absorber 24 Ebenen zur Verfügung. Die Kammer W6 und W7 sind horizontal in drei Segmente unterteilt und haben jeweils 5 bis 8 Ebenen, so daß hinter dem Absorber 11 bis 16 Ebenen die Myonspuren registrieren.

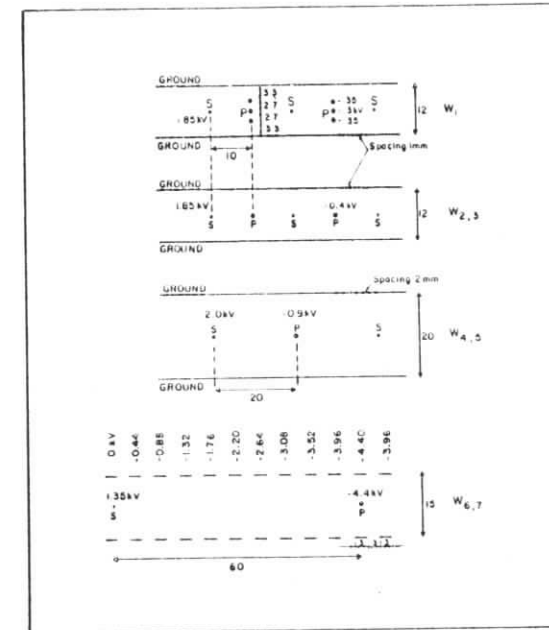


Abb. 11.8 Driftraum-Geometrie

Die Abbildung 11.8 zeigt die Geometrie der Drifträume. Mit zunehmendem Abstand vom Target sind größere Drifträume möglich, da das Magnetfeld, das Hadron-Kalorimeter und der Hadron-Absorber die Teilchenzahldichten stark reduzieren. Die gewählten Drahtabstände sind Kompromisse zwischen den Elektronikkosten und der Zählrate eines einzelnen Drahtes.

Die Signaldrähte (S) aller Kammern sind 20 µm dicke, goldbeschichtete Wolframdrähte. Die Potentialdrähte (P) sind 100 µm dicke Cu-Be-Drähte (beziehungsweise ein Triplet aus 50 µm Drähten in W1). Die Kathodenebenen in W1 - W5 bestehen aus 50 µm Cu-Be-Drähten, während W6,7 wegen des großen Drifttraumes ein abgestuftes Feld mit 3 mm breiten Kupferstreifen erzeugt (siehe Abb. 11.8).

Im Bereich des Myonstrahls müssen alle Driftkammern unempfindlich gemacht werden. Dies geschieht für W1,2,3 durch eine Verdickung der Signaldrähte auf einen Durchmesser von 100 µm im Strahlbereich, der einen Radius von 6 cm hat [HAH 78]. In W4,5 sind 13 x 14 cm² große und in den mittleren W6,7 Kammern sind 18 x 24 cm² große Bereiche durch ein Überkleben mit Polyamidfolie beziehungsweise Kaptonfolien unempfindlich gemacht worden.

Verstärker und Diskriminatoren befinden sich direkt am Kammerrahmen und geben ihre Pulse über "twisted-pair"-Kabel zur Ausleselektronik. Drift-Zeit-Rekorder (DIR, CERN Typ 247) messen die Driftzeiten mit 4 nsec Auflösung. Es kann mehr als ein Impuls pro Draht und pro Ereignis gemessen werden, jedoch nicht mehr als 16 Impulse von 16 Drähten. Impulse desselben Signaldrahtes müssen mindestens 60 nsec auseinanderliegen (3 mm Spurbestand), da sie sonst nicht getrennt werden können. Die erreichten Ortsauflösungen betragen $\sigma \approx 0.4$ mm.

11.3.2 Teilchenidentifizierung

Die Tabelle 11.9 gibt einen Überblick über die Teilchenidentifizierung im EMC-Spektrometer. Die Kammern PØ bis W5 "sehen" alle geladenen Teilchen, während W6,7 nur die das Kalorimeter und den Absorber durchdringenden Myonen sieht. Der Čerenkov-Zähler C2 separiert geladene Teilchen nach ihrer Geschwindigkeit, und das Kalorimeter H2 führt für geladene und neutrale Teilchen eine Pulshöhen bzw. Schaueremessung durch. Nur die Neutrinos entziehen sich jeglichem Nachweis bis auf die indirekte Methode der Gesamtenergiebilanz eines Ereignisses bei Verwendung des aktiven Targets STAC.

Der ČERENKOV-ZÄHLER C2 [AUB 81] ist 4 m lang und arbeitet als Schwellenzähler mit den Gasen Neon oder Stickstoff bei atmosphärischem Druck. Im Impulsbereich 20 - 50 GeV (Ne) bzw. 6 - 20 GeV (N₂) können Pionen von Kaonen und im Bereich 50 - 80 GeV (Ne) bzw. 25 - 40 GeV (N₂) Kaonen von Protonen getrennt werden.

Eine Unterteilung der Fläche in 78 Zellen von jeweils 40 cm x 36 cm Größe ermöglicht die Teilchenidentifizierung einzelner Spuren auch bei Ereignissen mit mehreren auslaufenden Hadronen.

		Kammern PØ bis W5	C2	H2	W67
Hadronen	p, K^{\pm}, π^{\pm}	x	bed.	x	-
	n, K^0, \bar{n}^0	-	-	x	-
Leptonen	μ	x	bed.	x	x
	e	x	bed.	x	-
	ν	-	-	-	-
Photon	γ	-	-	x	-

Tabelle 11.9 Teilchenidentifizierung x = Ansprechen des Detektors
bed. = bedingtes Ansprechen

Das KALORIMETER H2 erlaubt eine teilweise Identifizierung von Hadronen, Myonen und Elektronen und ist der einzige Detektor im Spektrometer, der auf neutrale Hadronen (n, π^0) und Photonen anspricht. Es ist 1.5 m lang und hat eine Materialdichte von 5.5 Absorptionslängen. Um eine bessere Trennung elektromagnetischer Schauer von hadronischen Schauern zu erreichen, besteht das erste Drittel (Elektron-Modul) aus 12 Blei/Szintillator-Ebenen (9.4 cm Pb, 12 cm Szintillator, 20 Strahlungslängen), während das zweite und dritte Modul (Hadron-Modul) aus 18 Eisen-Szintillator-Ebenen (72 cm Fe, 18 cm Szintillator, 4.5 Absorptionslängen) besteht. Durch die hohe Ordnungszahl des Blei werden elektromagnetische Schauer im benutzten Energiebereich vollständig im Elektron-Modul absorbiert, während hadronische Schauer sich über alle drei Module erstrecken. Die im Teststrahl gemessene Energieauflösung beträgt $\sigma/E = 0.4/E^{0.5}$ (GeV) für Elektronen und $\sigma/E = 1.5/E^{0.5}$ (GeV) für Hadronen. Eine Ortsauflösung wird durch die Unterteilung der Szintillator-Ebenen in 28 cm breite horizontale und vertikale Streifen erreicht.

Der Absorber (ABS) besteht aus 2 m Eisen, welches in der oberen und unteren Hälfte entgegengesetzt horizontal magnetisiert ist. Die Polarität wird bei positivem Myonstrahl so gewählt, daß positive Myonen fokussiert und negative Myonen defokussiert werden (siehe Abb. 11.10). Zusätzlich zur Identifizierung der Myonen ermöglicht der Absorber somit auch eine grobe Impulsbestimmung der vertikal abgelenkten Myonen, die im Trigger Verwendung findet (siehe Absatz 11.1).

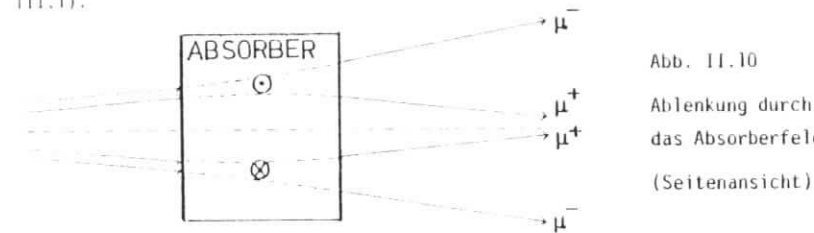


Abb. 11.10

Ablenkung durch
das Absorberfeld
(Seitenansicht)

11.3.3 Szintillationszähler

Szintillationszähler (Tab. 11.11) sind im Experiment dort eingesetzt, wo hohe Teilchenraten zu registrieren sind ($10^7/\text{sec}$) oder sehr schnelle Informationen zur Triggerentscheidung benötigt werden (100 nsec).

Die erste Gruppe bilden die Strahlhodoskope zur Messung des Strahlimpulses (BMS), der Strahlposition (BHA, BHB) und der Strahlintensität (H5).

Das STRAHLIMPULSHODOSKOP BMS (Abb. 11.3) besteht aus jeweils zwei Hodoskop-ebenen vor und hinter der letzten vertikalen 24 mrad-Ablenkung des Myonstrahls 160 m und 70 m vor dem Target. Jede Ebene besteht aus maximal 64 geringfügig überlappenden 5 mm breiten und 2 cm dicken Szintillatorstreifen, die den vertikalen Ort der Myonen messen. Zur Reduktion der Zählraten sind die zentralen Streifen in mehrere Elemente aufgeteilt worden. Um bei der zeitlichen Koinzidenzabfrage der vier Ebenen mit möglichst kleinem Zeitfenster arbeiten zu können, wurde durch Laser-Testpulse eine relative Zeiteichung von 100 psec erreicht.

Die beiden STRAHLHODOSKOPE BHA, BHB [AUB 79] haben eine empfindliche Fläche von $12 \times 12 \text{ cm}^2$ und befinden sich unmittelbar vor dem Target mit einem Abstand von 6 m untereinander. Jedes Hodoskop besteht aus drei Ebenen mit jeweils 60 Szintillatorstreifen. Die Ortsauflösung beträgt 2 mm und die Ansprechwahrscheinlichkeit für eine ganze Ebene liegt über 98 % bei Intensitäten bis zu 10^8 Teilchen/sec.

Zähler	Position (m)	Fläche (cm ²)	Ebenenanzahl	Elemente pro Ebene	Szintillatordicke (cm)	Größe eines Elementes yxz (cm ²)	Größe des Strahllochs yxz (cm ²)
BMS	-170/-80	120 x 100	4	64	2.0	(10-60) x 0.5	-
BH _{a/b}	-16.5/-10.5	12.0 x 12.0	3/3	60	0.4	12.0 x 0.22	-
V ₁	-30	120 x 120	1	4	1.0	70 x 70	(0-20)x(0-20)
V ₂	-11.7	30 x 30	1	4	0.5	25 x 25	∅ 0 - 20 cm
V ₃	-11.3	1000 x 450	1	96	2.0	50 x 100	35 x 35
H ₁ H	2.5	250 x 125	1	10	0.5	250 x 7	14 x 14
H ₁ V	2.7	250 x 130	1	36	1.0	7 x 130	14 x 14
H ₂	8.7-10.2	560 x 280	3	40/20/20	1.0	280 x 28	∅ 20 cm
H ₃ H	12.5	765 x 345	1	2 x 23	2.0	390 x 15	18 x 15
H ₃ V	12.8	750 x 340	1	50	2.0	15 x 340	15 x 18
H ₄ H	18.5	996 x 430	1	2 x 29	2.0	500 x 15	26 x 15
H ₅	19.0	19 x 20	2	4/5	1.0	(1-8) x 20	-

Tabelle 11.11 Parameter der Szintillationszähler

Auf das Strahlintensitätshodoskop H5 und die Möglichkeit, mit den Hodoskopen BMS, BHA und BHB eine unabhängige Intensitätsmessung durchzuführen, wurde bereits im Absatz 11.3 eingegangen.

Das TRIGGERSYSTEM besteht aus den Hodoskopen H1, H3, H4 zur Definition des gestreuten Myons und den Veto-Zählern V1, V2, V3 zur Reduktion von Triggern mit einem einlaufenden Myon außerhalb des Strahlbereiches (Halomyonen).

Die Hodoskope H1 direkt hinter dem Magneten und H3 hinter dem Absorber messen die horizontale und vertikale Position gestreuter Myonen, damit also auch den Winkel der Teilchenbahn hinter dem Magneten. Das Hodoskop H4 mißt nur die vertikale Position, zusammen mit H3 also den vertikalen Winkel der Bahn hinter dem Absorber. Die Abmessungen und Ortsauflösungen der Hodoskope sind in Abb. 11.10 tabelliert. Die zentralen Elemente sind jeweils so gebaut, daß eine Öffnung für den Myonstrahl unbedeckt bleibt. Die horizontalen Streifen von H3 und H4 sind in zwei Elemente von je 5 m Länge unterteilt. Zur Entkoppelung von H3 und H4 wurde unmittelbar vor H4 eine 40 cm dicke Eisenwand errichtet, die niederenergetische Schauer absorbiert, die sonst gestreute Myonen vortäuschen könnten.

Jeder Szintillatorstreifen wird beidseitig von Photomultipliern beobachtet. Über Splitter und Diskriminatoren laufen die Pulse zu "Mean-Timer"-Einheiten, die die großen Laufzeitdifferenzen (bis zu 35 nsec) der beiden Signale auf ein ortsunabhängiges Zeitsignal (± 1 nsec) reduzieren.

Die Korrelationen zwischen verschiedenen Triggerhodoskopen werden in programmierbaren schnellen Koinzidenzmatrizen [FLA 79/2] durchgeführt. Eine einzelne Matrix enthält 900 Koinzidenzen aus 25×36 Eingängen. Als Ausgänge stehen diejenige der 36 Kanäle, die mindestens eine Koinzidenz erfüllen, sowie ein totales "ODER" aus allen Koinzidenzen einer Matrix zur Verfügung. Die gewünschte Koinzidenzmaske kann entweder über Mikroschalter oder über CAMAC gesetzt werden und wird auf einem Leuchtdiodenfeld angegeben. Die Matrizen können Frequenzen von 0 - 125 MHz mit einer Verzögerung von 28 nsec bewältigen. Für den Aufbau eines Triggers werden bis zu sieben solche Matrizen eingesetzt. Ihre Anordnung wird im Absatz III.1 dargestellt.

Als VETOZÄHLER werden eine "Veto-Wand" (V2, V3) kurz vor dem Target und ein kleinerer Zähler (V1) etwa 20 m strahlaufwärts benutzt (siehe Abb. II.5, II.6). Die Abmessungen sind in Abb. II.10 tabelliert. V1 und V2 decken nur die Nähe des Myonstrahls ab, und ihre jeweils vier Szintillatorelemente können ein Strahlloch variabler Größe freilassen. V3 ist dagegen mit 45 m^2 wirklich eine "Wand" aus 96 Szintillatoren ($50 \times 100 \text{ cm}^2$), die die gesamte Akzeptanz des Spektrometers abdeckt. Das Strahlloch in V2 hat typischerweise einen Durchmesser von 6 cm, und der Zähler V1 soll diejenigen Myonen bestimmen, die zwar im Strahlloch von V2 liegen, jedoch so große Winkel haben, daß sie ohne Streuprozeß in den Triggerhodoskopen H1 - H4 ein unter großem Winkel gestreutes Myon simulieren. Durch eine sehr sorgfältige Verarbeitung der Lichtleiter und besondere Auslegung der Verstärker- und Diskriminatorelektronik wurde eine sehr hohe Ansprechwahrscheinlichkeit der Veto-Zähler erreicht. In einem Pion-Teststrahl erreichten alle Zähler Ansprechverluste von weniger als 10^{-6} bei Hochspannungen von etwa 2000 V.

Der in Absatz II.1 beschriebene Halo-Anteil von 7 % relativ zum Myonstrahl beinhaltet nur den sogenannten "harten Halo", der in Koinzidenz auch in H4 nachgewiesen wird. Dabei handelt es sich im Wesentlichen wirklich um hochenergetische Myonen. Darüber hinaus gibt es noch einen "weichen Halo", der nur in V3 eine Zählrate produziert, die etwa 20 % relativ zum Myonstrahl beträgt. Dieser Anteil konnte reduziert werden durch die Errichtung einer 40 cm dicken Eisenwand unmittelbar vor V2 und V3. Das Gesamt-Vetosignal für den Trigger ist das "ODER" aus V1, V2 und V3. Bei einer Strahlintensität von $3 \cdot 10^7 \mu/\text{sec}$ beträgt die durch das Veto verursachte Totzeit etwa 16 %.

III. Trigger, Datennahme und Analyseketten

Der TRIGGER ist die Entscheidung über die Auslese bestimmter Ereignisse im Spektrometer (Absatz III.1). Die DATENNAHME ist die Informationsaufbereitung und Informationsabspeicherung dieser Ereignisse auf Magnetband (Absatz III.2). Diese beiden Vorgänge laufen synchron (on-line) mit den Ereignissen im Spektrometer und in dessen unmittelbarer Nähe ab. Die ANALYSEKETTE (Absatz III.3) übernimmt dann zeitlich und räumlich entkoppelt (off-line) von der Datennahme die schrittweise Weiterverarbeitung dieser Rohdaten zu physikalisch interpretierbaren Informationen. Sie besteht aus der Spurenerkennung (RECONS), der Spurenanpassung (GEOM) und der Analyse zusätzlicher Detektoren (SNOMUX). Die Abbildung III.1 ist eine Skizze dieses Datenflusses. Für die in dieser Arbeit ausgewertete Meßperiode P8A (1978) sind die Anzahl der Magnetbänder und die benötigte Rechenzeit (IBM 370/168) der Analyseschritte angegeben.

III.1 Multi-Myon Trigger

Die Triggerlogik muß mit Hilfe der Szintillationshodoskope (H1, H3, H4, V1, V2, V3) schnell entscheiden, ob ein Ereignis vorliegt und ob es ausgelesen werden soll. Dabei soll die Akzeptanz für Ereignisse der gewünschten Gruppe möglichst groß und für unerwünschte möglichst klein sein. Als Entscheidungskriterien werden folgende Bedingungen benutzt:

- 1) Koinzidenzen H1V x H3V, die horizontal auf das Target zeigen (Targetpointing 1)
- 2) Koinzidenzen H1H x H3H, die vertikal auf das Target zeigen (Targetpointing 2)
- 3) Koinzidenzen H1V x H3H oder H3V x H3H, die auf einen Mindeststreuwinkel schließen lassen (Winkelcut)
- 4) Koinzidenzen H3H x H4, die auf einen Mindestimpuls schließen lassen (Impulscut)
- 5) Multiplizitätsbedingungen in den Hodoskopen oder nach bestimmten Koinzidenzforderungen
- 6) Vetobedingung in V1, V2, V3 (Veto auf Halo-Teilchen)

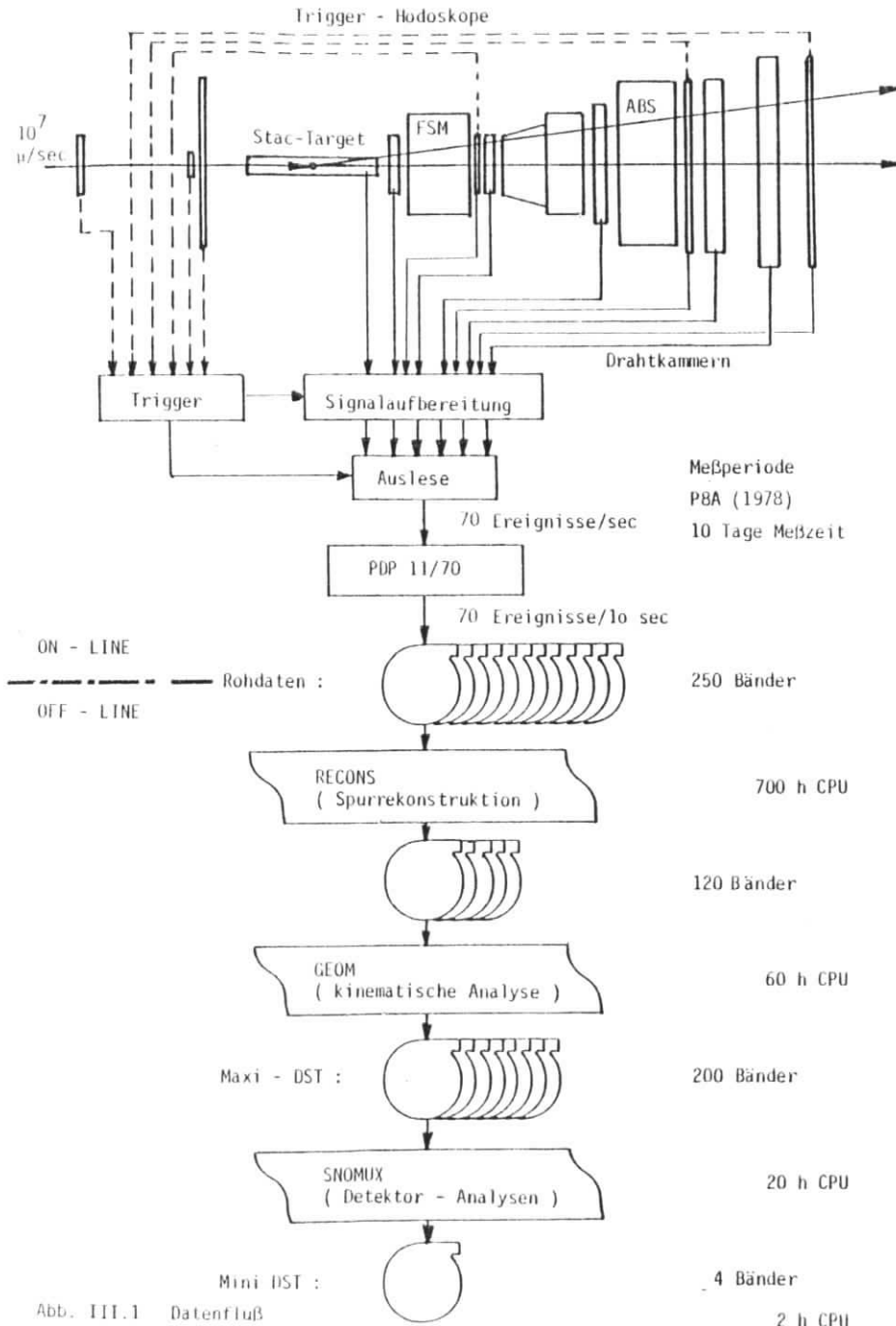


Abb. III.1 Datenfluß

Außerdem bei Messungen mit dem STAC-Target:

- 7) Mindestpulshöhe des summierten STAC-Signals als Kriterium für inelastische Wechselwirkungen
- 8) Veto auf Mindestpulshöhe am Ende des STAC zur Vermeidung von aus dem STAC austretenden Schauern, die sehr leicht die anderen Triggerbedingungen unterlaufen können.

Die Koinzidenzbedingungen ⁽¹⁾ bis ⁽⁴⁾ werden mit den in Absatz II.3.3 beschriebenen Koinzidenzmatrizen geprüft. Die Multiplizitätsforderungen werden entweder durch die Anzahl der in einem Hodoskop gesetzten Kanäle erfüllt, oder es wird in einer speziellen "Zackenbox" [FLA 79/1] verlangt, daß eine bestimmte Anzahl nicht benachbarter Kanäle gesetzt sind. Die zweite Möglichkeit verhindert, daß Teilchen, die den Überlappungsbereich benachbarter Hodoskopstreifen treffen, oder Teilchen, die ein begleitendes δ -Elektron haben, für 2 μ -Ereignisse gehalten werden.

Alle im Experiment benutzten Trigger verwenden die beiden Targetpointing-Bedingungen ⁽¹⁾, ⁽²⁾. Bei einer Strahlintensität von $1.4 \cdot 10^7 \mu/\text{sec}$ erreicht man damit aber immer noch eine Zählrate von $4 \cdot 10^5$ Ereignissen/sec. Bei Verwendung des Wasserstoff-Targets erreicht man durch Hinzunahme eines 1° -Winkelcuts ⁽³⁾, eines Impulscuts ⁽⁴⁾ bei etwa 15 GeV und der Vetobedingung ⁽⁶⁾ eine Zählrate von 70 Ereignissen/sec, also eine Triggerrate von $5 \cdot 10^{-6}/\text{Strahlmyon}$. Etwa 10 % dieser Trigger sind gute Ereignisse mit auslaufenden Myonen im gewünschten kinematischen Bereich. Einen viel größeren Anteil guter Ereignisse (etwa 80 %) erreicht der 1μ -Trigger bei Messungen am STAC-Target durch die Forderung eines Schauers im Target ⁽⁷⁾. Die Triggerraten betragen dann $2 \cdot 10^{-5}/\text{Strahlmyon}$ bei einem 1° - und $3 \cdot 10^{-6}/\text{Strahlmyon}$ bei einem 2° -Winkelcut. Dieser steile Abfall entspricht dem $1/Q^4$ Verhalten des Wirkungsquerschnittes.

Der MULTI-MYON-TRIGGER (Abb. III.2) verlangt kein Schauer im Target, da er auch elastische Prozesse wie die elastische ψ -Produktion messen soll, und enthält keinen Winkelcut. Durch entsprechende Multiplizitätsforderungen ⁽⁵⁾ hinter dem Hadronabsorber und das STAC-Veto ⁽⁸⁾ erreicht er dennoch eine Triggerrate von $1.3 \cdot 10^{-6}/\text{Strahlmyon}$. Der Anteil guter Ereignisse, die nach dem Durchlaufen der Analyseketten mindesten zwei Myonspuren haben, die von einem gemeinsamen Vertex kommen, beträgt etwa 10 %.

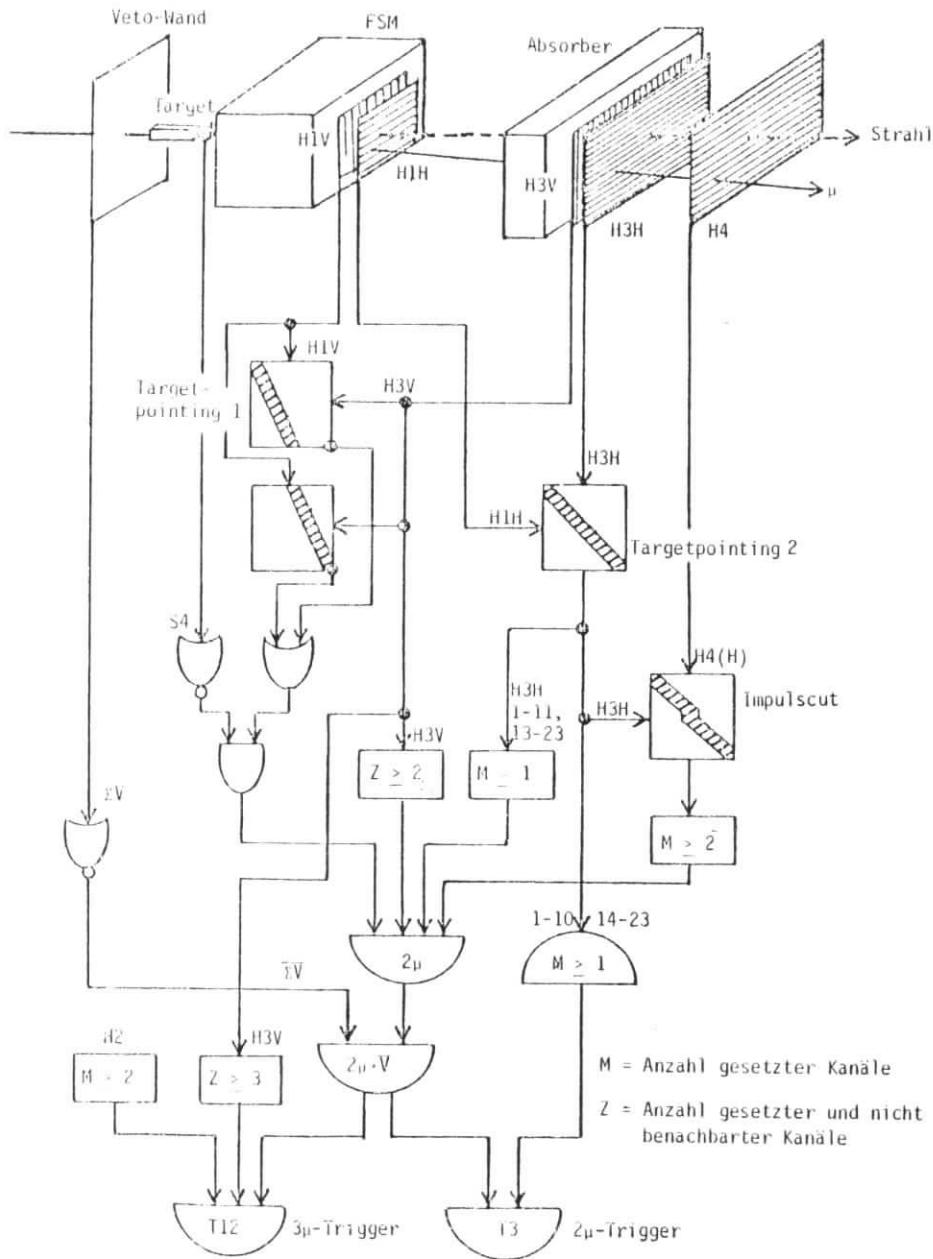


Abb. III.2 Multi-Myon Trigger in PBA (1978)

Die Triggerbedingung und Triggerraten in der Meßperiode P8A (1978) lauten:

	Einzelrate	Koinzidenz
T 3 = Targetpointing 1	$3.4 \cdot 10^{-2}$	
· Targetpointing 2	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$
· Impulscut	$2.9 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$
· Vetobedingung		$1.3 \cdot 10^{-3}$
· Multiplizität in H4 2 (nach Impulscut)		
· Multiplizität in H3V 2 (Zackenbox)		
· H3H getroffen in 1-10 oder 14-23		
· STAC-Ausgangs-Veto		$1.3 \cdot 10^{-6}$

Die ersten vier Bedingungen erreichen eine Triggerrate von $1.3 \cdot 10^{-3}$. Sie werden von jedem Myon erfüllt, welches mit einem Mindestimpuls von etwa 15 GeV vom Target kommt und die Hodoskope H1, H3 und H4 trifft. Außerdem darf kein Vetozähler gesetzt sein. Die nächsten beiden Bedingungen werden von Ereignissen mit zwei derartigen Myonen erfüllt, die verschiedene Hodoskopstreifen in H4 und zwei nicht benachbarte Streifen in H3V treffen. Die nächste Bedingung fordert, daß mindestens eine Spur außerhalb der drei mittleren Streifen von H3H liegt. Sie wird nur von Ereignissen erfüllt, bei denen mindestens ein Myon einen vertikalen Streuwinkel von etwa 1° hat. Dadurch wird die Anzahl der Trigger auf elektromagnetische Bethe-Heitler Paarzeugung stark reduziert, die wegen ihrer kleinen Streu- und Öffnungswinkel bevorzugt in der mittleren horizontalen Ebene des Spektrometers liegen. Die letzte Bedingung gegen Ereignisse mit Schauern, die nicht vollständig im Target absorbiert werden, führt dann zur endgültigen 2μ -Triggerrate von $T 3 = 1.3 \cdot 10^{-6}/\text{Strahlmyon}$. Die Abbildung III.2 zeigt auch den Trigger T 12, der als 3μ -Trigger mindestens die Multiplizität 3 in H3V verlangt, aber in H3H nur einen Hodoskopstreifen ausblendet. Das "Oder" aller Trigger bestimmt die Auslesefenster (gates) für ADC's, Bit-Pattern-Einheiten und für die Elektronik der Proportionalkammern. Außerdem liefert es den START für TDC's und das STOP für DIR's.

III.2 Datennahme

Das im Experiment benutzte Rechnersystem (Abb. III.3) besteht aus vier PDP-11/70 Rechnern (DAC, U_0 , U_1 , U_2). Ein PDP-11/10 Rechner (MUX) verbindet sie als Multiplexer untereinander und mit dem CERNET Datenübertragungs-Netzwerk, sowie dadurch auch mit allen Großrechnern im CERN-Rechenzentrum.

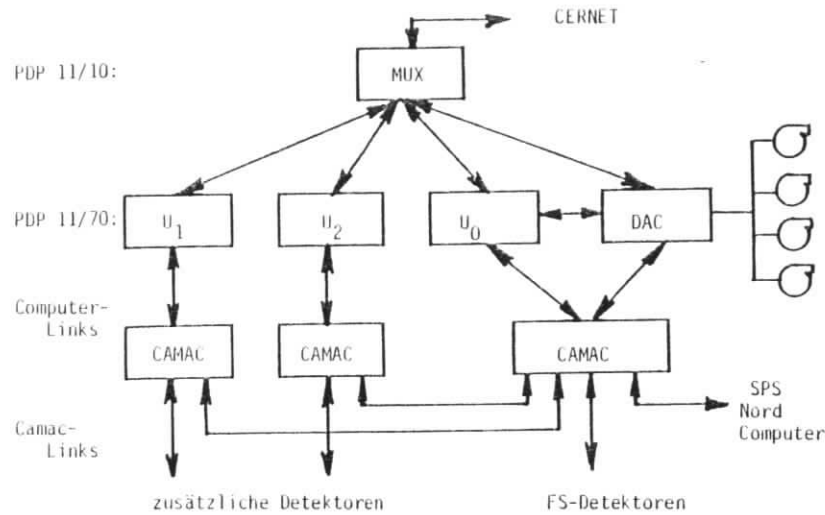


Abb. III.3 EMC-Rechnersystem

Für die Auslese der Daten wird der Rechner DAC (data acquisition computer) benutzt. Ihm sind vier Magnetbandeinheiten zugeordnet, und gemeinsam mit dem Rechner U0 hat er über CAMAC Zugriff auf alle Detektoren des Spektrometers. Um möglichst kleine durch die Datennahme verursachte Totzeiten zu erreichen, wurde weitgehend das im CERN entwickelte ROMULUS-Auslesesystem benutzt [PON 80]. Es hat einen nur lesenden Zugriff (read-only) auf CAMAC-Einheiten und erreicht durch einen direkten Memory-Zugriff im Rechner eine effektive Totzeit von etwa 1,7 msec für ein Ereignis mit einer mittleren Länge von 2,5 kbyte. Bis zu sechzehn verschiedene Triggerbedingungen können definiert werden, die jeweils zur Auslese aller oder auch nur einiger Detektoren führen. Die verschiedenen Ereignistypen wiederum können in beliebiger Kombination auf die vier Magnetbandeinheiten gelenkt werden. Von dem 320 kbyte großen Memory des DAC-Rechners werden 160 kbyte als Einlesepuffer benutzt. Während der typischerweise 1 sec dauernden Strahlejektion aus dem SPS (Burst) können 200 kbyte Daten gelesen werden und noch im Burst und in der Pause bis zur nächsten Ejektion (je nach SPS-Betriebsart 9-11

sec) auf die Magnetbänder geschrieben werden. Bei einer mittleren Ereignislänge von 3000 byte sind dies 70 Ereignisse/Burst oder 500 000 Ereignisse/Tag.

Die drei anderen Rechner (U_0 , U_1 , U_2) werden während der Meßperioden zur Kontrolle der Datennahme und zur Überwachung der Detektoren eingesetzt. Jeder Komponente des Spektrometers ist ein eigenes Kontrollprogramm zugeordnet, welches automatisch oder manuell gestartet wird und die speziellen Funktionen des Detektors kontrolliert. Durch die Anforderung von ausgelesenen Ereignissen vom DAC-Rechner können Kontrollprogramme direkt die auf Magnetband gehenden Daten überprüfen und durch Integration über längere Zeiträume Drahtzählraten, Driftzeit- und Impulshöhenspektren erstellen. Durch die Benutzung von CAMAC-kontrollierten Hochspannungsversorgungsgeräten können alle Multiplierhochspannungen überwacht werden. Alle CAMAC- und NIM-Versorgungsspannungen sowie die in den Drahtkammern auftretenden Nieder- und Hochspannungen und Ströme werden von einem Analogscanner gelesen und mit eingegebenen Sollwerten verglichen. Festgestellte Fehlfunktionen lösen Alarme abgestufter Dringlichkeit aus und unterbrechen nötigenfalls die Datennahme.

Die stark komprimierte zweidimensionale Darstellung der Trefferverteilungen in den Drahtkammern und Hodoskopen bildet eine zusätzliche Methode zur schnellen Überwachung der Detektoren. Die Abbildung III.4 zeigt eine Drahttrefferverteilung der 40 Driftkammerebenen in W1 bis W5. Horizontal ist der Ebenenindex und vertikal die Drahtnummer aufgetragen. Aus Speicherplatzgründen wird diese Analyse auf den Großrechnern durchgeführt. Die von einem Programm auf der U0 angesammelten Ereignisse werden über das CERNET transferiert, und ein automatisch auf den Großrechnern gestartetes Programm dekodiert diese Ereignisse (typischerweise 500), füllt die entsprechenden Histogramme und schickt sie zum Experimentator zurück.

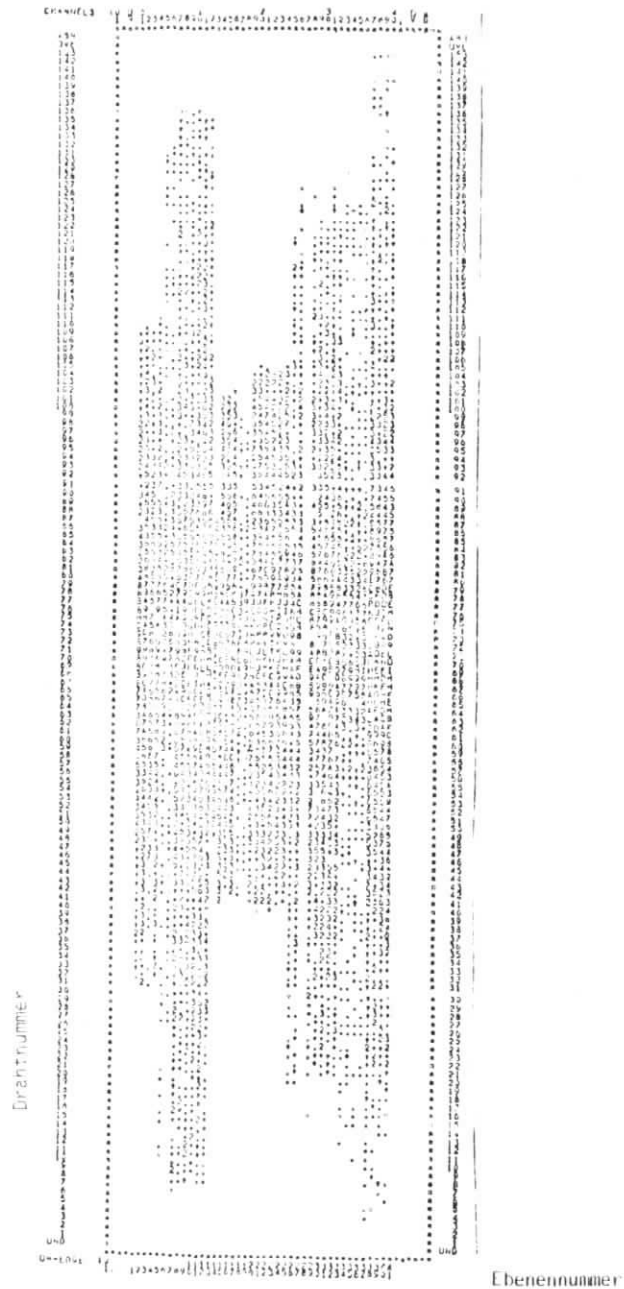


Abb. III.4 Trefferverteilungen in Driftkammern

III.3 Analysekette

Dieser Absatz beschreibt die Analysekette von den bei der Datennahme auf Magnetbänder geschriebenen "Rohdaten" bis hin zu den "data summary tapes" (DST). Sie besteht aus drei Programmpaketen (RECONS, GEOM, SNOMUX), die einheitlich in der Kollaboration entwickelt und benutzt wurden.

III.3.1 RECONS

RECONS dekodiert zunächst die Rohdaten. Den Elementnummern der Szintillationshodoskope und den Drahtadressen der Proportionalkammern werden eindeutige Koordinaten zugeordnet. Bei Driftkammern ergeben sich aufgrund der symmetrischen Anordnung der Drifträume aus der Koordinate des Signaldrahtes und der Driftzeit des Signals jeweils zwei mögliche Spurkoordinaten.

Bei der Auswertung von Eichmessungen mit abgeschalteten Magnetfeldern ("alignment runs") werden Myonspuren rekonstruiert, die durch alle Detektoren laufen, so daß die relativen Positionen der Ebenen korrigiert werden können. Aus diesen Eichmessungen erhält man auch die Driftzeitnullpunkte, die Driftgeschwindigkeiten und teilweise Korrekturen der in guter Näherung linearen Ort-Zeit-Relation. Diese Positions- und Eichkorrekturen werden zusammen mit allen das Spektrometer beschreibenden Informationen für jede Meßperiode in einem Datensatz ("alignment file") zusammengefaßt.

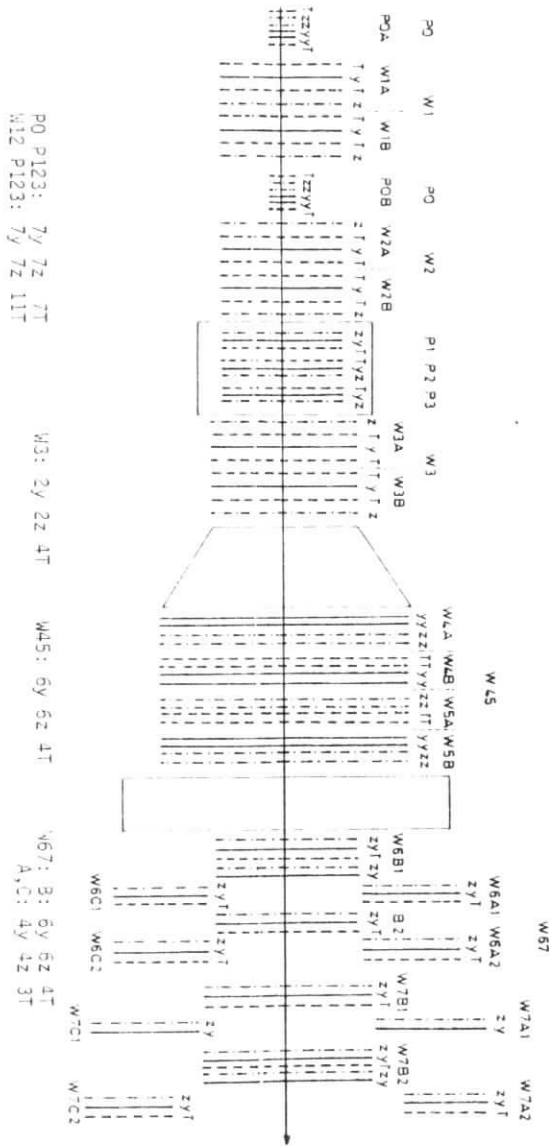
Die Aufgabe von RECONS ist die Spurenerkennung in den 99 Ebenen der Drift- und Proportionalkammern des Spektrometers. Die Abbildung III.5 zeigt die Anordnung aller Ebenen und die jeweils gemessene Koordinate. Unter idealen Bedingungen bei nur einer Spur pro Ereignis würden 15 Ebenen ausreichen, um Spursegmente vor und hinter dem Ablenkmagneten und hinter dem Absorber zu bestimmen. Die Ambiguität der Driftkammermessung und die Aufspaltung des Raumwinkels in zwei verschiedene Detektoren vor dem Magneten (P0/W1,2) und in drei Detektoren hinter dem Absorber (W6,7-A/B/C) erhöhen die Mindestzahl der Ebenen von 15 auf etwa 50. Die restlichen Ebenen ermöglichen die Spurfurverfolgung im Magneten (9 Ebenen P1,2,3) und erlauben hohe Multiplizitäten der Spuren und Ansprechverluste in den Kammern.

Zunächst werden die Myonspuren hinter dem Absorber in W6,7 identifiziert. In den y- und z-Ebenen werden jeweils unabhängig geradlinige Projektionen von Spuren bestimmt, die mit Hilfe der T-Ebenen assoziiert werden.

Die Hodoskope H3 und H4 erleichtern die Spurensuche in W6,7, da nur in Gebieten zwischen getroffenen Hodoskopelementen gesucht wird. Jedes in W6,7 gefundene Spursegment wird dann in vier Schritten zurückverfolgt: Nach W4,5, nach W3, vertikal durch den Magneten und schließlich horizontal durch den Magneten bis P0 beziehungsweise W1. Jeder der ersten drei Schritte kennzeichnet zunächst das mögliche Gebiet der Spur (einige cm) und führt dann eine Spursuche ähnlich der in W6,7 durch. Im vierten Schritt wird die horizontale Ablenkung der Spuren im Spektrometermagneten durch zwei in Monte-Carlo-Simulationen gewonnene einfache Parametrisierungen berücksichtigt. Dazu wird zunächst versucht, die Spur in P3, P2 oder P1 wieder aufzunehmen. Der erste Parametersatz erlaubt dann unter Benutzung des grob bekannten Impulses, das mögliche Gebiet der Spur in P0, W1,2 (einige cm) zu kennzeichnen. Der Algorithmus zur Spurensuche in diesem Gebiet benutzt einen zweiten Satz von Parametrisierungen, der die jeweils vorderste Ebene mit allen anderen (P0, W1,2, P1,2,3) korreliert. Wenn es nicht gelingt, die Spur in P3, P2 oder P1 aufzunehmen, weil die Kammern nicht angesprochen haben oder die Spur im unempfindlichen Strahlgebiet liegt, wird der gesamte mit einem Vertex im Target verträgliche Bereich (einige 10 cm) als mögliches Gebiet gekennzeichnet und einer Spurensuche unterzogen.

Nachdem alle Myonspuren rekonstruiert worden sind, werden die für diese Spuren benutzten Signale in den jeweiligen Ebenen gelöscht, und es beginnt die Suche nach Hadronspuren. Diese verläuft nach demselben Prinzip wie die Myonrekonstruktion, nur daß die Initialisierung der Spuren in den Driftkammern W4,5 durchgeführt wird. Eine Suche nach Spuren, die W4,5 nicht erreichen, wird normalerweise nicht durchgeführt. Einige Details zur Methode der Rekonstruktion und auch Untersuchungen zur Optimierung der Ebenenanordnung sind in [BES 76] und [GOE 77] enthalten.

Die Abbildung III.6 zeigt zwei Ereignisse nach der Spurenerkennung mit RECONS. Es handelt sich um TCS-Plots, die innerhalb des Programmpaketes RECONS mit GD3 generiert werden. Die jeweils obere Hälfte zeigt die Aufsicht eines Ereignisses, die untere Hälfte die Seitenansicht. Dargestellt sind die Umrisse des Targets, des Spektrometermagneten, des Kalorimeters und des Absorbers, sowie die Hodoskopebenen und die Signale der y- und z-Ebenen in den Proportional- und Driftkammern. Die ADC-Signale des Targetkalorimeters sind als vertikale



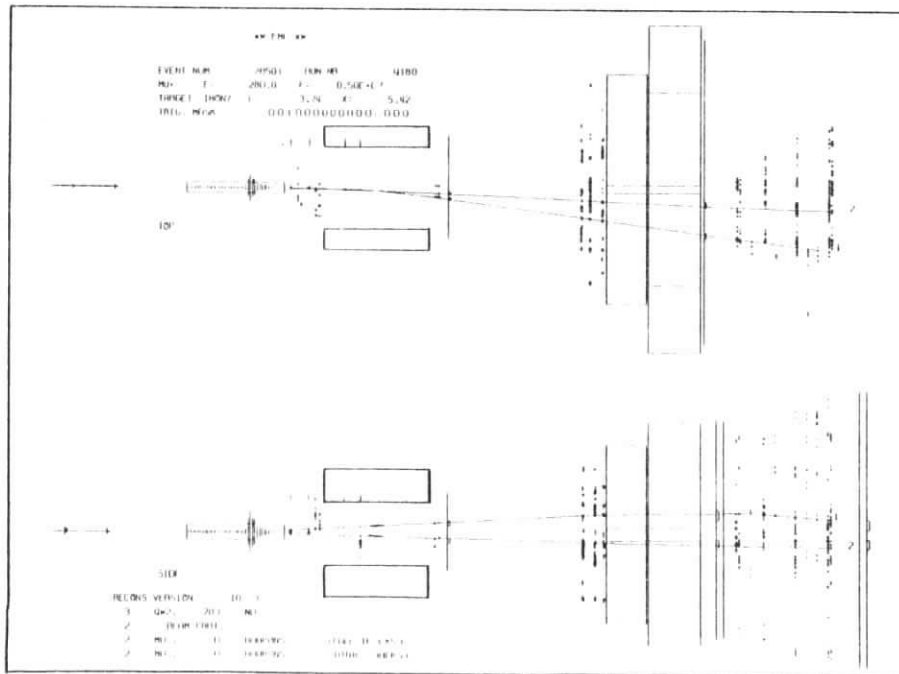
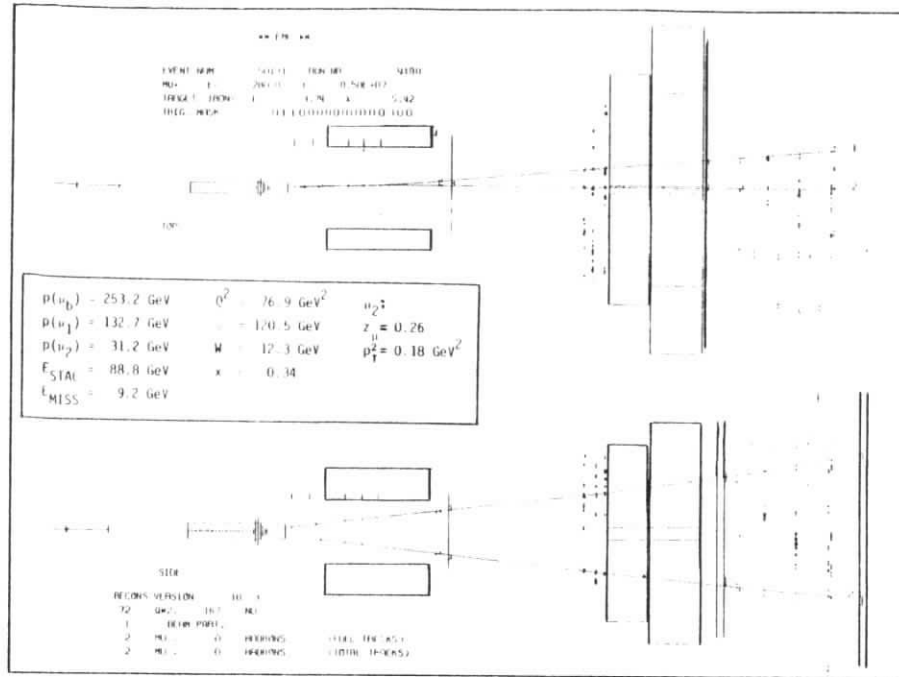


Abb. III.6 Rohdaten und RECONS-Spuren von zwei Ereignissen

Striche wiedergegeben. Von RECONS gefundene Spuren werden als Verbindungs-
linie der benutzten Signale gezeigt.

Das obere Ereignis zeigt eine Reaktion $\mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ bei sehr großem Q^2 . Die für
die Analyse benutzten kinematischen Variablen sind zusätzlich eingetragen worden.
Dieses Ereignis ist sehr "sauber" in den Proportional- und Driftkammern. Es hat
außer den Signalen der beiden auslaufenden Myonen keine weiteren in W0 bis W3
und relativ wenige in W4,5 und W6,7.

Das zweite dargestellte Ereignis ($\mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$) hat dagegen sehr große Multiplizi-
täten in W4,5 und W6,7 und durchschnittliche Multiplizitäten in W0 und W1,2. Die
Hodoskope H3 und H4 zeigen jedoch nur die beiden Myonspuren. Alle anderen Spuren
in W6,7 sind offensichtlich nicht zeitlich korreliert mit dem gemessenen Ereignis.
Es handelt sich hier meist um am Ende des Absorbers ausgelöste Schauer und
Halo-Myonen, deren relativer Anteil von 7% (siehe Abs.11.3.3) durch das große
Zeitfenster (≈ 1200 nsec) vergrößert wird. In der Aufsicht des oberen Ereignisses
ist in W6,7 eine Halospur deutlich zu erkennen. Die Funktion von H3 und H4 bei der
Reduzierung der zur Spurenerkennung in W6,7 benutzten Signale ist in beiden Ereiq-
nissen sichtbar. Die relativ zu W1,2 und W3 großen Multiplizitäten in W4,5 sind
auf die fast fünfmal größere Fläche ($13.8 \text{ m}^2 / 2.9 \text{ m}^2$) und das etwa doppelt so
große Zeitfenster (2 cm / 1 cm Driftstrecke) zurückzuführen. Die Kammer W3 ist
meistens extrem sauber, da einerseits niederenergetische Teilchen, die vor dem
Magneten produziert werden und in W0 und W1,2 zu sehen sind, vom Magnetfeld
seitlich abgelenkt werden, und da andererseits die meisten Teilchen, die W4,5
treffen, seitlich von W3 produziert werden oder außerhalb des Zeitfensters
liegen können.

Nach Abschluß der relativ schwierigen und rechenintensiven Spurenerkennung
(≈ 1 sec CPU (IBM 370/168) pro Ereignis für die Meßperiode PRA78) werden für
jede gefundene Spur die benutzten Signale sowie die gesamte Rohdateninformation
des Ereignisses auf Magnetband geschrieben.

III.3.2 GEOM

Das Geometrieprogramm GEOM führt für die von RECONS gefundenen Spuren Anpassungen
durch, ermittelt ihre Impulse und kombiniert sie zu Vertices. Erst danach ist
die Topologie und Kinematik eines Ereignisses definiert.

Die Spurenanpassung benutzt "Quintic Splines" [WIN 74] in der xy- und xz-Projektion für Spuren im Bereich W4,5. Die Anpassung wird iterativ wiederholt unter Auslassung der schlechtesten Punkte, die möglicherweise falsch zugeordnet wurden. Sehr wichtig ist die genaue Berücksichtigung des Magnetfeldes im Spektrometermagneten. Das Feld wurde bei drei verschiedenen Magnetströmen mit einem Satz beweglicher Hall-Proben vermessen. Die drei Feldkomponenten wurden als Polynome in z bei optimierten Werten von x und y parametrisiert. Myonspuren werden durch den Absorber hindurch extrapoliert und ein χ^2 -Wert für die Kombination der jeweiligen W6,7-Spur berechnet.

Aus den einzelnen Spuren eines Ereignisses, einschließlich des Strahlmyons vor dem Target, werden Vertices kombiniert. Da das System überbestimmt ist, können Verbesserungen der Spurparameter vorgenommen werden. Zunächst werden Myon-Myon-Vertices mit gleicher Ladung bestimmt. Alle dazu passenden Hadronspuren werden ihnen zugeordnet. Danach werden Vertices aus Myonen entgegengesetzter Ladung, Vertices aus Hadronen entgegengesetzter Ladung ohne Myonen (V_0) und "sonstige" Vertices bestimmt. Unvollständige Spuren, die nur in W4,5 oder in W3,4,5 gefunden wurden, werden, soweit möglich, ebenfalls den Vertices zugeordnet.

Die Ausgabedatei von GEOM ist ein Satz von Magnetbändern ("MAXI-DST"), der die gesamte bisher gewonnene Information enthält: Rohdaten, RECONS-Spuren, GEOM-Spurparameter und Vertices. Sie kann wieder als Eingabedatei für RECONS oder GEOM benutzt werden.

III.3.3 SNOMUX

Der Prozessor SNOMUX führt alle Auswertungen durch, die nicht direkt mit der Definition von Spuren zu tun haben, und solche, die Spurinformatoren benötigen. Die Rohdaten des Targetkalorimeters STAC werden analysiert und in eine auf die Wechselwirkung im Target bezogene Form gebracht. Die Eichfaktoren der 36 Photomultiplier, die die ausgelesenen ADC-Werte auf Schauerenergien umrechnen, werden durch die Auswertung der Energiebilanz von selektierten Ereignissen der gesamten Meßperiode gewonnen. Die Rohdaten des H₂-Kalorimeters und des C₂-Leerenkzählers werden ausgewertet. Es wird überprüft, ob die rekonstruierten Myonspuren die Triggerbedingung erfüllt haben, oder ob dies nur durch Benutzung weiterer Spuren möglich war. Unter Ausnutzung der Vertexinformation wird nach weiteren Spursegmenten in W0 oder W1,2 gesucht, die von RECONS nicht gefunden werden konnten. Dies sind z.B. Spuren, die W4,5 im Strahlbereich durchlaufen.

Die Ausgabedatei von SNOMUX ist ein weiterer Satz von Magnetbändern ("MINI-DST"), die eine stark reduzierte Datenmenge enthalten. Eine 20:1 Reduktion wird durch Verzicht auf die Rohdaten und die Ausgabeblocks von RECONS und SNOMUX erreicht. Nur die vollständigen kinematischen Informationen und wichtige Detektorinformationen in stark komprimierten Formaten werden auf die MINI-DST geschrieben. Je nach Selektionskriterien erhält man einen weiteren Reduktionsfaktor durch Auswahl der "auswertbaren" Ereignisse. Ein Mindestkriterium ist zum Beispiel ein gefundener Vertex.

IV. Identifizierung der Dimyon-Ereignisse

In diesem Kapitel werden die Ereignisse, die die Analyseketten durchlaufen haben (Kap. III), physikalisch interpretiert und identifiziert. Die Datenreduktion (Abs. IV.1) definiert die Ereignisklassen durch die Auswahl der Ereignisse und die Festlegung von Schnitten in apparativen und kinematischen Variablen. Im Absatz IV.2 werden verschiedene Produktionsprozesse dargestellt und im Absatz IV.3 in den kinematischen Verteilungen mit den Daten verglichen.

IV.1 Datenreduktion

In der Meßperiode P8A (1978) wurden in zehn Tagen Meßzeit mit einem 250 GeV μ^+ -Strahl ($3.8 \cdot 10^{11} \mu$, $\int dt = 3.4 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}$) etwa 500 000 Ereignisse des Multimyon-Triggers auf Band geschrieben. Nach dem Durchlaufen der Auswertekette (Abb. III.1) blieben 59762 Ereignisse übrig, die einen gefitteten Vertex mit einem einlaufenden und zwei auslaufenden, vollständig rekonstruierten Myonen haben. Die Tabelle IV.1 zeigt die Aufteilung der Ereignisse auf die beiden Ladungskombinationen (μ^{++} , μ^{+-}) und die angewandten Schnitte bis hin zur endgültigen Ereignismenge von 2867 Dimyon-Ereignissen. Die angegebenen Ereigniszahlen gelten nach dem jeweiligen Schnitt. Die letzten drei Spalten geben die prozentuale Reduktion der beiden Ereignisklassen durch den jeweiligen Schnitt an. Auffällig ist die große Ladungsasymmetrie vor der Anwendung von Schnitten. Auf 10 000 μ^{++} Ereignisse kommen 50 000 μ^{+-} Ereignisse. Etwa 80 % der μ^{+-} Ereignisse sind keine physikalischen Dimyon-Ereignisse, sondern Trimyon-Ereignisse, bei denen das dritte Myon nicht vom Spektrometer gesehen wurde. Die Eigenart dieses Hintergrundes und die Methoden seiner Abtrennung werden im Absatz IV.1.1 dargestellt. Nach der Anwendung der Schnitte 1 bis 5 (siehe Tabelle IV.1) bleiben 10035 Ereignisse übrig, die sich relativ gleichmäßig auf μ^{++} und μ^{+-} aufteilen. Die Schnitte 6 und 7 und die kinematischen Schnitte 8 bis 11 werden im Absatz IV.1.2 beschrieben. Die endgültige Ereignismenge von 2867 Dimyon-Ereignissen besteht aus 1493 μ^{++} und 1374 μ^{+-} Ereignissen.

Schnitte	Ereignisse			Reduktion [%]		
	μ^{++}	μ^{+-}	μ^{+-}	μ^{++}	μ^{+-}	μ^{+-}
	9971	49791	59762	-	-	-
1 H5-Veto	8605	18669	27274	13.7	62.5	54.4
2 P0-Veto	6921	9821	16742	19.6	47.4	38.0
3 ESTAC > 30 GeV	6139	5685	11824	11.3	42.1	29.4
4 EMISS > -90 GeV	5746	5636	11382	6.4	0.9	3.7
5 EMISS < 90 GeV	5632	4403	10035	2.0	21.9	11.8
6 $-7.5m < x < -4.4m$	4812	3879	8691	14.5	11.9	13.4
7 Trigger-Veto	3556	2319	5875	26.1	40.2	32.4
8 $p(\mu_1) > 20 \text{ GeV}$	3470	2296	5766	2.4	1.0	1.9
9 $p(\mu_2) > 16 \text{ GeV}$	2323	2130	4453	33.1	7.2	22.8
10 $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$	1602	1442	3044	31.0	32.3	31.6
11 $60 \text{ GeV} < \nu < 220 \text{ GeV}$	1493	1374	2867	6.8	4.7	5.8

Tabelle IV.1 Datenreduktion

IV.1.1 Definition der Ereignisklassen

Das Ziel der Analyse ist der Wirkungsquerschnitt der Dimyon-Produktion. Die gemessenen 59762 Dimyon-Ereignisse enthalten jedoch noch sehr viele Ereignisse, die am Vertex mehr als zwei auslaufende Myonen hatten, und die zusätzliche Myonen bei der Messung oder Analyse verloren haben.

Ein bekannter Prozeß mit sehr großem Wirkungsquerschnitt ist die elektromagnetische Bethe-Heitler-Paarererzeugung von Myonen $\mu^+ p + \mu^+ \mu^+ \mu^- p$. Dieser Ereignistyp wird im Folgenden "Trident" genannt. Da die meisten Detektoren unempfindlich im Bereich des Myonstrahls sind (siehe Absatz II.3), erwartet man, in den Dimyon-Ereignissen viele Trident-Ereignisse zu finden, bei denen ein unter kleinem Winkel gestreutes oder produziertes Myon mit großem Impuls im Bereich des Myonstrahls bleibt. Da der Myon-Strahl nur positive Myonen enthält und die unempfindlichen Zonen entsprechend der Horizontalablenkung des Spektrometers zentriert sind, werden negative Myonen vom Magneten aus dem

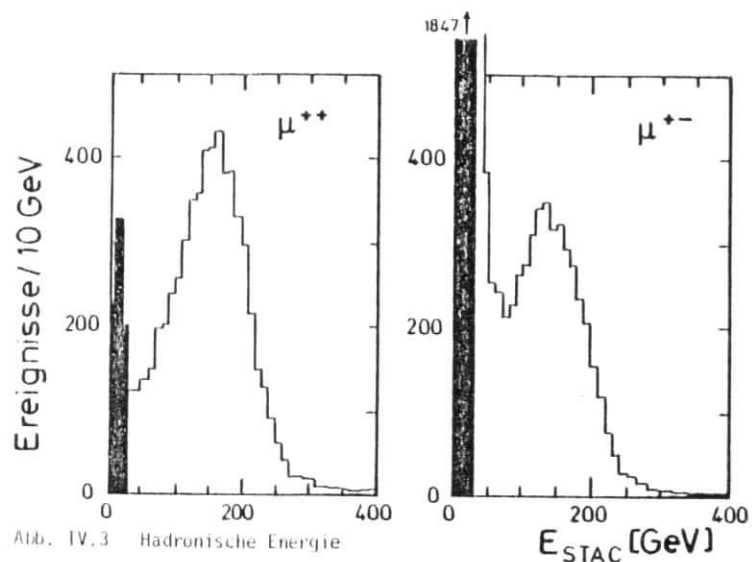


Abb. IV.3 Hadronische Energie

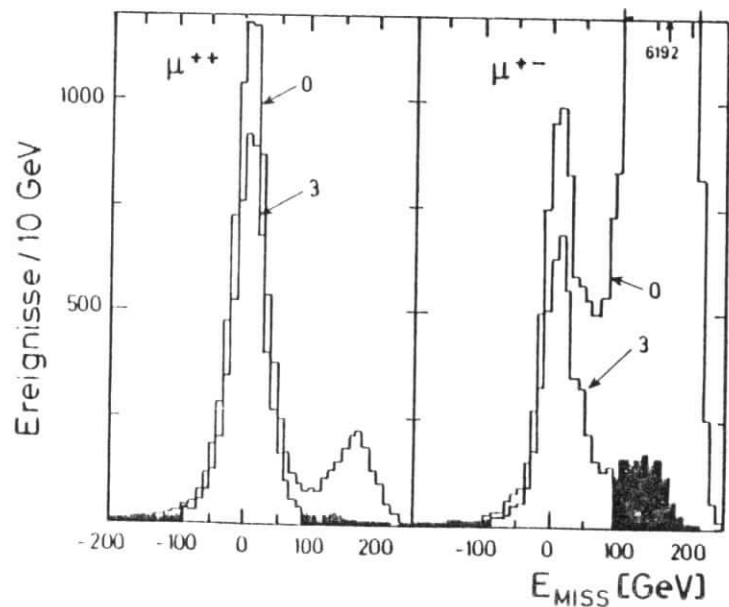


Abb. IV.4 "Fehlende Energie"

Die Abbildung IV.2 zeigt die Korrelation $(E - E_{\mu 1} - E_{\mu 2})$ gegen E_{STAC} getrennt für die μ^{++} und die μ^{+-} - Ereignisse. Die Anhäufung von Ereignissen entlang der gestrichelt eingetragenen Diagonalen ($E_{MISS} = 0$) sind die untersuchten Dimyon-Ereignisse. Die zweite Anhäufung bei $E_{STAC} \approx 0$ GeV und $E - E_{\mu 1} - E_{\mu 2} \approx 180$ GeV bilden die restlichen Tridents, bei denen das nicht gefundene Myon im Strahlbereich zu einer sehr großen fehlenden Energie führt ($E_{MISS} \approx 180$ GeV). Die Abbildung IV.3 zeigt die E_{STAC} -Verteilungen vor dem Schnitt in E_{STAC} . Die überwiegend elastisch produzierten Tridents haben einen steil mit E_{STAC} abfallenden Querschnitt, dagegen verläuft der untersuchte Dimyon-Prozess offensichtlich überwiegend inelastisch. Die E_{MISS} -Verteilungen vor allen Schnitten (0) und vor dem Schnitt in E_{MISS} (3) sind in Abbildung IV.4 dargestellt.

Die Schnitte $E_{STAC} > 30$ GeV und $|E_{MISS}| < 90$ GeV sind in den Abbildungen IV.2, 3 und 4 eingezeichnet. Sie reduzieren zusammengenommen die μ^{+-} - Dimyonen um 55 % und die μ^{++} - Dimyonen um 19 %. Die Ladungsasymmetrie hat sich dadurch umgekehrt und beträgt $\mu^{++}/\mu^{+-} = 1.28$.

Wie die Abbildung IV.4 zeigt, enthalten die μ^{+-} - Daten immer noch einen nicht vernachlässigbaren Anteil an Tridents, denn im Gegensatz zur Verteilung der μ^{++} - Daten beträgt die Schulterhöhe an der Stelle des Schnittes ($E_{MISS} = +90$ GeV) etwa 25 % der maximalen Höhe der Verteilung. Die im nächsten Absatz beschriebenen Schnitte verringern die Schulterhöhe noch auf 9 %, und mittels der dann vorliegenden Verteilung wird eine Abschätzung des Tridentrestes vorgenommen. Verschiedene Extrapolationsmethoden und der Vergleich mit der E_{MISS} -Verteilung der elastischen "Dimyon-Tridents" ($E_{STAC} < 20$ GeV), sowie ein Vergleich der E_{MISS} -Verteilungen der μ^{++} - und μ^{+-} - Daten nach allen Schnitten ergeben einen Tridentrest von $8\% \pm 3\%$ für die μ^{+-} und $2\% \pm 1\%$ für die μ^{++} - Daten. Der μ^{+-} - Tridentanteil konnte also mit den Schnitten 1 bis 5 von etwa 45000 Ereignissen auf etwa 500 reduziert werden.

Der Korrekturfaktor für die Schnitte P0 und H5 wird aus der Reduktion der μ^{++} - Daten nach allen anderen Schnitten zu 1.27 ± 0.01 für μ^{++} und 1.27 ± 0.03 für μ^{+-} ermittelt. Die Schnitte E_{STAC} und E_{MISS} ergeben keine Korrekturfaktoren, da sie wie kinematische Schnitte auch bei der Monte Carlo Berechnung der Akzeptanz angewandt werden.

Die resultierenden Korrekturfaktoren der gesamten Datenreduktion betragen 1.24 ± 0.02 für μ^{++} und 1.17 ± 0.04 für μ^{+-} .

Die bisherige Diskussion behandelte die Abtrennung von 3μ -Ereignissen, die als Dimyonen rekonstruiert wurden. Daneben gibt es noch eine zahlenmäßig erheblich kleinere Gruppe von Ereignissen, die eigentlich 1μ -Ereignisse sind, aber zwei auslaufende Myonen haben. Der inklusive inelastische Myonstreuereiz $\mu p \rightarrow \mu X$ produziert ein hadronisches Schauer im Target. Hadronen in diesem Schauer, die vor ihrer nächsten Wechselwirkung schwach zerfallen, können ein zweites Myon produzieren, welches aus dem μ^+ -Ereignis ein μ^{++} oder μ^{+-} -Ereignis macht. Dieser Prozeß ist kinematisch nicht von der direkten Dimyonenproduktion abzutrennen und wird im Absatz IV.2 diskutiert. Er beträgt etwa 14 % des gemessenen Querschnittes.

Eine weitere Möglichkeit der 2μ -Simulation ist die Überlagerung von zwei 1μ -Ereignissen innerhalb der Zeitauflösung des Triggers von etwa 10 nsec. Dies führt immer zu μ^{++} -Ereignissen und bei der Annahme nur eines einlaufenden Myons zu einer fehlenden Energie von $E_{\text{MISS}} = -E_B \approx -250$ GeV. Der Schnitt 4 ($E_{\text{MISS}} > -90$ GeV) reduziert die μ^{++} -Ereignisse um 6.4 % und die μ^{+-} -Ereignisse nur um 0.9 %. Diese sind überwiegend derartige Doppel-Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeit eines 250 GeV Myons, im STAC (1472 g/cm^2) eine hadronische Wechselwirkung zu haben und ein Schauer mit mindestens 25 GeV Energie auszulösen, beträgt $p = 1.8 \cdot 10^{-3}$ [EMC 74/3]. Die Wahrscheinlichkeit eines elektromagnetischen Schauers über 25 GeV ist mit $p_{\text{em}} = 1.5 \cdot 10^{-2}$ deutlich größer [JOK 78]. Dabei ist die auslösende Wechselwirkung meistens ein Bremsstrahlungsprozeß. Bei einer Strahlintensität von $3 \cdot 10^7/\text{sec}$ ist die Wahrscheinlichkeit, zwei Strahlmyonen innerhalb der Zeitauflösung des Triggers von 10 nsec vorzufinden:

$$p(\mu_B \mu_B) = 3 \cdot 10^7/\text{sec} \cdot 10 \text{ nsec} = 0.3$$

Die Rate der Doppelereignisse mit zwei Schauern über 25 GeV beträgt dann:

$$p(\mu\mu) = (p + p_{\text{em}})^2 \cdot p(\mu_B \mu_B) \\ (1.8 \cdot 10^{-3} + 1.5 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 0.3 = 8.5 \cdot 10^{-5}$$

Bei einer Trigger- und Rekonstruktionsakzeptanz von 10^{-5} kann dieser Prozeß also die gesehenen 400 Ereignisse bei $E_{\text{MISS}} \approx -250$ GeV erklären. Auf eine Überprüfung durch Monte Carlo Simulation wurde verzichtet, da dieser Ereignistyp durch den Schnitt in der "fehlenden" Energie vollständig abgetrennt wird.

IV.1.2 Kinematische Schnitte

Die Schnitte des vorigen Absatzes haben die anfänglichen 60000 Dimyonen-Ereignisse durch Abtrennung fehlinterpretierter Ereignisse auf 10035 reduziert. Die longitudinale Verteilung des gefitteten Vertexes dieser Ereignisse ist in Abbildung IV.5 gezeigt. Der Schnitt 6 definiert die akzeptierte Targetlänge und scheidet besonders Ereignisse aus, die soweit hinten im STAC liegen, daß ihre Schauer nicht mehr vollständig absorbiert werden.

Der Schnitt 7 prüft die Multimyonen-Triggerbedingung (siehe Absatz III.1) für jedes Ereignis anhand der rekonstruierten Myonspuren und der getroffenen Hodoskopenelemente nach. Dieser Schnitt ist erforderlich, weil oft die dem Ereignis zugeordneten Myonspuren alleine die Triggerbedingung nicht erfüllen, sondern nur zusammen mit δ -Elektronen oder den häufig im Absorber ausgelösten Schauern von Teilchen. Da die spätere Simulation von Ereignissen für die Akzeptanzkorrektur solche Effekte nicht enthält, müssen die Daten daraufhin überprüft werden. 26 % der μ^{++} und 40 % der μ^{+-} -Daten werden durch diesen Schnitt verworfen. Wenn dieser Schnitt nach allen anderen durchgeführt wird, ergeben sich Reduktionen um 17 % (μ^{++}) bzw. 29 % (μ^{+-}).

Die nächsten vier Schnitte sind kinematische Schnitte, und zur Festlegung der Kinematik der Ereignisse muß zunächst das "gestreute Myon" definiert werden. Für die μ^+ -Ereignisse ist dies kein Problem, denn das μ^+ ist immer das gestreute Myon. Im Falle der μ^{++} -Ereignisse gibt es zwei zunächst gleichberechtigte Kandidaten. Als Entscheidungskriterien (μ_{scatt} -Kriterium) kommen der Impuls (p), der Streuwinkel (θ) und die jeweilige Photonmasse (Q^2) in Frage. Als Folge des mit Q^2 und v steil abfallenden Photonflusses ist jeweils das schnellere Myon, das Myon mit dem kleineren Streuwinkel und das Myon mit dem kleineren Q^2 mit höherer Wahrscheinlichkeit das gestreute Myon.

Die Simulation mit dem Photon-Gluon-Fusionsmodell (siehe Absatz IV.2.2) ergibt für akzeptierte Ereignisse nach allen Schnitten folgende Fehlerquoten: p -Kriterium 16 %, θ -Kriterium 18 % und Q^2 -Kriterium 28 %. Die Abbildung IV.6 zeigt in beliebigen Einheiten die totale Rate und die drei Kriterien als Funktion des Impulsverhältnisses $p(\mu_f) / p(\mu_s)$, wobei μ_f als das schnellere Myon definiert ist. Offensichtlich ist bei großen Impulsdifferenzen das schnellere Myon meistens das gestreute, während bei geringeren Impuls-

differenzen das μ -Kriterium die kleinere Fehlerquote aufweist. Bei einem zwei-dimensionalen Vergleich in den Variablen $p(\mu_f)$ und $p(\mu_f)/p(\mu_s)$ erweist sich folgendes Mischkriterium als optimal und erreicht eine Fehlerquote von 12 %:

$$\begin{aligned} p(\mu_f) > 80 \text{ GeV} \text{ oder } p(\mu_f)/p(\mu_s) > 1.8 &\rightarrow \text{p-Kriterium} \\ p(\mu_f) < 80 \text{ GeV} \text{ und } p(\mu_f)/p(\mu_s) < 1.8 &\rightarrow \text{n-Kriterium} \end{aligned} \quad (IV.2)$$

Nach der Festlegung des gestreuten Myons, welches im Folgenden μ_1 genannt wird, sind alle kinematischen Größen definiert, und es können kinematische Schnitte vorgenommen werden. Da bei kleinen Myonimpulsen wegen des Impulsschnittes im Trigger die Akzeptanz klein wird und außerdem der Anteil der Hintergrundprozesse zunimmt (siehe Absatz IV.2), werden Impulsschnitte für das gestreute Myon bei 20 GeV und für das zweite Myon bei 16 GeV vorgenommen. Die Abbildung IV.7 zeigt die Impulsspektren und die Schnitte. Die μ^{++} -Daten werden durch den $p(\mu_2)$ -Schnitt viel stärker reduziert als die μ^{+-} -Daten (33 % bzw. 7 %), da der Multimyon-Trigger langsame μ^+ besser akzeptiert als langsame μ^- . Die Impulsschnitte 8 und 9 (siehe Tabelle IV.1) verringern den Überschuß der μ^{++} -Ereignisse von $\mu^{++}/\mu^{+-} = 1.53$ auf $\mu^{++}/\mu^{+-} = 1.09$. Der auch nach diesen Schnitten bestehende große Unterschied der Impulsspektren des zweiten Myons wird bei der Akzeptanzkorrektur als Effekt der Detektorakzeptanz und der Fehlerquote des μ_{scatt} -Kriteriums (IV.2) verstanden.

Die letzten beiden Schnitte werden in der (Q^2, ν) -Ebene vorgenommen. Die Abbildungen IV.8, 9 zeigen die Spektren und die Schnitte 10 ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) und 11 ($60 \text{ GeV} < \nu < 220 \text{ GeV}$). Der Q^2 -Schnitt reduziert beide Datenmengen um etwa 30 % und vermeidet das Gebiet sehr geringer Akzeptanz, die durch die insensitiven Zonen der Drahtkammern im Bereich des Myonstrahls verursacht wird. Der ν -Schnitt vermeidet bei kleinem ν das Grenzgebiet der Akzeptanz ($\nu \approx 40 \text{ GeV}$, $W \approx 10 \text{ GeV}$) und bei großem ν die zunehmend größere Fehlerquote des μ_{scatt} -Kriteriums.

Die endgültigen Ereignisklassen enthalten 1493 μ^{++} -Ereignisse und 1374 μ^{+-} -Ereignisse, zusammen 2867 Dimyon-Ereignisse. Die Abbildung IV.10 zeigt für diese Ereignisse die Verteilung des Strahlimpulses und die Abbildung IV.11 die horizontale und vertikale Vertexposition.

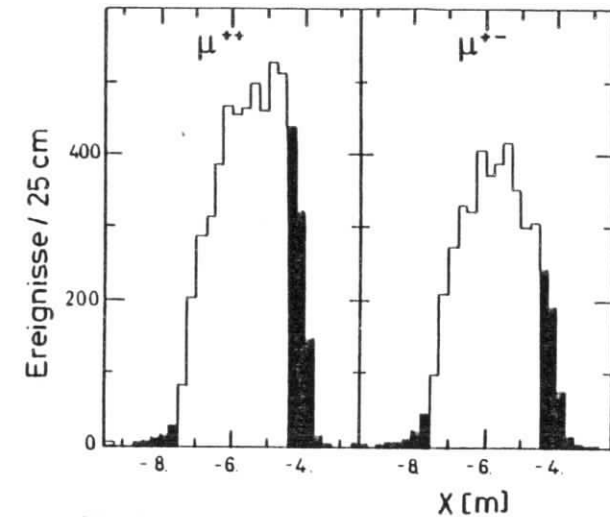


Abb. IV.5 Vertexverteilung

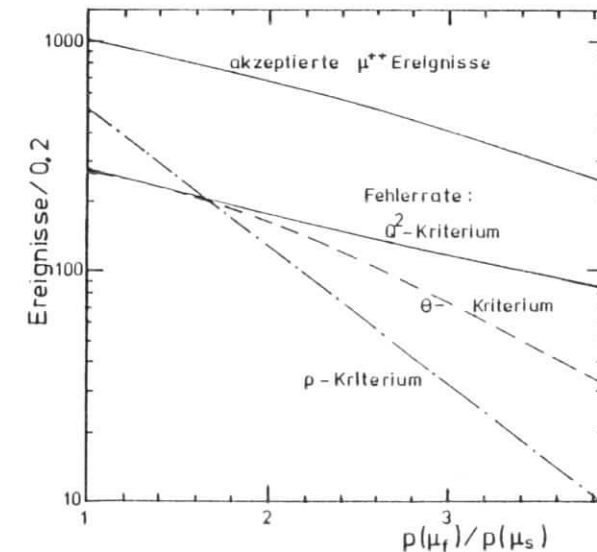


Abb. IV.6 Entscheidungskriterien für das gestreute Myon

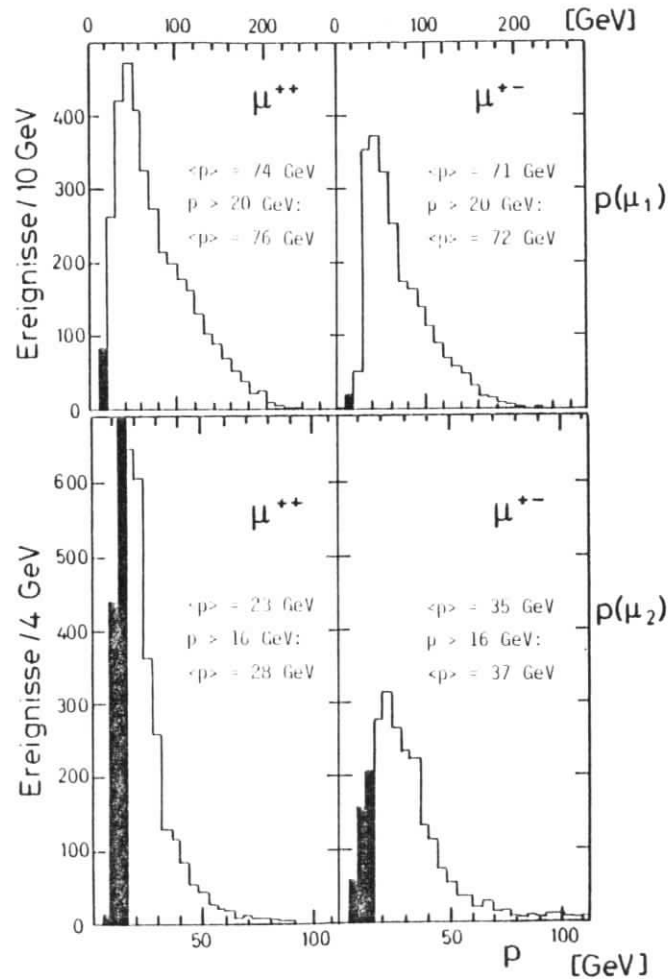


Abb. IV.7 Impulspektren

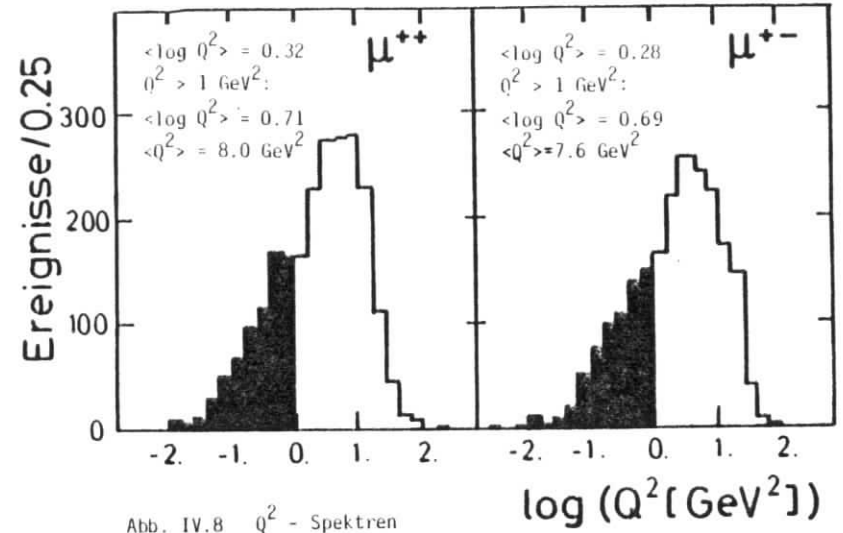


Abb. IV.8 Q^2 - Spektren

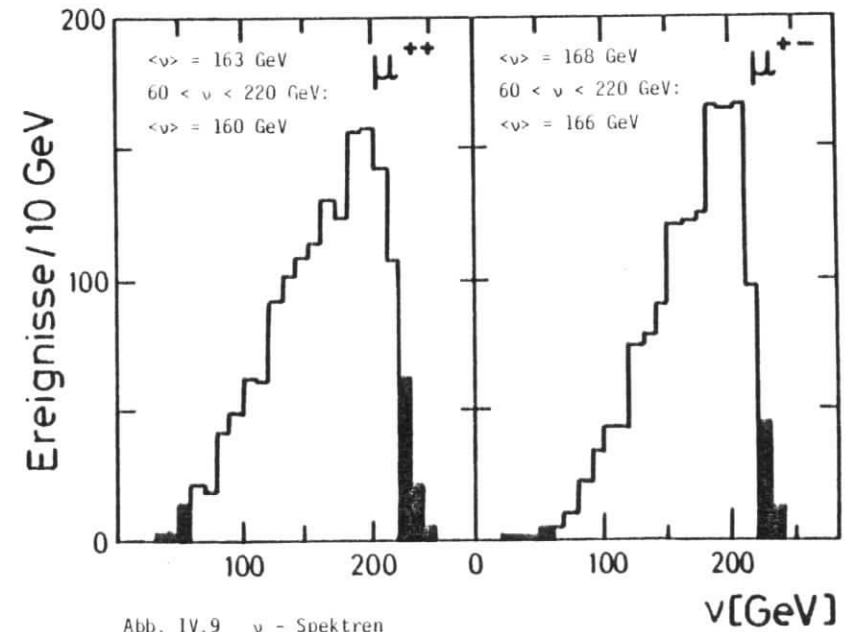


Abb. IV.9 ν - Spektren

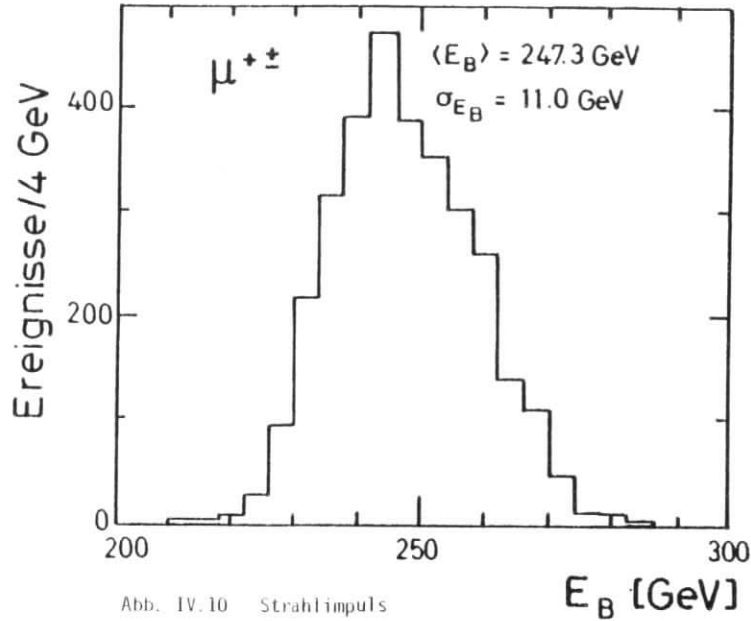


Abb. IV.10 Strahlimpuls

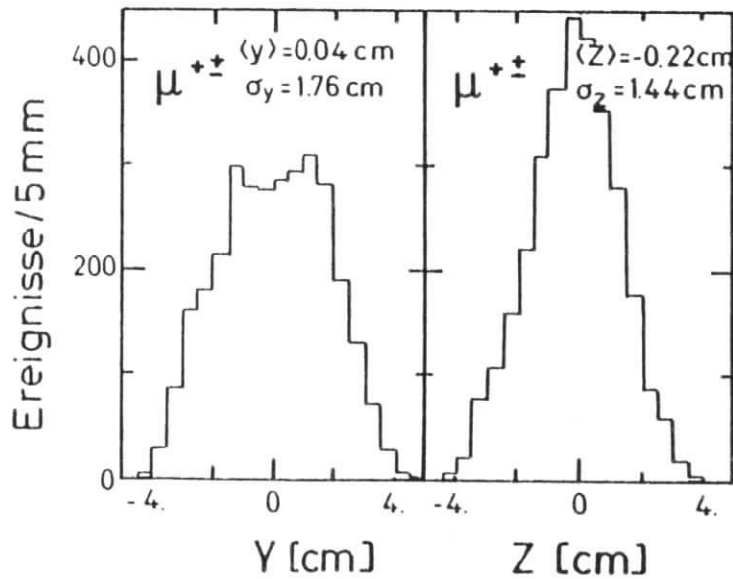


Abb. IV.11 horizontale und vertikale Vertexposition

IV.2 Dimyon - Produktionsmodelle und Monte-Carlo Simulation

Nach der Reduktion der Daten im letzten Absatz auf Dimyon-Ereignisse werden in diesem Absatz Dimyon-Produktionsmodelle dargestellt. Die tiefinelastische Myonstreuung mit dem myonischen Zerfall eines Pions oder Kaons im hadronischen Schauer (Absatz IV.2.1) sowie die Charmeproduktion durch virtuelle Photonen (Absatz IV.2.2) werden mit Monte-Carlo-Programmen simuliert.

IV.2.1 Zerfall von Pionen und Kaonen im hadronischen Schauer

Untersucht wird die Produktion von Dimyon-Ereignissen, bei denen das zweite Myon aus dem schwachen Zerfall eines Pions oder Kaons kommt, welches in dem vom gestreuten Myon im Eisen ausgelösten hadronischen Schauer gebildet wurde. Eine grobe Abschätzung soll die Größenordnung dieses Prozesses liefern. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon von 250 GeV einen hadronischen Schauer mit einer Energie ν im STAC auslöst, ist

$$\begin{aligned} 75 < \nu < 100 \text{ GeV} & : P_{\text{Sch}} = 2 \cdot 10^{-4}/\mu \\ 175 < \nu < 200 \text{ GeV} & : P_{\text{Sch}} = 4 \cdot 10^{-5}/\mu \end{aligned} \quad (\text{IV.3})$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit für Pionen beträgt

$$P_{\text{Zerfall}} = 1 - e^{-\frac{\lambda}{\gamma \cdot \beta \cdot c \cdot \tau_{\pi}}} \quad (\text{IV.4})$$

λ = mittlere Wechselwirkungslänge (im STAC: $\lambda = 14.4 \text{ cm}$)
 $\gamma = E_{\pi} / m_{\pi}$
 $c \cdot \tau_{\pi} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec} \cdot 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ sec} = 7.8 \text{ m}$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit ist am größten für kleine Impulse (γ klein). Deshalb tragen hauptsächlich langsame Hadronen zum Zerfall bei. Die mittlere Anzahl langsamer geladener Hadronen steigt proportional zur Schauerenergie an und be-

trägt etwa $2/3 \cdot (E_{\text{Schauer}} / E_{\text{Hadron}})$. Da ein Mindestimpuls des Zerfallsmyons von 16 GeV verlangt wird, rechnen wir für diese Abschätzung mit $E_{\text{Hadron}} = 20 \text{ GeV}$. Es ergeben sich folgende Zählraten:

$$\begin{aligned}
 P &= P_{\text{Sch}} \cdot P_{\text{Hadron}} \cdot P_{\text{Zerfall}} \\
 75 \cdot \nu < 100 \text{ GeV: } p &= 2 \cdot 10^{-4}/\mu \cdot 2.9 \cdot 1.3 \cdot 10^{-4} = 7.5 \cdot 10^{-8}/\mu \\
 175 \cdot \nu < 200 \text{ GeV: } p &= 4 \cdot 10^{-5}/\mu \cdot 6.2 \cdot 1.3 \cdot 10^{-4} = 3.2 \cdot 10^{-8}/\mu
 \end{aligned} \quad (IV.5)$$

Die Integration im Bereich $60 < \nu < 220 \text{ GeV}$ ergibt einen Beitrag von etwa $3 \cdot 10^{-7}/\mu$. Die gemessene Dimyonrate beträgt $2867/3.8 \cdot 10^{11}\mu = 7.5 \cdot 10^{-9}/\mu$. Bei einer Akzeptanzwahrscheinlichkeit von 3 % könnte der Beitrag dieser π/K -Zerfälle das Dimyon-Signal vollständig beschreiben.

Die grobe Abschätzung zeigt, daß eine möglichst präzise Berechnung dieses Prozesses erforderlich ist. Dazu muß die individuelle Entwicklung sehr vieler Schauer im Material des STAC's simuliert werden. Es wurde eine Aufspaltung in zwei Stufen gewählt, bei der die erste Stufe die Simulation der Schauer beinhaltet und als Resultat eine Wahrscheinlichkeitstafel (Zerfallsmatrix) in den kinematischen Variablen der zerfallenden Hadronen erstellt. Diese Tafeln werden in der zweiten Stufe von einem Monte Carlo Programm gelesen, welches den Zerfall der Hadronen im Target simuliert und die Spuren des Zerfallsmyons und des gestreuten primären Myons durch das Target und das Spektrometer verfolgt. Beide Stufen sind ausführlich in einer Diplomarbeit dargestellt worden [ZAN 80], sodaß hier nur eine kurze Beschreibung gegeben werden soll.

Die Zerfallsmatrizen werden für sieben verschiedene Schauerenergien in Abständen von 40 GeV berechnet ($\nu = 20 \text{ GeV}$ bis 260 GeV). Für jede Energie werden 3000 Schauerentwicklungen gerechnet. Die Behandlung und Physik der Wechselwirkungen wurde von einem bestehenden Schauerprogramm übernommen [GRA 75]. Die Wirkungsquerschnitte, Multiplizitäten und Impulsverteilungen der hadronischen Wechselwirkungen entsprechen Parametrisierungen experimenteller Daten. Die primäre Wechselwirkung macht ein geladenes Pion mit der Energie des virtuellen Photons. Außerdem werden Coulomb-Vielfachstreuung und Ionisationsverluste berücksichtigt. Mit einer Schrittweite von 1.18 cm werden alle geladenen hadronischen Teilchenspuren bis zu einem Mindestimpuls von 15 GeV verfolgt. Für alle Hadronen wird in jedem Schritt die Wahrscheinlichkeit eines Myonzerfalls berechnet und in die Zerfallsmatrix eingetragen. Diese Methode bedeutet eine optimale Nutzung der Schauerinformation. Das π/K Verhältnis wird

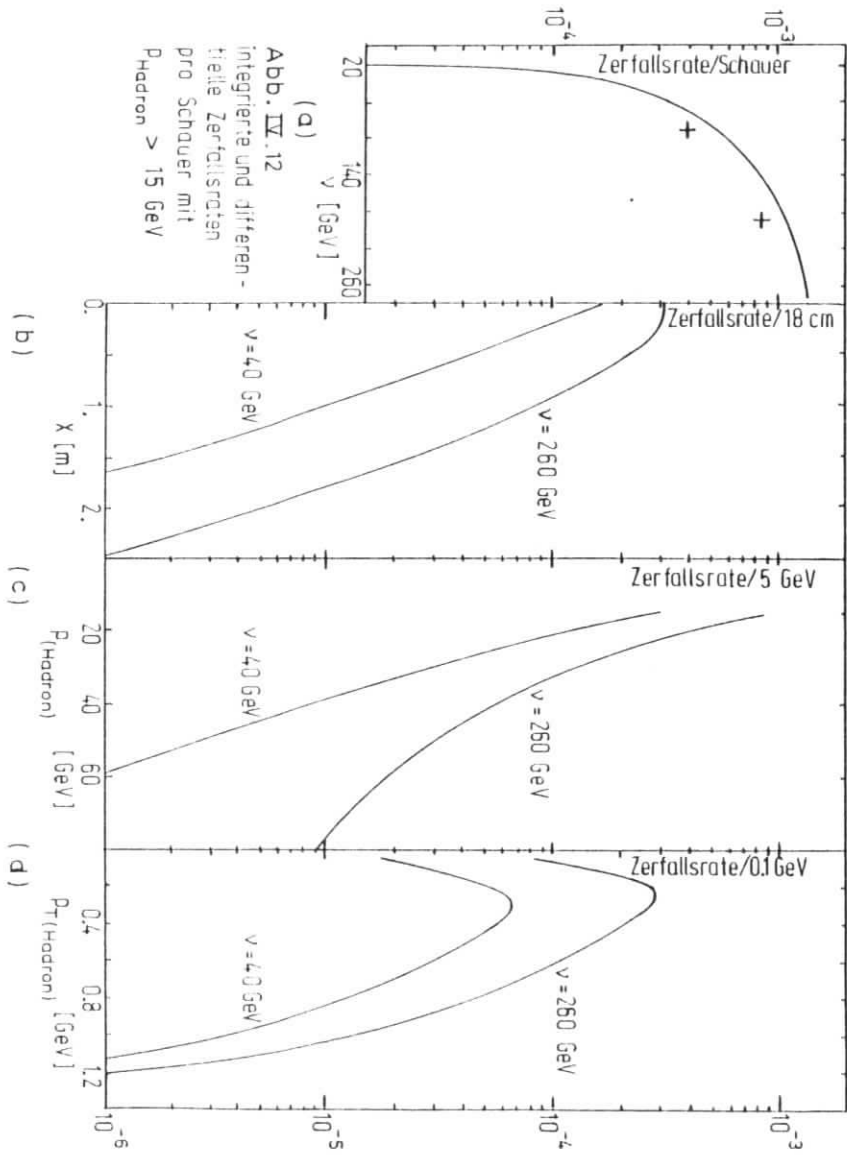
zu 10 : 1 angenommen und entspricht einer Mittelung über die Ergebnisse in [ALP 73, ALP 75]. Die Zerfallsmatrizen sind dreidimensional in den Variablen p (Hadronimpuls), p_T (Hadronimpuls senkrecht zur Strahlrichtung) und x (Abstand des Zerfalls vom primären Vertex). Die Abbildung IV.12(a) zeigt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion oder Kaon mit einem Impuls über 15 GeV in einem Schauer der Energie ν zerfällt. Die beiden eingetragenen Kreuze entsprechen der Abschätzung (IV.5) und zeigen, daß diese innerhalb von 20 % richtig ist. Die Abbildungen (b), (c) und (d) zeigen die entsprechenden differentiellen Wahrscheinlichkeiten für den Abstand vom primären Vertex, den Impuls und den Transversalimpuls des Hadrons.

Die zweite Stufe der Simulation benutzt die Zerfallsmatrizen zur Generierung und Akzeptanzberechnung von Dimyon-Ereignissen. Nach parametrisierten, inklusiven Myonstreuquerschnitten [GOR 79] werden primäre Reaktionen in den Variablen Q^2 und ν gespielt. Gemäß den differentiellen Wahrscheinlichkeiten der zur Schauerenergie zugehörigen Zerfallsmatrix werden Ort und Impuls eines zerfallenden Hadrons berechnet. Dabei wird angenommen, daß die Schauerachse in der Richtung des virtuellen Photons liegt. Der transversale Abstand des Zerfallsortes von der Schauerachse wird gaußverteilt mit einer im Schauer-Simulationsprogramm bestimmten Breite $\sigma = \sigma(x, p, p_T)$ gespielt. Nach der kinematisch eindeutigen Berechnung des Zerfalls $\pi + \mu\nu$ ($K + \mu\nu$) ist das zweite Myon vollständig definiert, und beide Myonen werden durch das STAC-Target und das Spektrometer verfolgt. Abschließend wird die Erfüllung der Multimyon-Triggerbedingung geprüft.

Für einen Teil der so simulierten und akzeptierten Ereignisse wird die vollständige Detektorinformation generiert. Diese Ereignisse werden dann der gleichen Analyse unterzogen wie die Dimyon-Daten. Da die beiden Myonen keinen gemeinsamen Vertex haben, ergibt sich bei der Spurenanpassung durch den vorgegenommenen Vertexfit eine Reduktion dieser Ereignisse um 19 %.

Das Ergebnis ist eine Dimyonrate dieses Zerfallsprozesses von $1.08 \cdot 10^{-9}$ pro Strahlmyon. Bei $3.8 \cdot 10^{11}$ Myonen in der analysierten Meßperiode entspricht dies 412 Ereignissen oder 14 % der beobachteten Dimyon-Ereignisse.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden Änderungen an der Hadrongenerierung der primären Wechselwirkung gemäß [AND 81] und an der sekundären Hadronproduktion gemäß [ANT 73, ANM 73] vorgenommen. Die Änderungen betreffen die Parametrisierungen der Pion- und Kaonmultiplizitäten und das π/K -Verhältnis.



Die vorhergesagte Dimyonrate ändert sich absolut um maximal +0 % und -40 %, während sich differentiell nur geringe Änderungen ergeben. Dies rechtfertigt die Abschätzung des systematischen Fehlers zu ± 50 %. Der Beitrag dieses Prozesses zu den gemessenen Dimyon-Ereignissen beträgt also (14 ± 7) %.

Zur Überprüfung dieses Ergebnisses wurde ein Meßrun mit einem einlaufenden 250 GeV Pionstrahl vorgenommen. Die vom 1_{μ} -Trigger akzeptierten Zerfallsereignisse wurden analysiert und mit Monte Carlo Ereignissen verglichen, die unter gleichen Bedingungen gemäß der 260 GeV-Zerfallsmatrix simuliert wurden. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung der totalen Rate von $\text{MC/Daten} = 1.05$.

IV.2.2 Charm-Produktion

Im letzten Absatz wurde ein Prozeß untersucht, bei dem das zweite Myon aus dem leptonischen Zerfall eines Mesons aus leichten Quarks ($\pi^\pm, K^\pm, K^0, \bar{K}^0$, siehe Anhang 2) hervorgegangen ist. Bei ausreichend hohen Schwerpunktsenergien können auch die entsprechenden Mesonen aus dem schweren Charm-Quark produziert werden ($D^\pm, D^0, \bar{D}^0, F'$). Diese Mesonen haben eine sehr viel geringere Lebensdauer als die π - und K-Mesonen ($\tau_D \approx 3.0 \cdot 10^{-13}$ sec, $\tau_{\pi^\pm} \approx \tau_{K^\pm} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ sec), so daß sie nach (IV.4) eine Zerfallswahrscheinlichkeit von

$$P_{\text{Zerfall}} = 1 - e^{-\frac{-14.4 \text{ cm}}{\gamma \cdot \beta \cdot 0.007 \text{ cm}}} \approx 1 \quad (IV.6)$$

haben. Das semileptonische Verzweungsverhältnis der D-Mesonen wurde zu $B.2^\pm + 1.2^\pm$ bestimmt [PAR 80]. Im Vergleich zur Produktion von π - und K-Mesonen werden die Charm-Mesonen wegen ihrer höheren Masse seltener produziert. Aufgrund der erheblich größeren Zerfallswahrscheinlichkeit könnte aber die geschehene Dimyonrate als die Produktion von Charm-Mesonen erklärbar sein.

a) Photon-Gluon-Fusion

Als ein Modell der Charm-Produktion wird das bereits im Absatz I.3 erwähnte "Photon-Gluon-Fusion" (PGF) Modell benutzt [LEV 78, GLU 79]. Dabei wird angenommen, daß das vom Leptonvertex kommende virtuelle Photon (γ^*) und ein Gluon (g), welches den Impulsanteil η des Nukleons trägt, an ein Charm-Quarkpaar koppeln. Dieser in der Abbildung IV.13 dargestellte Prozeß ist ein störungstheoretischer Graph erster Ordnung der Quanten-Chromodynamik (QCD) und entspricht einem virtuellen Bethe-Heitler-Paarerzeugungsprozeß der Quanten-Elektrodynamik (QED).

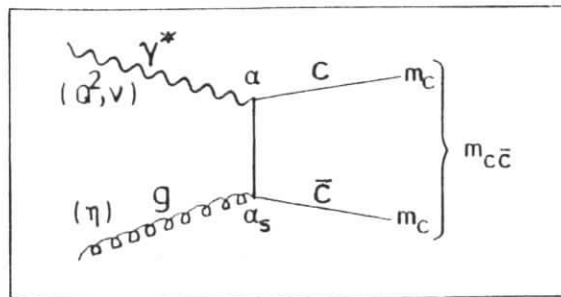


Abb. IV.13 Photon-Gluon-Fusion

Die Amplitude dieses Graphen ist durch die Quarkmasse (m_c), die Quarkladung ($2/3$), den Spin und die Parität des Gluons ($J^P = 1^-$ in der QCD) und die starke Kopplungskonstante ($\alpha_s(Q^2)$) vollständig bestimmt.

Das vollständige Matrixelement ist als Funktion der Viererimpulse γ^* , g, c und \bar{c} angegeben in [LEV 78]. Diese Darstellung wurde zur Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen verwendet, indem die kinematischen Variablen Q^2 , ν , η , θ_c und ϕ_c als Zufallszahlen bestimmt wurden und der jeweilige differentielle Querschnitt das Gewicht der Ereignisse ergibt. Die Winkel θ_c und ϕ_c beschreiben im Schwerpunktsystem des Quarkpaares die Richtung der Quark-Impulse relativ zum Impuls des virtuellen Photons beziehungsweise der Myon-Streuebene. Die Schwerpunktsenergie $m_{c\bar{c}}$, also die invariante Masse des $c\bar{c}$ -Systems, ist durch die Vorgabe von Q^2 , ν und η eindeutig festgelegt.

$$m_{c\bar{c}}^2 = (q + g)^2 = \left((\nu, \vec{q}) + (\eta \cdot m_p, \vec{0}) \right)^2 = \nu^2 + 2\nu\eta m_p - \vec{q}^2 = q^2 + 2\nu\eta m_p \quad (IV.7)$$

Der Ansatz $g = (\frac{1}{2} \eta m_p, 0, 0, -\frac{1}{2} \eta m_p)$ mit einem Gluon auf dem Lichtkegel führt unter Vernachlässigung von Termen mit $\frac{Q^2}{\nu^2} (\approx \frac{100}{10000} = 0.01$ in unserem kinematischen Bereich) auf dasselbe Resultat.

Bei einer bekannten Masse $m_{c\bar{c}}$, zum Beispiel im Falle der Ψ -Produktion $m_{c\bar{c}} = m_\Psi$, ergibt sich aus (IV.7) ein direkter Zusammenhang zwischen der Photonenergie und dem Gluonimpuls:

$$\eta = \frac{Q^2 + m_{c\bar{c}}^2}{2m_p \nu} \quad (IV.8)$$

Aus der Energieabhängigkeit der Ψ -Produktion kann also die Gluonverteilung im Nukleon bestimmt werden [WEI 79, PHI 80/2]. Im Falle der hier untersuchten offenen Charm-Produktion kann $m_{c\bar{c}}$ jedoch jeden Wert zwischen der Schwelle der $c\bar{c}$ -Produktion ($m_{c\bar{c}} = 2m_c$) und der maximalen Schwerpunktsenergie (\sqrt{s}) annehmen. Der Übergang vom Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma^* g + c\bar{c})$ zum Querschnitt $\sigma(\gamma^* N + c\bar{c}N)$ ist deshalb eine Integration über $m_{c\bar{c}}$ unter der Annahme einer Gluonverteilung $G(\eta, Q^2)$ im Nukleon:

$$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}N}(s, Q^2) = \frac{1}{s} \cdot \int_{(2m_c)^2}^s G(\eta, Q^2) \sigma(\gamma^* g + c\bar{c})(m_{c\bar{c}}^2) dm_{c\bar{c}}^2 \quad (IV.9)$$

Der derart gewonnene Wirkungsquerschnitt umfaßt die gesamte Charme-Produktion unabhängig von der Hadronisierung in bestimmte Endzustände wie die Produktion von Resonanzen (ψ, ψ', \dots) oder der offenen Charme-Produktion (D, F, D^*, J^*, \dots). Die Separation wurde zunächst mit einer scharfen $D\bar{D}$ -Produktionsschwelle ($m_{c\bar{c}} > 2m_D$) vorgeschlagen. Eine neuere Veröffentlichung [PHI 80/1] weist darauf hin, daß auch unterhalb der $2m_D$ -Schwelle eine Fragmentierung mit Hilfe der Spektatorquarks im Nukleon möglich ist. Da etwa 1/6 des Querschnittes unterhalb der $2m_D$ -Schwelle zur Beschreibung der ψ -Produktion benötigt wird [EMC 80/1], nehmen wir im folgenden an, daß 5/6 des Querschnittes unterhalb von $2m_D$ und der gesamte Querschnitt oberhalb von $2m_D$ zur offenen Charm-Produktion beiträgt. Wie bei allen unsicheren Parametern des Modelles wird die Abhängigkeit der Resultate von dieser Annahme getestet.

Die Masse des Charme-Quarks wird mit $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ angenommen [LEV 78]. Für die Gluonverteilung $G(n, Q^2)$ wird die sogenannte "konventionelle" Verteilung $n \cdot G(n) = 3 \cdot (1-n)^5$ benutzt [LEV 78]. Als alternative Annahmen werden eine Q^2 -entwickelte Verteilung $G(n, Q^2)$ mit $G(n, Q_0^2 = 1.8 \text{ GeV}^2) \propto (1-n)^5$ [BHR 78] und die von [GLU 80] vorgeschlagene "harte" Gluonverteilung untersucht. Für die starke Kopplungskonstante α_s wurde zunächst die übliche "running coupling constant" der QCD $\alpha_s(Q^2) = 12\pi / [(33-2n) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)]$ mit $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ und $n = 3$ (u,d,s) verwendet für Q^2 oberhalb von 2 GeV^2 [LEV 78]. Eine Q^2 -unabhängige Kopplungskonstante wurde in [BAR 79] benutzt: $\alpha_s = 12\pi / [(33-2n) \cdot \ln(4m_c^2/\Lambda^2)]$ mit $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ und $n = 4$ (u,d,s,c). In [PHI 80] wird eine Kopplung

$$\alpha_s(\mu^2) = 12\pi / [(33-2n) \ln(\mu^2/\Lambda^2)] \quad (IV.10)$$

$$\mu^2 = m_{c\bar{c}}^2 + Q^2$$

benutzt mit einer "effektiven Massenskala" (μ^2), die den Abstand des virtuellen Photons von der Massenschale $m_{c\bar{c}}$ beschreibt. Dieser Ansatz hat den Vorteil, bei hohen Q^2 in die reine $\ln(Q^2/\Lambda^2)$ Abhängigkeit von [LEV 78] überzugehen, aber bei kleinem Q^2 dennoch einen nicht divergierenden Querschnitt wie [BAR 79] darzustellen. Wir benutzen im folgenden den Ansatz (IV.10). Die Abbildung IV.14 zeigt die drei Ansätze als Funktion von Q^2 mit $n = 4$ und $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$.

Der von der Masse des $c\bar{c}$ -Systems abhängige Ansatz (IV.10) ist für $m_{c\bar{c}} = 3 \text{ GeV}$, 4 GeV und 20 GeV dargestellt worden. Zur Darstellung des Einflusses von Λ wurde auch $\alpha_s(Q^2/\Lambda^2)$ mit $\Lambda = 0.1 \text{ GeV}$ eingezeichnet.

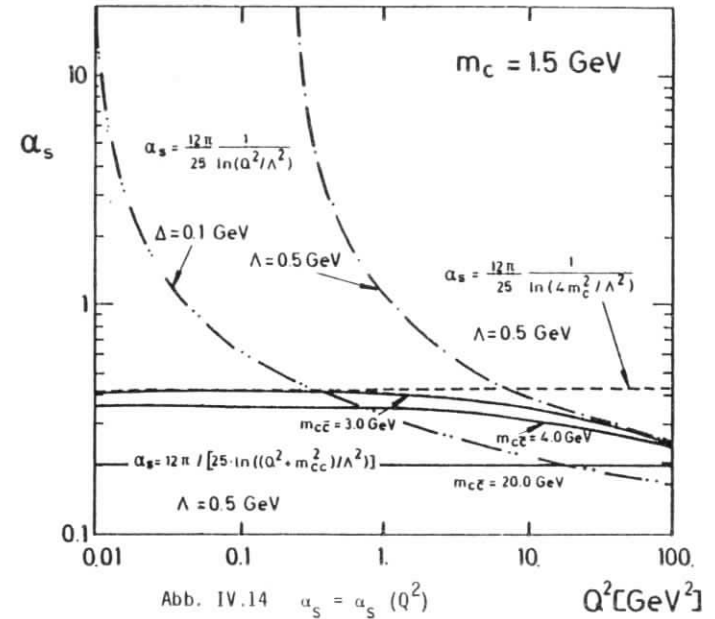


Abb. IV.14 $\alpha_s = \alpha_s(Q^2)$

Die Annahme, daß α_s deutlich kleiner als eins ist ($\alpha_s < 0.4$), rechtfertigt überhaupt erst den Ansatz, den Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) nur mit dem Graphen der störungstheoretischen ersten Ordnung zu beschreiben.

Alle Parameter des Modelles bis zur Produktion des $c\bar{c}$ -Quarkpaares sind bereits dargestellt worden. Für die offene Charme-Produktion müssen außerdem der Prozeß der Fragmentierung eines c-Quarks in ein Charme-Meson und der Zerfall dieses Mesons in ein Myon und weitere Teilchen beschrieben werden. Die Abbildung IV.15 zeigt den Gesamtprozeß $\mu N \rightarrow \mu X$ untergliedert in die Unterprozesse Leptonvertex (1), Nukleonvertex (2), Photon-Gluon-Fusion (PGF) (3), Fragmentierung (4) und Zerfall (5).

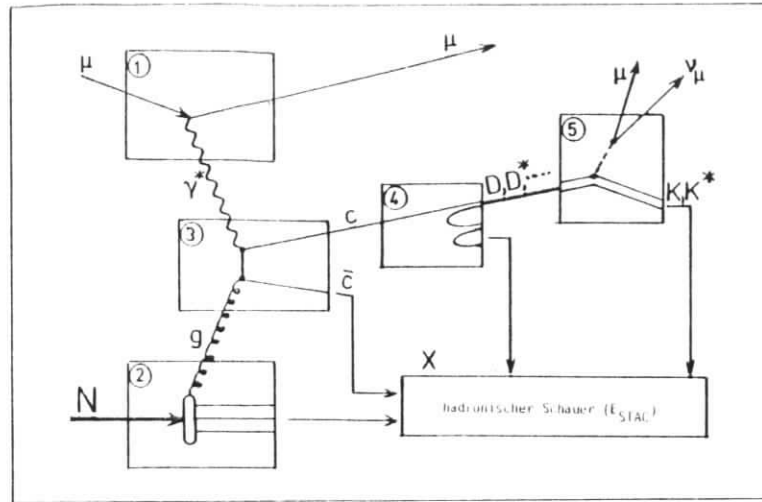


Abbildung IV.15 $\mu N \rightarrow \mu \mu X$

- (1) Leptonvertex
- (2) Nukleonvertex
- (3) Photon-Gluon-Fusion
- (4) Fragmentierung
- (5) Zerfall

b) Fragmentierung

Im Gegensatz zu den sehr klaren Vorhersagen für die Prozesse (1), (2) und (3) gibt es für den Fragmentierungsprozeß (4) kein detailliertes Modell. Es wird ein phänomenologischer Ansatz benutzt, der einen Anteil z^{FRAG} der Quarkenergie auf das Charmeson überträgt und dem Meson einen Quersimpuls p_T^{FRAG} relativ zum Quark erteilt. Diese Methode entspricht dem üblichen Ansatz zur Beschreibung von Jets [FIE 78]. Ob jedoch die Fragmentierungen der beiden erzeugten c-Quarks völlig unabhängig voneinander verlaufen, ob die Spektator-Quarks im Nukleon Einfluß auf die Fragmentierung haben und wie die Fragmentierungsfunktion aussieht, das alles sind Fragen, die bisher nicht beantwortet sind. Messungen liegen nur an e^+e^- -Speicherringen vor [DAS 79, RAP 79] bei Schwerpunktsenergien, die nur knapp oberhalb der $D\bar{D}$ -Produktionsschwelle liegen. Bei e^+e^- -Reaktionen sind außerdem keine Spektator-Quarks vorhanden. Es ist also nicht klar, ob sich diese Messungen übertragen lassen.

Des Weiteren herrscht Unsicherheit über den Anteil an schwereren Charmesonen (D^* , F) und Charmes-Baryonen (Λ_c) am Fragmentierungsprozeß. In der Simulation wird nur die Fragmentierung in (D^+ , D^0 , \bar{D}^0) behandelt. Die Produktion von D^* Mesonen führt über deren hadronische Zerfälle zu 100 % auch auf D-Mesonen [PAR 80], sodaß der weitere Prozeß in der Simulation korrekt behandelt wird. Der durch den Massenunterschied und den zusätzlichen Zerfall entstehende Fehler ist klein, da die Massen ähnlich sind (2009 MeV, 2006 MeV zu 1868 MeV, 1863 MeV). Die Produktion von F- und S-Mesonen sollte unterdrückt sein, da der Fragmentierungsprozeß leichte Quarks ($c\bar{u} = D^0$, $c\bar{d} = D^+$) gegenüber schweren Quarks ($c\bar{s} = F^+$, $c\bar{c} = S$) bevorzugt.

Die Produktion von Charmes-Baryonen (Λ_c) würde bevorzugt als Fragmentation des c-Quarks auftreten, da die Spektatorquarks im Proton dies entgegen dem \bar{c} -Quark begünstigen. Dann würden unterschiedliche Verzweungsverhältnisse ($\Lambda_c \rightarrow \mu X / D \rightarrow \mu X$) zu einer Ladungsasymmetrie (μ^+/μ^-) führen. Ein vorläufiges Resultat lautet $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow e^+ X) = (4.5 \pm 1.7)\%$ [ZST 82]. Da in dieser Analyse keine signifikante Ladungsasymmetrie gefunden wird (siehe Absatz V.2), gehen wir davon aus, daß der Λ_c -Beitrag klein ist.

Alle Unsicherheiten bezüglich der Fragmentierungsprodukte werden jedoch überlagert von der a priori unbekanntem Fragmentierungsfunktion. Im Absatz IV.3 wird die Anpassung der Fragmentierungsfunktion $D(z^{FRAG})$ und des mittleren Quersimpuls $\langle p_T^{FRAG} \rangle$ an die Dimyon-Ereignisse behandelt. Die Wahrscheinlichkeit zu fragmentieren wird immer auf eins normiert. Man geht also davon aus, daß jegliches Schwellenverhalten bereits in dem Photon-Gluon-Fusionsprozeß enthalten ist und die Fragmentierung in jedem Fall ablaufen muß und kann.

c) Zerfall

Der letzte Prozeß in der Simulation der Dimyon-Ereignisse ist der semileptonische Zerfall $D \rightarrow \mu X$ (5 in Abb. IV.15). Das Verzweungsverhältnis ($D \rightarrow \mu X / D \rightarrow X$) beträgt $8.2\% \pm 1.2\%$ [PAR 80]. Es ist gemittelt über geladene und ungeladene D-Mesonen gemäß dem beobachteten Mischungsverhältnis bei der Produktion in e^+e^- -Reaktionen (44 % D^+ , 56 % D^0).

Der Zerfall läßt sich als Übergang des c-Quarks in ein s-Quark unter Emission eines virtuellen W^+ -Bosons, welches an ein μ^+ und ν_μ koppelt, verstehen. Das s-Quark bildet mit dem leichten Quark \bar{d} oder \bar{u} ein K-Meson (siehe Anhang 2).

Der Übergang $c \rightarrow d$, der zu n -Mesonen führt, ist nach der Theorie der schwachen Wechselwirkung "Cabibbo"-unterdrückt um einen Faktor $1/\tan^2 \theta_c = 18$ ($\sin \theta_c = 0.23$, $\theta_c =$ Cabibbowinkel). In der Simulation des Zerfalls werden nur die Kanäle $D \rightarrow K \mu \nu_\mu$ und $D \rightarrow K^* \mu \nu_\mu$ gerechnet mit einem K/K^* -Verhältnis von 1:1. Die Modellvorhersagen hängen von dieser Mischung nur unwesentlich ab.

Im Anhang 2 sind die prinzipiell möglichen Fragmentierungs- und Zerfallskanäle angedeutet und die für die Simulation benutzten dominierenden Kanäle angegeben. Für das \bar{c} -Quark sind die Prozesse exakt ladungskonjugiert. Ein c -Quark führt also immer zu einem μ^+ , während ein \bar{c} -Quark immer zu einem μ^- führt. Das Dimyon-Verhältnis μ^{++}/μ^{+-} reflektiert also das c/\bar{c} -Verhältnis, welches im Photon-Gluon-Fusionsmodell gleich eins ist. Die Wahrscheinlichkeiten für 2μ und 3μ -Ereignisse betragen für $(D \rightarrow \mu x/D \rightarrow x) = 8.2 \% \pm 1.2 \%$ [PAR 80] :

$$\begin{aligned} BR_{3\mu} &= (BR_{D \rightarrow \mu})^2 = 0.67 \% \pm 0.14 \% \\ BR_{2\mu} &= 2 \cdot (BR_{D \rightarrow \mu} \cdot (1 - BR_{D \rightarrow \nu})) = 15.1 \% \pm 2.2 \% \end{aligned} \quad (IV.11)$$

Ein Anteil von 15 % der offenen Charmeproduktion hat demnach einen Dimyon-Endzustand.

d) Korrekturen

Mögliche Korrekturen sind Beiträge höherer Ordnung der Quantenelektrodynamik (Strahlungskorrekturen), die Eigenbewegung der Nukleonen im Nukleus (Fermi-Bewegung) und Beiträge einer kohärenten Streuung am Nukleus.

Als Strahlungskorrekturen werden die externe Bremsstrahlung des einlaufenden und der beiden auslaufenden Myonen im Eisen des Targets und die interne Bremsstrahlung berücksichtigt. Die Q^2 -abhängige interne Bremsstrahlung wird dabei nach [MOT 69] auf eine äquivalente externe Radiatordicke T_{eff} umgerechnet und jeweils beim einlaufenden und gestreuten Myon berücksichtigt.

$$\begin{aligned} T_{\text{eff}} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\alpha}{\pi} \cdot (\ln \frac{Q^2}{m_\mu^2} - 1) \cdot l_{\text{rad}} = 1.311 \text{ m} \cdot (\ln \frac{Q^2}{m_\mu^2} - 1) \\ l_{\text{rad}} &= \text{Strahlungslänge von Myonen in Eisen} = 752.5 \text{ m} \end{aligned} \quad (IV.12)$$

Bereits für $Q^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$ ist diese interne Korrektur mit 3.0 m Fe größer als die externe Strahlungskorrektur für die gesamte Targetlänge (2.56 m Fe). Die folgende Tabelle gibt den Prozentsatz der Ereignisse an, die eine Strahlungskorrektur oberhalb einer bestimmten Schwelle für das Strahlmyon (μ_B), das gestreute Myon (μ_{scatt}) oder das Zerfallsmyon (μ_{ch}) erhalten:

	$E_\gamma > 1 \text{ GeV}$	$E_\gamma > 10 \text{ GeV}$	$E_\gamma > 100 \text{ GeV}$
μ_B	9.7 %	4.2 %	0.2 %
μ_{scatt}	9.4 %	3.5 %	0.3 %
μ_{ch}	1.1 %	0.2 %	-

(IV.13)

Die Korrektur wird jeweils als Energiekorrektur vorgenommen und führt in den beiden wesentlichen Fällen (μ_B und μ_{scatt}) systematisch zu einem vorgetäuschten Photonwinkel θ_γ , der kleiner ist als der wahre Photonwinkel. Sehr empfindlich reagiert darauf die Azimutwinkelverteilung des Zerfallsmyons, da sie sich auf die Richtung des virtuellen Photons bezieht. Der Abstrahlungswinkel des Bremsstrahlungsphotons wurde nicht berücksichtigt, da er in der "peaking approximation" relativ klein ist und keinen systematischen Effekt, sondern nur eine Verschmierung bewirkt.

Der Einfluß der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern wurde abgeschätzt und führte im untersuchten kinematischen Bereich auf vernachlässigbare Korrekturen.

Elastische Streuprozesse an Kernen setzen sich aus einem inkohärenten Streuteil an einzelnen Nukleonen und aus einem kohärenten Streuteil am gesamten Kern zusammen. Für die elastische ψ -Produktion [EMC 80/1] kann der kohärente Anteil bei großen Photonenergien im Bereich kleiner Q^2 bis zu 50 % betragen. Für die offene Charmeproduktion werden kleinere Effekte erwartet, da höhere Q^2 -Werte und größere Mindestimpulsüberträge vorliegen. Die folgende Tabelle wurde analog zum Vorgehen in [EMC 80/1] berechnet und gibt den kohärenten Anteil als Funktion von Q^2 und ν an:

Q^2	1.33 GeV ²	7.50 GeV ²	42.2 GeV ²
$\nu = 70$ GeV	10 %	2 %	0 %
$\nu = 130$ GeV	24 %	14 %	0 %
$\nu = 210$ GeV	32 %	24 %	2 %

(IV.14)

Diese Abschätzungen des kohärenten Anteiles sind obere Grenzen, da sie annehmen, daß die Streuung am Kern elastisch abläuft. Inwieweit das Photon-Gluon-Fusionsmodell dies rechtfertigt, ist unklar. Es wurde deshalb auf eine Korrektur für einen eventuellen kohärenten Anteil verzichtet.

e) Simulation des Spektrometers

Die auslaufenden Myonspuren werden unter Berücksichtigung von Vielfachstreuungen und Energieverlusten durch das Target und durch das gesamte Spektrometer verfolgt. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Proportional- und Driftkammern werden ebenenweise simuliert, so daß die bei der Spurrekonstruktion verlangte Ebenenzahl überprüft werden kann. Dabei werden aus den Daten gewonnene Ansprechwahrscheinlichkeiten benutzt, die teilweise nach Kammersektoren, Driftraumsektoren und Abständen vom Myonstrahl unterteilt sind. Dies erlaubt eine gute Simulation des in Strahlhöhe stark abfallenden Ansprechvermögens der Driftkammern. Die Erfüllung der Multimyon-Triggerbedingung wird mit Koinzidenzforderungen überprüft, die exakt den im Experiment geschalteten Koinzidenzen entsprechen.

f) Parameter des Modells

Die Tabelle IV.16 gibt eine Übersicht über alle im Photon-Gluon-Fusionsmodell benutzten kinematischen Variablen und Modellparameter. Es wurde zwischen bekannten und unsicheren Parametern unterschieden. Die Beschreibung der Fragmentierung enthält bereits die an die Daten angepaßten Werte.

Die Abbildung IV.17 zeigt die Verteilung von generierten und akzeptierten Ereignissen mit $Q^2 > 1$ GeV² in den Variablen $c\bar{c}$ -Masse ($m_{c\bar{c}}$), Gluonimpuls (η) und Fragmentierungsimpulsübertrag (z^{FRAG}). Die gestrichelten Kurven zeigen generierte Ereignisse, die die Schnitte $60 \text{ GeV} < \nu < 220 \text{ GeV}$ und $p_{\mu 2} > 16 \text{ GeV}$

	Kinematische Variablen	Parameter	
		bekannt	unsicher
Leptonvertex:	Q^2, ν	$m_\mu = 0.106 \text{ GeV}$ $\alpha = 1/137.$ $q_\mu = 1$	
Nukleonvertex:	η	$m_p = 0.938 \text{ GeV}$	$G(\eta) = (1-\eta)^5/\eta$
Photon-Gluon-Fusion:	$m_{c\bar{c}}, \eta, \phi_c$	$\alpha = 1/137.$	$q_c = 2/3$ $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ $\alpha_s = \frac{12\pi}{25 \cdot \ln((Q^2 + m_{c\bar{c}}^2)/\Lambda^2)}$ $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ $(2m_D < m_{c\bar{c}}) \quad 100\% \rightarrow D\bar{D}$ $(2m_c < m_{c\bar{c}} < 2m_D) \quad 5/6 \rightarrow D\bar{D}$
Fragmentierung:	z^{FRAG}, p_T^{FRAG}	$m_D = 1.868 \text{ GeV}$	$D_c^D(z) = 0.4 \cdot e^{1.6z}$ $\sqrt{\langle (p_T^{FRAG})^2 \rangle} = 0.4 \text{ GeV}$ $D/D^*/F... = 1/0/0...$
Zerfall:	z, p_T, ϕ	$BR(D \rightarrow \mu X) = 8.2\% \pm 1.2\%$ Vektor-Matrixelement $m_K = 0.494 \text{ GeV}$ $m_{K^*} = 0.892 \text{ GeV}$	$K/K^* = 1/1$

Tabelle IV.16 Kinematische Variablen und Parameter der offenen Charme-Produktion

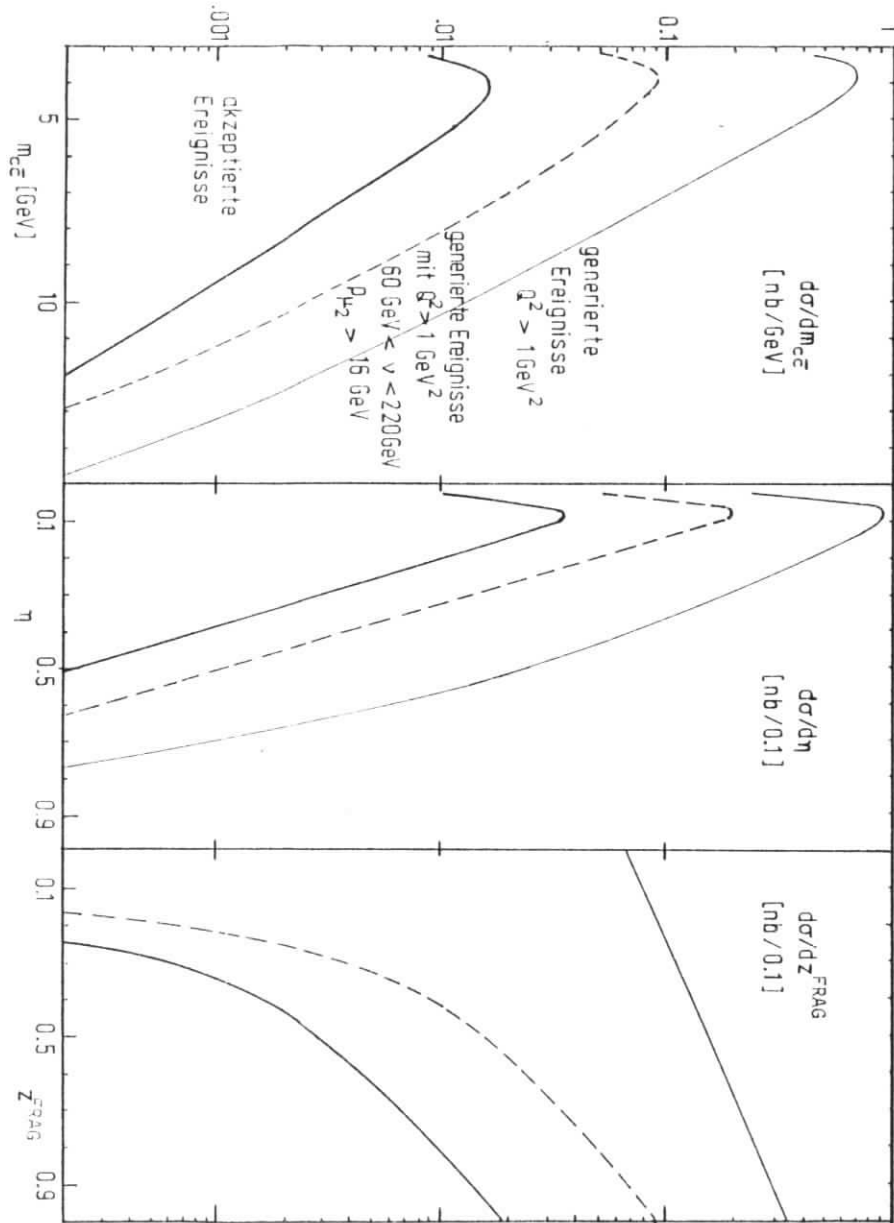


Abb. IV.17 Charm-Produktion (Parameter wie Tabelle IV.16)

erfüllen. Diese beiden Schnitte reduzieren die Ereignisse etwa um einen Faktor acht und unterdrücken $z_{FRAG} \leq 0.2$ vollständig. Die Akzeptanz des Spektrometers innerhalb dieser Schnitte beträgt dann etwa 20 %. Ein typisches PGF-Ereignis hat eine kleine $c\bar{c}$ -Masse ($\leq 5 \text{ GeV}$), einen sehr kleinen Gluonimpuls (≤ 0.1) und ein relativ großes z_{FRAG} (≥ 0.5).

Nachdem in diesem Absatz die vollständige Monte-Carlo Simulation von Charmereignissen im Rahmen des PGF-Modells dargestellt worden ist, soll noch kurz die Behandlung anderer Modelle erwähnt werden. Außer dem PGF-Modell werden nur das "struck-quark"-Modell und eine Simulation der "Intrinsic-Charme"-Komponente benutzt (siehe Absatz I.3). Bei beiden Modellen wird angenommen, daß das virtuelle Photon seinen Impuls vollständig auf ein Charm-Quark des Nukleons überträgt (Quark-Parton-Modell). Diese kinematische Bedingung bildet zusammen mit der Annahme einer Impulsverteilung der Quarks im Nukleon den Produktionsmechanismus der Charm-Quarks und ersetzt den Abschnitt a) dieses Absatzes. Die Fragmentierung und der Zerfall werden identisch behandelt (Abschnitt b) und c)). Eine Spurverfolgung von Ereignissen durch das Spektrometer wird für diese Modelle nicht vorgenommen, da sie nur zum Vergleich mit akzeptanzkorrigierten Wirkungsquerschnitten benutzt werden.

IV.3 Vergleich mit Produktionsmodellen

Die nach der Datenreduktion des Absatzes IV.1 erhaltenen kinematischen Verteilungen der Dimyon-Ereignisse werden in diesem Absatz mit zwei Voraussagen der im Absatz IV.2 dargestellten Modelle verglichen.

Die Abbildungen IV.19 zeigen die Verteilung der 2867 Ereignisse in den kinematischen Variablen Q^2 und ν des gestreuten Myons und in den Variablen p_T^2 und z des produzierten zweiten Myons (Definition (1.7)). Die Normierung der Daten ist "gewichtete Ereignisse pro Bin". Gewichte sind die Korrekturfaktoren der Datenreduktion (siehe Seite 50), und die Binbreite beträgt jeweils eine viertel Dekade in Q^2 und p_T^2 , 20 GeV in ν und 0.05 in z . Die gestrichelte Kurve ist die auf die Daten normierte ($\times 1.11$) Vorhersage der Charmie-Produktion im Rahmen des Photon-Gluon-Fusions Modelles (PGF-Modell, Abs. IV.2.2). Die Parameter des Modells sind die in der Tabelle IV.16 angegebenen. Als Fragmentierungsfunktion wurde jedoch für diese Rechnungen noch der einfache Ansatz $D_C^D(z) = z$ benutzt, da eine Anpassung von $D(z)$ an die Daten noch nicht durchgeführt worden ist. Der differentielle Vergleich mit den Daten zeigt, daß alle Verteilungen bis auf einen Schwanz von etwa 30 Ereignissen bei $z \approx 0.5$ mit diesem Modell gut beschrieben werden können. Diese Ereignisse bei großem z sind verträglich mit dem Rest der Trident - 3μ - Ereignisse, der nicht abgetrennt werden konnte (siehe Abs. IV.1.1).

Die durchgezogene Kurve stellt die absolute Voraussage des μ/K - Zerfallsanteiles gemäß Absatz IV.2.1 dar. Sie beträgt 14 % der Daten. Der differentielle Vergleich zeigt große Unterschiede zwischen diesem Prozeß und den Daten. Die μ/K - Ereignisse fallen langsamer in Q^2 als die Daten und sind fast flach in ν , während die Daten einen Anstieg mit ν zeigen. Bei kleinem ν und großem Q^2 , also kleinem W (siehe (1.3) und Abb. 1.1), erreicht der μ/K - Zerfall einen Anteil von über 50 %. Das Maximum der p_T^2 - Verteilung der μ/K - Ereignisse liegt mit 0.2 GeV^2 deutlich niedriger als das der Daten bei 0.5 GeV^2 , und der Abfall zu großen p_T^2 ist für μ/K - Ereignisse deutlich steiler. Die z -Verteilung der μ/K - Ereignisse ist härter als die der Daten und des PGF-Modelles. Dies bedeutet nicht, daß auch die Impulsverteilung härter ist, denn das unterschiedliche ν -Spektrum und der Impulsschnitt $p_{T2} > 16 \text{ GeV}$ bewirken eine Verschiebung des weicheren Impulsspektrums für μ/K - Ereignisse zu einem härteren z -Spektrum. Der Schnitt bei 16 GeV nutzt diesen Unterschied im Impulsspektrum aus und vermeidet den Bereich kleiner Impulse mit einem höheren Anteil an μ/K - Ereignissen.

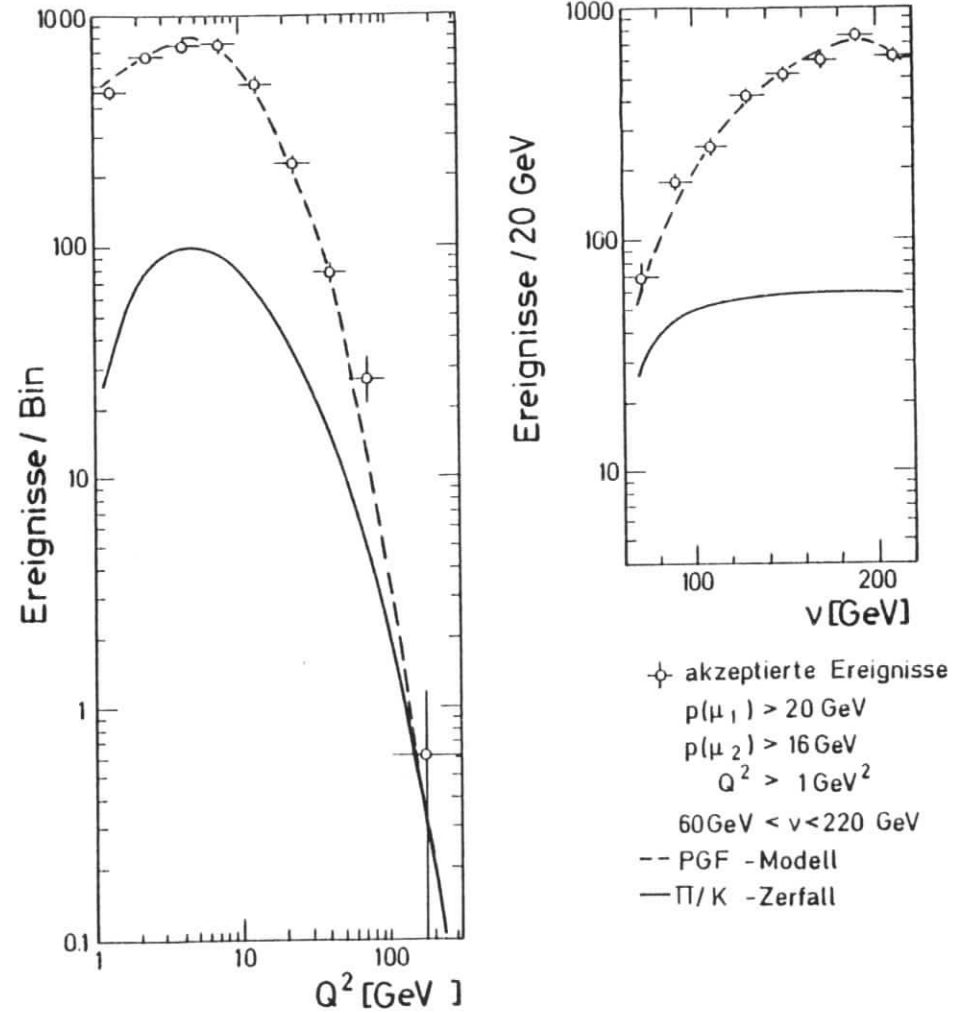


Abb. IV.19 a Q^2 - und ν -Verteilung der akzeptierten Ereignisse

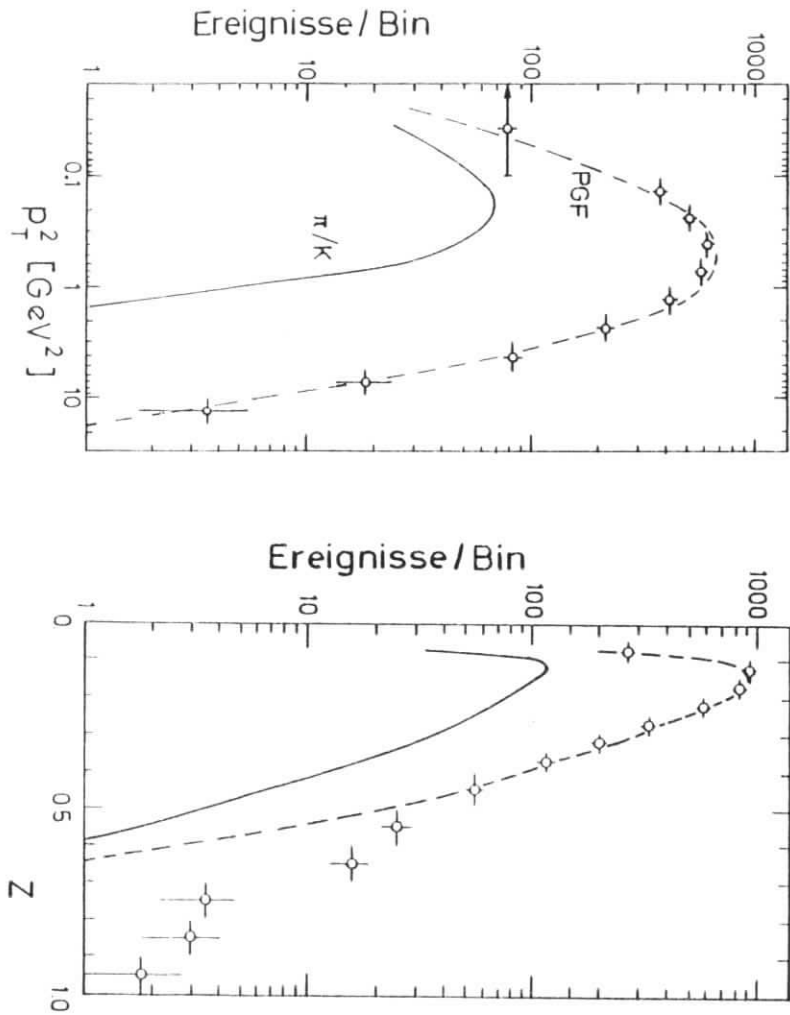


Abb. IV.19 b p_T^2 - und z-Verteilung der akzeptierten Ereignisse

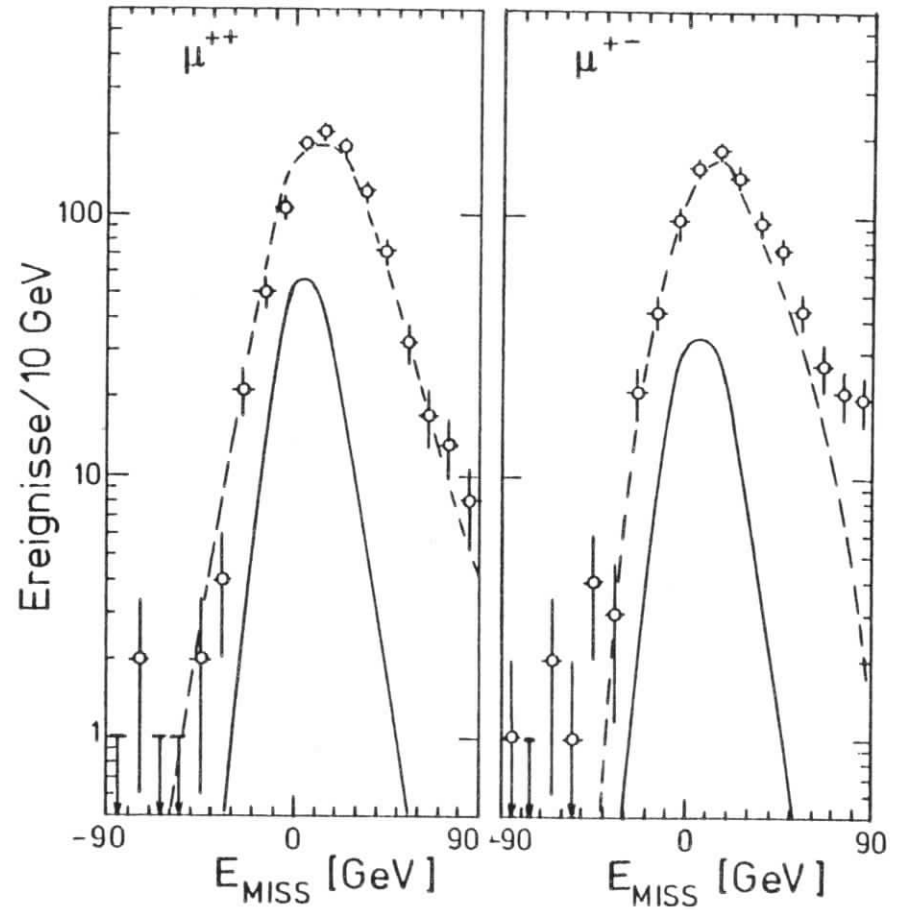


Abb. IV.20 Verteilung der "fehlenden Energie" für akzeptierte Ereignisse

Die Abbildung IV.20 zeigt die Verteilung der "fehlenden Energie" (E_{MISS} , siehe (IV.1)) getrennt für μ^{++} und μ^{+-} - Ereignisse. Für diesen Vergleich wurden zusätzliche Schnitte an den Daten vorgenommen, die ein besser definiertes Kalorimetersignal des STAC-Targets erreichen. So wurde der Vertexschnitt auf $x < -5.0$ verschärft, ein mit minimal ionisierenden Teilchen verträgliches Signal in den letzten beiden STAC-Elementen verlangt, und Meßzeiten, die bei der Eichung des STAC-Kalorimeters große Abweichungen zeigten, wurden ausgeschlossen. Diese Schnitte wurden von 1945 Ereignissen erfüllt. Der Vergleich mit den entsprechend normalisierten Modellen zeigt abermals eine gute Beschreibung der Daten durch das PGF-Modell und große Abweichungen von der Verteilung der π/K - Ereignisse. Die mittlere "fehlende Energie" ist für die Daten deutlich höher als für die π/K - Ereignisse. Eine größere "fehlende Energie" bedeutet Zerfallsprozesse mit größerer Neutrinoenergie und deutet auf schwerere zerfallende Teilchen als π - und K -Mesonen hin. Dies ist also ein direkter Hinweis auf Charme-Produktion. Die μ^{+-} - Ereignisse zeigen für $E_{MISS} > 60$ GeV einen deutlichen Überschuß über die PGF-Vorhersage, der als Rest des Trident-Anteiles verstanden werden kann (siehe Absatz IV.1.1).

Die Abbildung IV.21 zeigt mittlere kinematische Größen (ν, x, W, p_T^2, z und E_{MISS}) aller Ereignisse als Funktion von Q^2 . Die Daten sind als Punkte, das PGF-Modell als durchgezogene und die π/K -Ereignisse als gestrichelte Linie dargestellt. Die Q^2 -Verteilung der Ereignisse ist als Treppenkurve angedeutet. Die einzige Variable, die stark mit Q^2 korreliert ist, ist x . Dies wird durch den relativ kleinen Bereich in ν und die Beziehung $x = Q^2/2 m_p \nu$ verursacht. Die Daten werden fast überall durch das PGF-Modell gut beschrieben. Nur in p_T^2 und in E_{MISS} ergeben sich für große Werte von Q^2 starke Abweichungen. Dies sind auch die beiden einzigen Variablen, in denen die Vorhersagen für π/K - Ereignisse deutlich von denen des PGF - Modelles abweichen. Bei großen Q^2 streben die Daten dem Wert für π/K - Ereignisse zu. Dies ist verträglich mit den unterschiedlichen Q^2 - Verteilungen der beiden Modelle (siehe Abb. IV.19a) und deutet darauf hin, daß bei großen Q^2 ein anwachsender Anteil von π/K - Ereignissen in den Daten enthalten ist. Die Tabelle IV.22 zeigt die über alle Ereignisse gemittelten Werte der diskutierten Variablen für die Daten und die beiden Modelle. Die letzte Spalte enthält ein gemäß der Normalisierung gewichtetes Mittel aus beiden Modellen, welches sehr gut mit den Daten übereinstimmt.

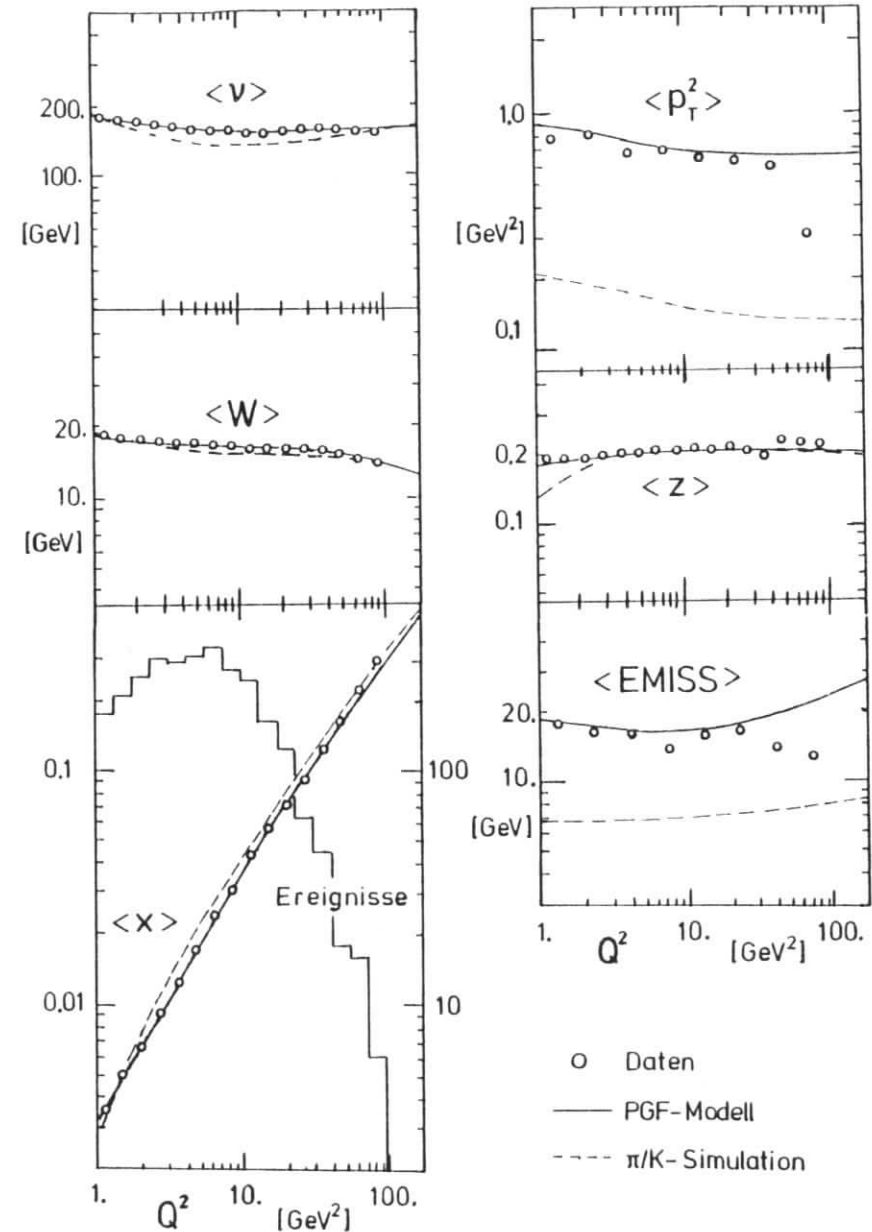


Abb. IV.21 Q^2 -Entwicklung von mittleren kinematischen Größen

		Daten	PGF	π/K	$0.86 \cdot \text{PGF} + 0.14 \cdot \pi/K$
Ereignisse		2866	21733	5155	
$\langle Q^2 \rangle$	GeV ²	8.0 ± 0.3	8.0 ± 0.1	9.6 ± 0.3	8.2
$\langle v \rangle$	GeV	163. ± 4.	162. ± 2.	145. ± 5.	160.
$\langle w \rangle$	GeV	17.1 ± 0.5	17.1 ± 0.2	16.0 ± 0.5	17.0
$\langle x \rangle$		0.029 ± 0.001	0.029 ± 0.0004	0.040 ± 0.001	0.030
$\langle z \rangle$		0.209 ± 0.006	0.204 ± 0.003	0.200 ± 0.006	0.203
$\langle p_T^2 \rangle$	GeV ²	0.71 ± 0.03	0.76 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.68
$\langle E_{\text{MISS}} \rangle$	GeV	15.8 ± 0.6	17.1 ± 0.3	6.9 ± 0.4	15.7

Tab. IV.22 Mittlere kinematische Größen

Die bisherigen Vergleiche der Daten mit den Modellen zeigen, daß die Dimyon-Ereignisse mit dem Modell der Charme-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion und mit einer kleinen Beimischung von π/K -Ereignissen (14 %) beschrieben werden können. Vor der Berechnung von Wirkungsquerschnitten im Kapitel V soll noch versucht werden, die Fragmentierungsfunktion $D(z^{\text{FRAG}})$ durch Anpassung an die Daten zu bestimmen (siehe Abs. IV.2.2). Die Variable z^{FRAG} beschreibt den Energie- oder Impulsübertrag vom fragmentierenden Quark auf das entstehende Charme-Meson. Experimentatoren an Speicherringen benutzen üblicherweise das Schwerpunktsystem der Reaktion (CM), welches bei der Dimyon-Produktion dem Ruhesystem $\gamma\gamma$ und $c\bar{c}$ entspricht:

$$\begin{aligned} z^{\text{FRAG}} &= E_D / E_C \Big|_{\text{CM}} = : z_{\text{CM}}^E \\ P_D / P_C \Big|_{\text{CM}} &= : z_{\text{CM}}^P \end{aligned} \quad (IV.15)$$

Bei Experimenten mit festem Target ist ein weiteres ausgezeichnetes Bezugssystem das Ruhesystem des an der Reaktion beteiligten Nukleons, also das Laborsystem (LAB):

$$z^{\text{FRAG}} = E_D / E_C \Big|_{\text{LAB}} = : z_{\text{LAB}}^E \approx z_{\text{LAB}}^P \quad (IV.16)$$

Da experimentell nur die Myonimpulse bekannt sind, kann die Fragmentierungsfunktion nicht direkt gemessen werden. Es ist aber möglich, bei den PGF-Modellrechnungen den Einfluß von $D(z^{\text{FRAG}})$ auf die z -Verteilung der Zerfallsmyonen zu untersuchen.

$$z_\mu := E_{\mu 2} / v \Big|_{\text{LAB}} \quad (IV.17)$$

Die Abbildung IV.23a zeigt die z_μ -Verteilung der Zerfallsmyonen nach Subtraktion des π/K -Anteils. Zur Anpassung wurde nur der Bereich $z < 0.4$ benutzt, da oberhalb dieses Wertes größere Beiträge der nicht abgetrennten Trident-Ereignisse vorhanden sind. In einem MINUIT-Fit wurde versucht, verschiedene analytische Ansätze der Fragmentierungsfunktion an diese Verteilung anzupassen. Da die absolute Normierung der Modellvorhersage auch von anderen Parametern abhängt (z.B. Λ , BR), wurde das Modell jeweils auf die Daten normiert. Der einfache Exponentialansatz

$$\begin{aligned} D(z^{\text{FRAG}}) &\propto e^\alpha \cdot z^{\text{FRAG}} \\ z^{\text{FRAG}} &= P_D / P_C \Big|_{\text{LAB}} \end{aligned} \quad (IV.18)$$

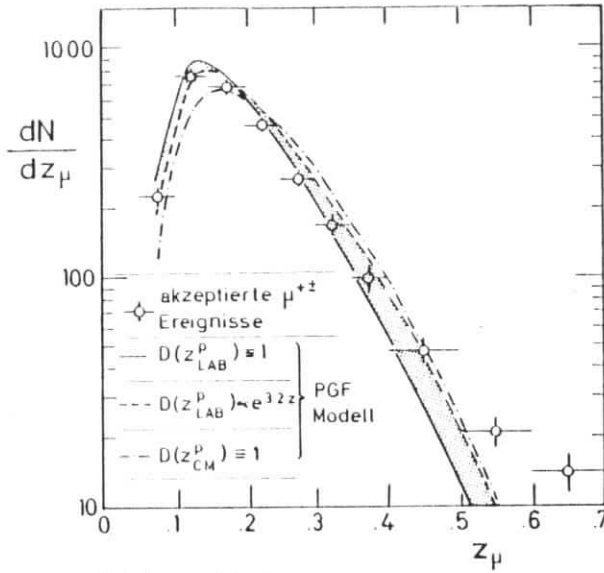
zeigt ein stabiles Minimum bei $\alpha = 1.6 \pm 0.6$ und konsistente Resultate für μ^{++} - und μ^{+-} -Ereignisse. Die Variation anderer unsicherer Modellparameter, im wesentlichen der Gluonverteilung, ergibt zusätzlich zum statistischen Fehler einen systematischen Fehler, so daß das Resultat lautet:

$$D(z^{\text{FRAG}}) \propto e^{(1.6 \pm 1.6)} \cdot z^{\text{FRAG}} \quad (IV.19)$$

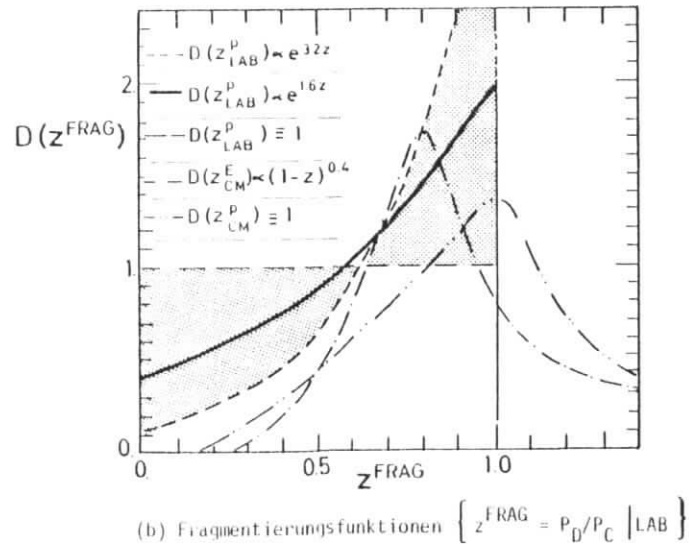
Die Normierung der integrierten Fragmentierungswahrscheinlichkeit auf eins ergibt:

$$D(z^{\text{FRAG}}) = \begin{cases} 0.14 \cdot e^{3.2 \cdot z} \\ 0.40 \cdot e^{1.6 \cdot z} \\ 1.0 \end{cases} \quad (IV.20)$$

Andere Ansätze als (IV.18) führen ebenfalls auf Resultate, die große Impulsüberträge bevorzugen. Die Daten sind völlig unempfindlich auf den Verlauf von $D(z)$ für kleine Impulsüberträge, da keine Ereignisse mit $z^{\text{FRAG}} < 0.2$ akzeptiert werden (siehe Abb. IV.16). Die drei Kurven aus (IV.20) sind in der Abbildung



(a) Myonspektrum



(b) Fragmentierungsfunktionen $\left\{ z^{FRAG} = p_D/p_C \Big|_{LAB} \right\}$

Abb. IV.23 Anpassung der Fragmentierungsfunktion

IV.23b dargestellt, und der Bereich zwischen den beiden Extremkurven ist in Abb. IV.23a und b als gepunktete Fläche unterlegt. Der Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, daß die z -Verteilung des Zerfallsmyons relativ unempfindlich auf starke Änderungen der Fragmentierungsfunktion reagiert. Die Vorgabe des primären Prozesses durch die Annahme der Photon-Gluon-Fusion bestimmt das Impulsspektrum der fragmentierenden c -Quarks, welches das z_μ -Spektrum bereits so weit festlegt, daß die Fragmentierung nur noch geringe Änderungen bewirkt.

Der in der vorangegangenen Dimyon-Analyse [EMC 80/2] benutzte Ansatz $D(z_{CM}^p) = 1$ ist auch in Abb. IV.23 gezeigt. Die Annahme der flachen Fragmentierung im $c\bar{c}$ -Ruhesystem führt nach der Lorentztransformation in das Laborsystem zu Werten $z_{LAB}^p > 1$, das heißt $p_D > p_C$. Dies wird durch rückwärts produzierte Quarks verursacht, deren Charme-Meson im $c\bar{c}$ -Ruhesystem langsamer, im Nukleon-Ruhesystem LAB jedoch schneller ist als das fragmentierende Quark. Dieser Prozeß kann im Laborsystem als "Beschleunigung durch die Fragmentierung" verstanden werden. Die bessere Statistik dieser Analyse schließt in der z_μ -Verteilung eine derartige Fragmentierung als zu hart aus. Der in der Analyse [BFP 80] von e^+e^- -Messungen [RAP 79] übernommene Ansatz $D(z_{CM}^E) \propto (1-z)^{0.4}$ mit $z_{CM}^E = E_D / E_C \Big|_{CM}$ ist ebenfalls in Abb. IV.23 auf das Laborsystem umgerechnet worden und ist etwas härter als die obere Grenze der Anpassung an die Daten ($e^{3.2z}$).

Die Anpassung der Fragmentierungsfunktion an die Daten mit dem Ergebnis (IV.16) darf nicht als selbständiges Resultat betrachtet werden, denn es gilt nur unter der Annahme der Photon-Gluon-Fusion. Ein "struck-quark"-artiger Produktionsmechanismus der Charme-Quarks hätte ein erheblich härteres Impulsspektrum der Quarks zur Folge und würde eine entsprechend weichere Fragmentierung zur Beschreibung der Myonspektren erfordern (siehe auch Diskussion auf Seite 103).

Eine weitere Anpassung des Fragmentierungsprozesses an die Daten wurde durch die Annahme eines normalverteilten Querimpulses bei der Fragmentierung mit $\sqrt{\langle p_T^{FRAG^2} \rangle} = 0.4 \text{ GeV}$ vorgenommen. Da jedoch bereits der Photon-Gluon-Prozeß und der Zerfall relativ große Querimpulse generieren ($\langle p_T^2 \rangle = 0.7 \text{ GeV}^2$) und die Daten gut beschreiben, ist diese Ergänzung nicht wesentlich.

Zusammenfassend kann festgestellt werden:

- Die Daten können in allen Verteilungen gut beschrieben werden als Summe von 14 % μ/K - und 86 % PGF-Ereignissen.
- Die Normierung des μ/K -Anteiles entspricht der absoluten Voraussage, die allerdings gewisse Unsicherheiten enthält (Abs. IV.2.1).
- Auch bei freier Normierung könnten die μ/K -Ereignisse die Daten nicht beschreiben, da sie zu kleine p_T und zu kleine E_{MISS} aufweisen. Beides deutet auf zerfallende schwerere Teilchen hin.
- Die Normierung des PGF-Modelles liegt im Rahmen der Unsicherheiten der Parameter (Abs. IV.2.2, Diskussion in Abs. V.2).
- Eine Anpassung der Parameter des PGF-Modelles an die Daten wurde in der Fragmentierungsfunktion $D_C^D(z)$ als Anpassung an die z -Verteilung und in der Größe des Fragmentierungs- p_T ($= 0.4$ GeV) als Anpassung an die p_T -Verteilung vorgenommen. Die Einflüsse dieser Parameter des Fragmentierungsprozesses sind jedoch klein gegenüber der Dynamik des Photon-Gluon-Fusionsprozesses.
- Deutliche Abweichungen der Daten von der Summe der beiden Modelle liegen für μ^+ -Ereignisse bei großem z und großer E_{MISS} vor. Diese sind verträglich mit dem nicht abgetrennten Rest des Trident-Anteiles (siehe Abs. IV.1.1).

Die weitere Analyse wird den Anteil der μ/K -Ereignisse von den Daten differenziell subtrahieren und das PGF-Modell zur Akzeptanzberechnung benutzen.

V. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Alle bisher diskutierten Verteilungen der gemessenen Dimyon-Ereignisse zeigen Zählraten von Ereignissen. Sie sind das Produkt der physikalischen und apparativen Abhängigkeiten von den jeweiligen kinematischen Variablen. Dadurch sind keine direkten Vergleiche mit den Ergebnissen anderer Experimente möglich, und beim Vergleich mit Modellvorhersagen muß die benutzte Apparatur und Analyse vollständig simuliert werden. Dies ist im Absatz IV.3 für zwei Modelle durchgeführt worden. Eine von der benutzten Apparatur unabhängige Darstellung der Ergebnisse erreicht man durch die Umrechnung auf Wirkungsquerschnitte. Die Zusammenhänge sind in der Abb. V.1 angedeutet.

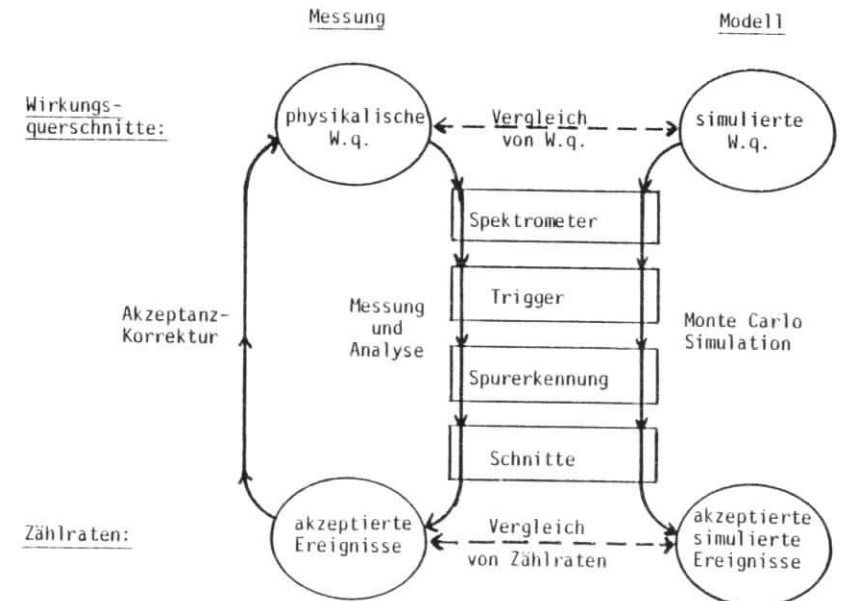


Abb. V.1 Wirkungsquerschnitte und Zählraten

Man erhält als physikalischen Wirkungsquerschnitt:

$$\text{phys. W.q.} = \frac{\text{produzierte Ereignisse}}{\text{Luminosität}} = \frac{\text{akzeptierte Ereignisse} \cdot (\text{Akzeptanz})^{-1}}{\text{Luminosität}} \quad (\text{V.1})$$

$$\text{Akzeptanz} = \frac{\text{akzeptierte simulierte Ereignisse}}{\text{produzierte simulierte Ereignisse}}$$

Die Durchführung dieser "Akzeptanzkorrektur" ist im Absatz V.1 dargestellt. Der Absatz V.2 behandelt die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Dimyon-Produktion und vergleicht sie mit verschiedenen Modellen der Charme-Produktion. Im Absatz V.3 werden dann die Myon- und im Absatz V.4 die Photon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion diskutiert. Abschließend wird im Absatz V.5 die Strukturfunktion F_2 für Charme-Produktion berechnet.

V.1 Akzeptanzkorrektur

Nach (V.1) ist die Akzeptanz das Verhältnis der akzeptierten zu den produzierten Ereignissen. Sie wird ermittelt durch die Monte-Carlo Simulation aller bei der Messung und Analyse vorkommenden Reduktionen. Dieses sind die geometrische Akzeptanz des Spektrometers, das Ansprechvermögen und die Totzeit der Detektoren, die Reduktion durch die Triggerlogik, Verluste bei der Spurerkennung und kinematische Schnitte.

Bezüglich der Generierung der Ereignisse, für die man die Akzeptanz bestimmt, gibt es zwei unterschiedliche Methoden. Die üblicherweise benutzte Methode generiert simulierte Ereignisse, die möglichst gut der vermuteten kinematischen Verteilung der untersuchten Ereignisse entsprechen. Dies setzt eine gewisse Kenntnis des Produktionsmechanismus voraus. Die zweite Methode verzichtet darauf und benutzt die Verteilung der akzeptierten Ereignisse. Für jedes gemessene Ereignis wird eine individuelle Akzeptanz bestimmt, indem unter Beibehaltung der Invarianten $(Q^2, \nu, p_T^2, z, \phi)$ die Lage des Ereignisses im Spektrometer variiert wird (Vertexposition, Strahldivergenz, Strahlenergie, Azimutwinkel des gestreuten Myons). Die zweite Methode wurde bei einer früheren Analyse von Dimyon-Ereignissen benutzt [EMC 80/2]. Sie hat den Vorteil der Modellunabhängigkeit, und bei relativ wenig akzeptierten Ereignissen erfordert sie weniger Rechenzeit als die Standardmethode, da die Akzeptanz nur für gemessene Ereignisse bestimmt wird und dadurch weniger Ereignisse generiert

werden. Ein großer Nachteil ist die schlechte Oberdeckung von kinematischen Bereichen, in denen der Detektor eine kleine Akzeptanz hat oder sehr kleine Querschnitte vorliegen. Dies führt zu großen statistischen Unsicherheiten.

Für die vorliegende Analyse entfällt der Vorteil der geringeren Rechenzeit, da eine höhere Statistik vorliegt. Außerdem hat das letzte Kapitel gezeigt, daß die gesehenen Dimyonereignisse sowohl in der Rate als auch in den differentiellen kinematischen Verteilungen gut durch das Photon-Gluon-Fusionsmodell der offenen Charme-Produktion beschrieben werden. Deshalb wird die übliche Methode der Akzeptanzkorrektur mit dem PGF-Modell als Ereignisgenerator benutzt.

Die Abbildung V.2 zeigt den Datenfluß der Analyse aufgeteilt in die drei Kanäle Daten, π/K -Zerfälle und PGF-Modell. Für den Datenkanal ist dies eine Fortsetzung der Abb. III.1. Die Struktur des π/K -Kanals wurde bereits im Absatz IV.2.1 beschrieben. Mit dem PGF-Modell ("MC-QCD" in Abb. V.2) werden etwa 2 600 000 physikalische Ereignisse simuliert. Die Parameter des Modelles sind die im Absatz IV.2.2 diskutierten und in der Tabelle IV.16 angegebenen Werte. Die Generierung erfolgt flach in ν , $\cos \theta_C$ und ϕ_C , proportional zu $1/Q^2$ und proportional zu $\exp(-12 \eta)$. Dadurch folgt die Generierung bereits in etwa dem Verlauf des Wirkungsquerschnittes und die Streuung der Gewichtungsfaktoren der einzelnen Ereignisse ist relativ klein. Die $1/Q^2$ -Generierung reduziert gegenüber der noch besser angepaßten $1/Q^4$ -Generierung die statistischen Fluktuationen bei sehr großen Werten von Q^2 . In allen Variablen wird der gesamte kinematisch zulässige Bereich benutzt, nur Q^2 wird in Grenzen generiert: $Q^2 = 0.03 \text{ GeV}^2$ bis 200 GeV^2 . Die obere Grenze wird statistisch nicht erreicht und die untere Grenze wird durch den kinematischen Schnitt $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ für akzeptierte Ereignisse gerechtfertigt. Durch Strahlungskorrekturen, Vielfachstreuung im Target, Spektrometerauflösung und falsche Entscheidungen bei der Definition des gestreuten Myons können Ereignisse mit einem generierten Q^2 unter 1 GeV^2 ein "gemessenes" Q^2 über 1 GeV^2 erhalten und somit akzeptiert werden. Dies ist der Fall für 15 % der akzeptierten μ^{+-} - und 19 % der μ^{++} -Ereignisse. Nur 1.5 % der akzeptierten μ^{+-} - und 1.6 % der μ^{++} -Ereignisse haben ein generiertes Q^2 unter 0.1 GeV^2 .

Für die derart generierten Ereignisse werden differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt und durch Simulation der Fragmentierung und des Zerfalls

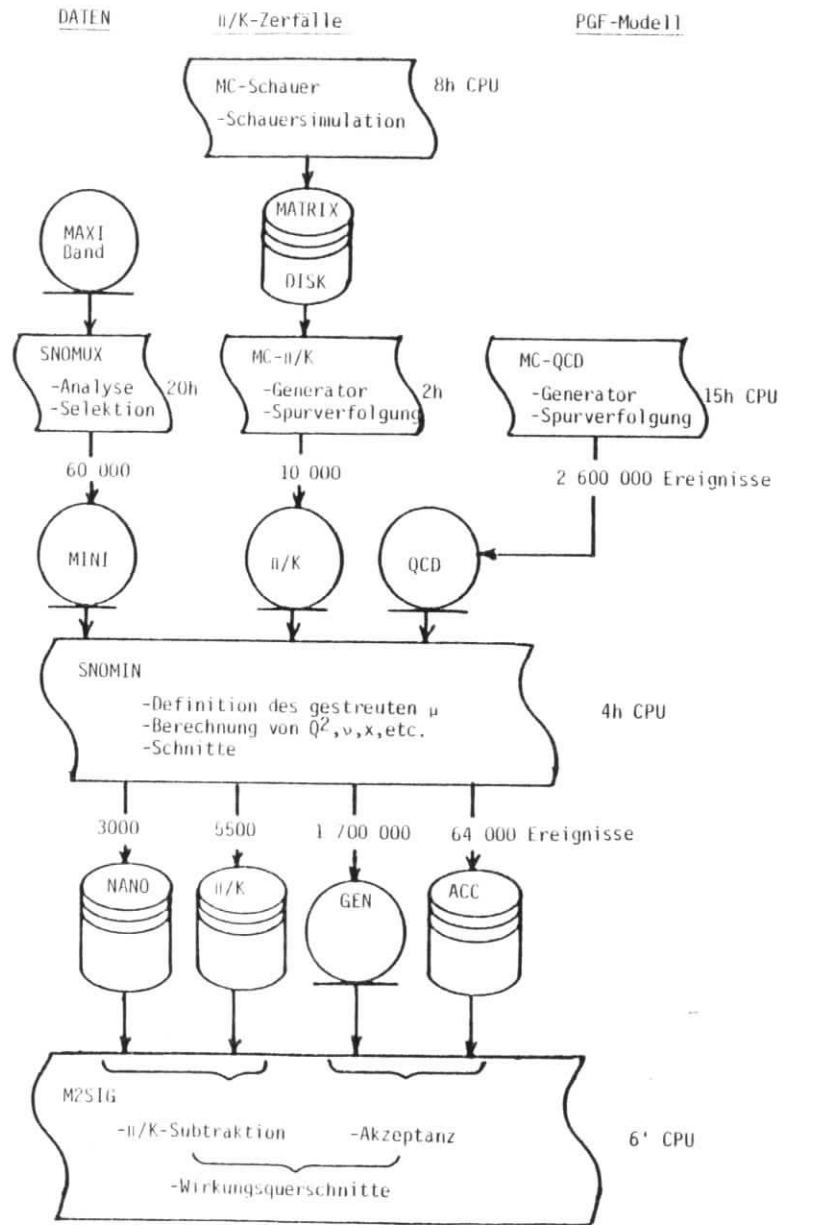


Abb. V.2 Datenfluß der Auswertung

(siehe Abs. IV.2.2) das zweite Myon berechnet. Die Spurverfolgung durch das Spektrometer entscheidet dann für jedes Ereignis, ob es akzeptiert wird. Alle generierten Ereignisse werden auf einer Datei zwischengespeichert.

Der nächste Programmschritt ("SNOMIN" in Abb. V.2) ist einheitlich für alle drei Kanäle und führt die in Abs. IV.1 beschriebenen kinematischen Definitionen und Schnitte durch. Die verbleibenden Ereignisse werden in einem stark komprimierten Format auf eine letzte Generation von Dateien geschrieben. Dies sind etwa 3000 Daten-, 5500 μ/K - und 64000 akzeptierte PGF-Ereignisse. Die vierte Datei enthält 1 700 000 generierte PGF-Ereignisse, die ein generiertes Q^2 über 1 GeV^2 hatten. Diese Datei enthält für alle Ereignisse statt der vom Detektor "verschmierten" Variablen die generierten Werte. Durch Division von Verteilungen der Ereignisse der "ACC"- und "GEN"-Datei erhält man gemäß (V.1) die Akzeptanz in jeder gewünschten Variablen. Der Vorteil dieser Programmstruktur ist, daß man sich bei der CPU-intensiven Generierung und Spurverfolgung von Ereignissen noch nicht festzulegen braucht, in welchen Variablen und mit welcher Auflösung man später die Akzeptanz ermitteln will. Außerdem können Variationen von Modellparametern, die lediglich ein verändertes Gewicht des einzelnen Ereignisses bedeuten (z.B. $\lambda, \alpha_s(Q^2), D(z), G(n)$), beim letzten Programmschritt ("M2SIG") durchgeführt werden, der nur sehr wenig Rechenzeit benötigt.

Die Abbildung V.3 zeigt die Akzeptanz als Funktion der wichtigsten Variablen (Q^2, x, v, p_T^2 und z). Es sind jeweils zwei Funktionen dargestellt. Die untere Funktion ist die Akzeptanz bezüglich aller generierten Ereignisse mit $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, sie beträgt im Mittel 2.9 %. Die obere Funktion bezieht sich auf alle generierten Ereignisse innerhalb von Schnitten:

$$\begin{aligned}
 & Q^2 > 1 \text{ GeV}^2 \\
 & 60 \text{ GeV} < v < 220 \text{ GeV} \\
 & p_{\mu 2} > 16 \text{ GeV}
 \end{aligned}
 \tag{V.2}$$

Durch den Schnitt in $p_{\mu 2}$ verzichtet man auf die Extrapolation in den Bereich kleiner Impulse des Zerfallsmyons, in dem große Wirkungsquerschnitte vorliegen, das Spektrometer jedoch keine Akzeptanz hat. Die mittlere Akzeptanz innerhalb dieser Schnitte ist auch erheblich größer, sie beträgt 17.5 %.

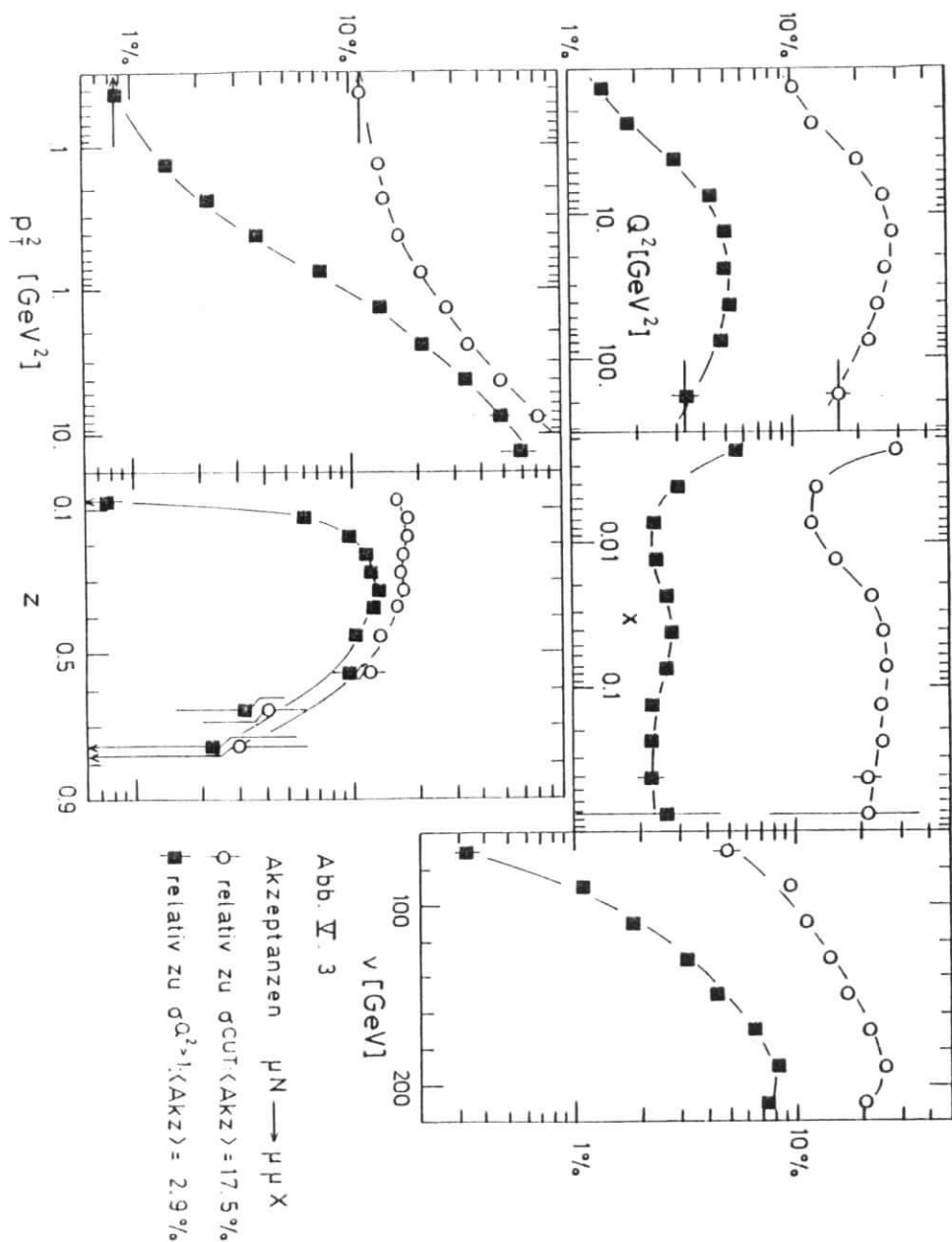


Abb. 3

Der Verlauf beider Akzeptanzen ist in Q^2 ansteigend bis etwa $Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$ und dann abfallend. Der Abfall bei kleinem Q^2 ist auf das Strahlloch und der bei großem Q^2 auf die äußere Abmessung des Spektrometers zurückzuführen. Dieser Verlauf ist andeutungsweise auch in x zu sehen. Der plötzliche Anstieg bei $x < 0.004$ ist die Wirkung des $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ Schnittes, der bei extrem kleinem x große Werte von ν erzwingt. Der steile Anstieg mit ν ist eine Folge des mit ν wachsendem Impuls des zweiten Myons. Für die "Akzeptanz in Schnitten" (obere Kurve) ist der Anstieg schwächer. Analog ist die Situation in z . Der Abfall bei großem z wird durch die Schnitte in E_{STAC} und $p_{\mu 1}$ erzwungen. Der steile Anstieg in p_T^2 ist korreliert mit dem Anstieg in z und ν , da große Querimpulse bevorzugt bei Zerfallsmyonen mit großem Impuls auftreten. Die Akzeptanz in ϕ (Azimutwinkel, (I.7)) ist fast flach und nicht in der Abbildung dargestellt.

V.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Dimyon-Produktion

In diesem Absatz werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\mu N + \mu\mu X$ berechnet. Dazu wird der als Untergrundprozeß erkannte (Abs. IV.3) und simulierte Prozeß $\mu N + \mu \pi/K X + \mu\mu X$ (Abs. IV.2.1) differentiell von den Daten subtrahiert und danach die Akzeptanzkorrektur wie im letzten Absatz dargestellt durchgeführt. Beides geschieht in dem letzten Analyseprogramm M2SIG (siehe Abb. V.2).

Es werden zwei verschiedene Wirkungsquerschnitte betrachtet, ein Wirkungsquerschnitt innerhalb von Schnitten (σ^{CUT}) und der totale Wirkungsquerschnitt oberhalb von $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ ($\sigma^{Q^2 > 1}$). Die Schnitte für σ^{CUT} sind bereits als (V.2) definiert worden. Sie enthalten als wesentlichen Unterschied zu $\sigma^{Q^2 > 1}$ den Schnitt $p(\nu_2) > 16 \text{ GeV}$. Dadurch vermeidet man bei der Berechnung von σ^{CUT} die große Extrapolation in das nicht gemessene Gebiet kleiner Impulse des produzierten Myons. Deshalb sind die auf Modellparameter bei der Akzeptanzkorrektur zurückzuführenden systematischen Fehler für σ^{CUT} ($\pm 4\%$) erheblich kleiner als für $\sigma^{Q^2 > 1}$ ($\pm 32\%$). Der große systematische Fehler für $\sigma^{Q^2 > 1}$ wird dominiert von der Unsicherheit der Fragmentierungsfunktion $D(z)$, die natürlich den Anteil der Ereignisse mit $p(\nu_2) > 16 \text{ GeV}$ sehr stark beeinflusst. Alle systematischen Fehler sind in der Tabelle V.4 aufgelistet. Die quadratisch addierten Fehler ergeben für σ^{CUT} insgesamt $\pm 11\%$ als systematischen Fehler. Er wird dominiert von den Fehlern der Korrekturen (π/K -Abzug, Tridents, ν_{SCATT}) (8%) und der apparativen Akzeptanz (Spurverfolgung, Ansprechwahrscheinlichkeiten) (6%). Die Unsicher-

heiten in der Bestimmung der Luminosität (4 %) und in den Modellparametern (4 %) tragen wenig zum systematischen Fehler bei.

	systematische Fehler für	
	σ^{CUT}	$\sigma^{Q^2 > 1}$
Luminosität: -Strahl -Target	$\pm 3\%$ } $\pm 4\%$ $\pm 3\%$ }	$\pm 3\%$ } $\pm 4\%$ $\pm 3\%$ }
Akzeptanz: -Modellparameter PGF-Modell ($\alpha_s, m_c, G(x)$) Fragmentierung ($D(z)$) Zerfall (BR)	$\pm 3.5\%$ } $\pm 4\%$ $\pm 1\%$ } -	$\pm 13\%$ } $\pm 32\%$ $\pm 25\%$ } $\pm 15\%$ }
-Spurverfolgung u. Trigger -Ansprechwahrscheinlichkeiten	$\pm 5\%$ } $\pm 6\%$ $\pm 4\%$ }	$\pm 5\%$ } $\pm 6\%$ $\pm 4\%$ }
Korrekturen: - μ^{SCATT} -Definition -Tridents, PØH5-Veto - π/K -Abzug	$\pm 0.5\%$ } $\pm 8\%$ $\pm 4\%$ } $\pm 7\%$ }	$\pm 0.5\%$ } $\pm 8\%$ $\pm 4\%$ } $\pm 7\%$ }
Summe	$\pm 11\%$	$\pm 34\%$

Tabelle V.4 Systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte

Deshalb werden in diesem Absatz die praktisch modellunabhängigen σ^{CUT} -Querschnitte diskutiert. Der integrierte Wirkungsquerschnitt beträgt 0.0513 nb. Bei Aufteilung der Daten in $\mu^+ \mu^-$ - und $\mu^+ \mu^+$ -Ereignisse weichen die Resultate um $\pm 6\%$ vom Mittelwert ab. Dabei ist der Querschnitt für $\mu^+ \mu^+$ -Produktion größer als der für $\mu^+ \mu^-$ -Produktion. Der differentielle Vergleich zeigt jedoch keine auffälligen Unterschiede zwischen $\mu^+ \mu^+$ und $\mu^+ \mu^-$. Da außerdem der Anteil am systematischen Fehler (Tab. V.7), der ladungsabhängig sein kann, etwa $\pm 5\%$ beträgt, betrachten wir die beiden Ereignisklassen als miteinander verträglich und behandeln sie gemeinsam.

Die Abbildung V.5 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte innerhalb der Schnitte (V.2) als Funktion von ν , Q^2 , x , p_T^2 und z . Die dargestellten Fehlerbalken enthalten nur den statistischen Fehler der Daten, der π/K -Subtraktion und der Akzeptanzkorrektur. Die Tabelle A.3.1 (im Anhang 3) enthält die differentiellen Verteilungen der Zählraten (nach π/K -Abzug), der Akzeptanz und des Wirkungsquerschnittes σ^{CUT} als Funktion derselben Variablen ν , Q^2 , x , p_T^2 und z . In der Beschriftung der Tabelle ist die jeweilige Variable als ψ und deren Einheit als $[\xi]$ bezeichnet. In der zweiten Spalte sind nicht die Bin-Mitten, sondern die Bin-Grenzen angegeben.

Es sind drei verschiedene Modelle gerechnet worden. Als gestrichelte Kurve ist das Photon-Gluon-Fusionsmodell (PGF) eingezeichnet (siehe Absatz IV.2.2, [LEV 78, GLU 79], Standardparameter gemäß Tabelle IV.16). Die Strich-Punkt Linie zeigt den alten Ansatz eines Charme-Sees $c(x)$ im Nukleon, der über ein vom Photon getroffenes "struck-quark" (SQ) im Sinne des naiven Quark-Parton-Modelles zur Charme-Produktion führt (siehe Absatz I.3). Das gerechnete Modell benutzt Parametrisierungen von $c(x)$, die durch QCD-Anpassungen an inklusive ep (SLAC) und μp (FNAL) Daten ermittelt wurden [BUR 78]. Das dritte Modell (durchgehende Linie) ist das "intrinsic charm" Modell (IC). Es ist nicht alternativ zu anderen Modellen gedacht, sondern beschreibt nur eine langlebige, "intrinsic" Charme Komponente $c(x)$, die zusätzlich zum "extrinsic" Charme des PGF-Modelles existieren könnte (siehe Absatz I.3, [BRO 80, BRO 81]). Die Normalisierungen aller Modelle sind absolut, wobei im Falle des IC-Modelles ein 1 % Anteil der harten $c(x)$ -Komponente an der Partonverteilung im Nukleon angenommen wurde.

Der Vergleich der experimentellen Querschnitte mit denen der drei Modelle zeigt, daß sie im allgemeinen gut durch das PGF-Modell beschrieben werden. Dies haben wir bereits im Absatz IV.3 an den Ereignisverteilungen gesehen. Das SQ-Modell liefert einen zu großen Querschnitt, eine etwas flachere ν -Verteilung und deutlich größere mittlere Q^2 und x . Der Abfall bei großem Q^2 und x ist deutlich steiler als bei den Daten, sodaß auch ein in der Normalisierung angepaßtes SQ-Modell diese Verteilungen nicht beschreiben könnte. Die p_T^2 -Verteilung bricht bei $p_T^2 = 1 \text{ GeV}^2$ praktisch ab und beschreibt nicht die in den Daten gesehenen Ereignisse mit großem p_T . Auch durch den Ansatz eines k_T des c -Quarks könnte dies nicht vollständig angepaßt werden. Das PGF-Modell erhält die großen Werte von p_T durch die Querkomponente des harten Prozesses $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. Ein derartiger Mechanismus fehlt aber jeglichem "struck-quark" Modell. In der z -Verteilung ist das SQ-Modell härter als die Daten, aber das könnte durch eine weichere Frag-

mentierung kompensiert werden. Die Anpassung der Fragmentierung an die Daten wurde ja mit dem PGF-Modell vorgenommen. Für $z > 0.8$ kann kein Wirkungsquerschnitt mehr angegeben werden, da die Akzeptanzkorrektur dort keine generierten Ereignisse mehr enthält.

Das IC-Modell verhält sich in p_T^2 und z sehr ähnlich zum SQ-Modell, nur daß es in z noch etwas härter ist. Diese Ähnlichkeit ist verständlich, da beide Modelle denselben Mechanismus benutzen, nur mit anderen $c(x)$ Verteilungen. Deshalb unterscheiden sie sich auch stark in Q^2 und v . Trotz des viel kleineren totalen Querschnittes liegt das IC-Modell bei großem Q^2 über den anderen Modellen. Da es außerdem mit v fällt, erwartet man den größten Beitrag des IC-Modelles bei großen Werten von $x = Q^2/2mv$. Dieser Effekt wurde bereits untersucht und veröffentlicht [EMC 81/3]. Die Abbildung V.6 zeigt speziell den Bereich großer x mit einer linearen Skala in x und einer kleineren Binbreite als in Abb. V.5(b). Das PGF-Modell in dieser Abbildung wurde mit etwas anderen Parametern gerechnet ($m_c = 1.35 \text{ GeV}$, $\lambda = 0.3 \text{ GeV}$).

Bei einer Anpassung der Summe der beiden Modelle (PGF + IC) an die Daten ergeben sich bei freier Normalisierung beider Modelle folgende Resultate für den Anteil des "intrinsic charm" im Nukleon:

$$\begin{aligned} \lambda &= (0.12 \pm 0.12) \% \\ \lambda &< 0.28 \% \text{ (90 \% CL)} \end{aligned} \quad (V.3)$$

Die Modellrechnung IC benutzt das in [BRO 81] gegebene $c(x)$ ohne jede Q^2 -Entwicklung $c(x, Q^2)$ und ohne Schwellenfaktoren, die ein langsames Ansteigen der Charm-Produktion erzwingen könnten. Die Berücksichtigung dieser Effekte führt zu kleineren IC-Vorhersagen bei großen x . Ein maximal Q^2 -entwickeltes IC-Modell [PHI 81] ist als ICE in der Abbildung V.6 dargestellt. Es führt zu höheren Werten von λ :

$$\begin{aligned} \lambda &= (0.28 \pm 0.24) \% \\ \lambda &< 0.59 \% \text{ (90 \% CL)} \end{aligned} \quad (V.4)$$

Ein Schwellenfaktor der Form $(1 - \frac{W_{th}^2}{W^2})^n$ [ROY 81/2] würde $n = 7$ benötigen, um die Verträglichkeit eines IC-Anteils von 1 % mit den Daten zu erreichen.

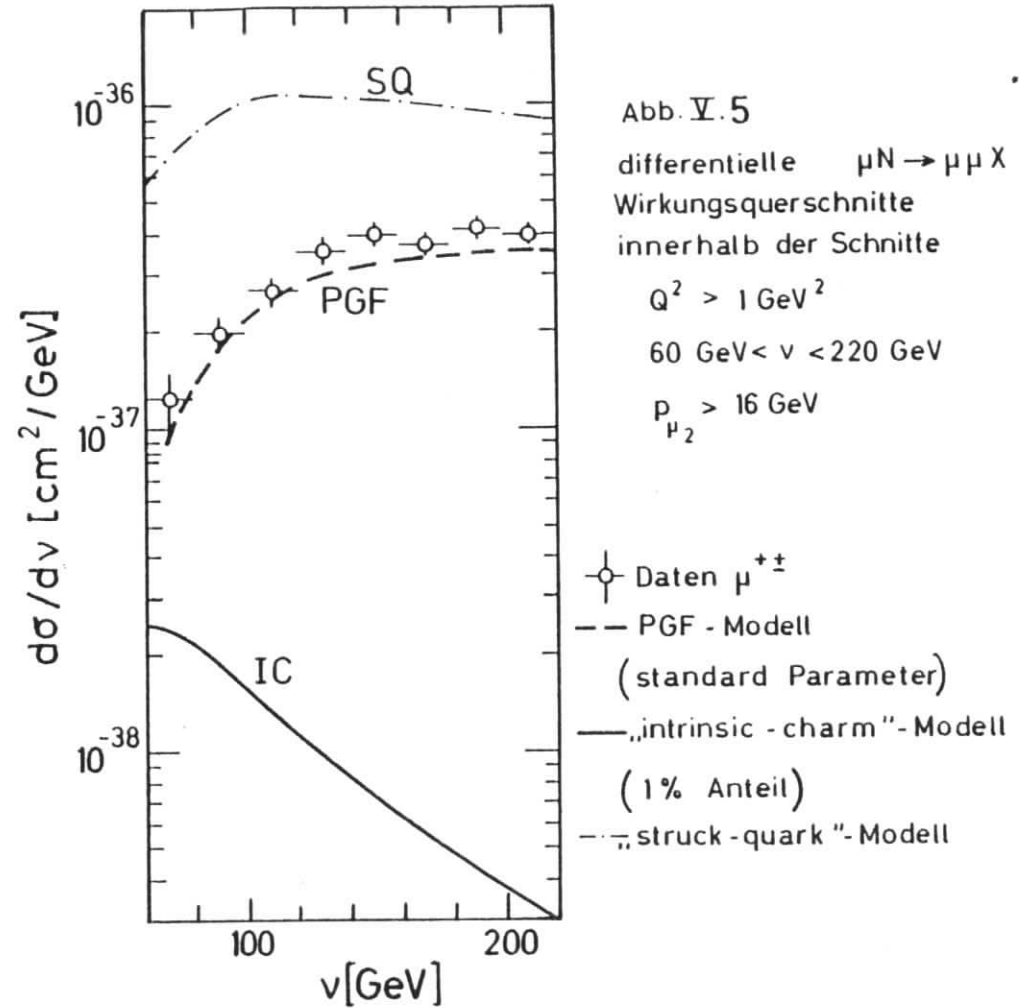


Abb. V.5
differentielle $\mu N \rightarrow \mu \mu X$
Wirkungsquerschnitte
innerhalb der Schnitte

$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$
 $60 \text{ GeV} < v < 220 \text{ GeV}$
 $p_{\mu_2} > 16 \text{ GeV}$

- \circ Daten $\mu^{+\pm}$
- PGF - Modell
(standard Parameter)
- „intrinsic - charm“-Modell
(1% Anteil)
- „struck - quark“-Modell

Abb. V.5(a) v - Verteilung

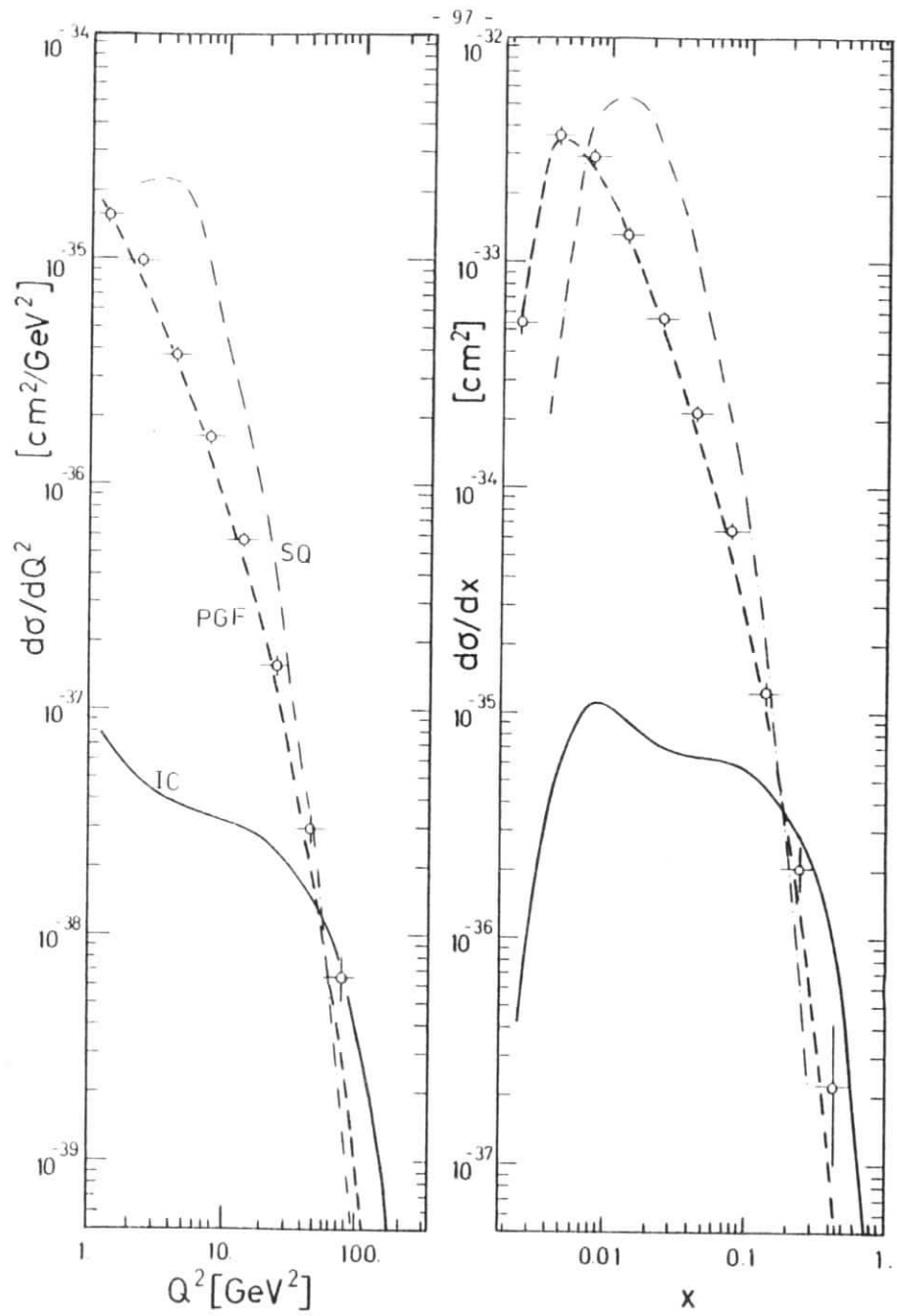


Abb. V.5 (b) Q^2 und x -Verteilung

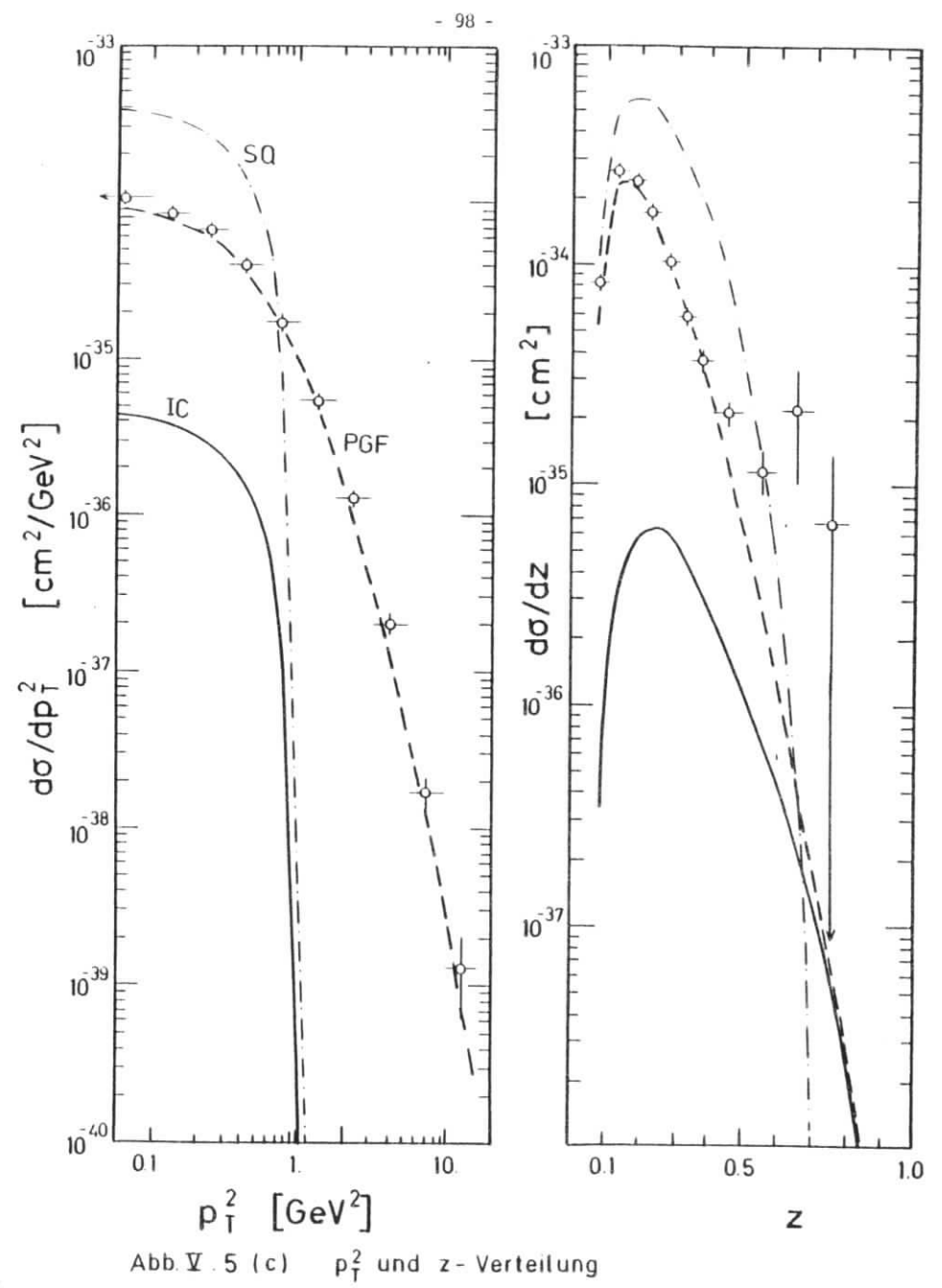


Abb. V.5 (c) p_T^2 und z -Verteilung

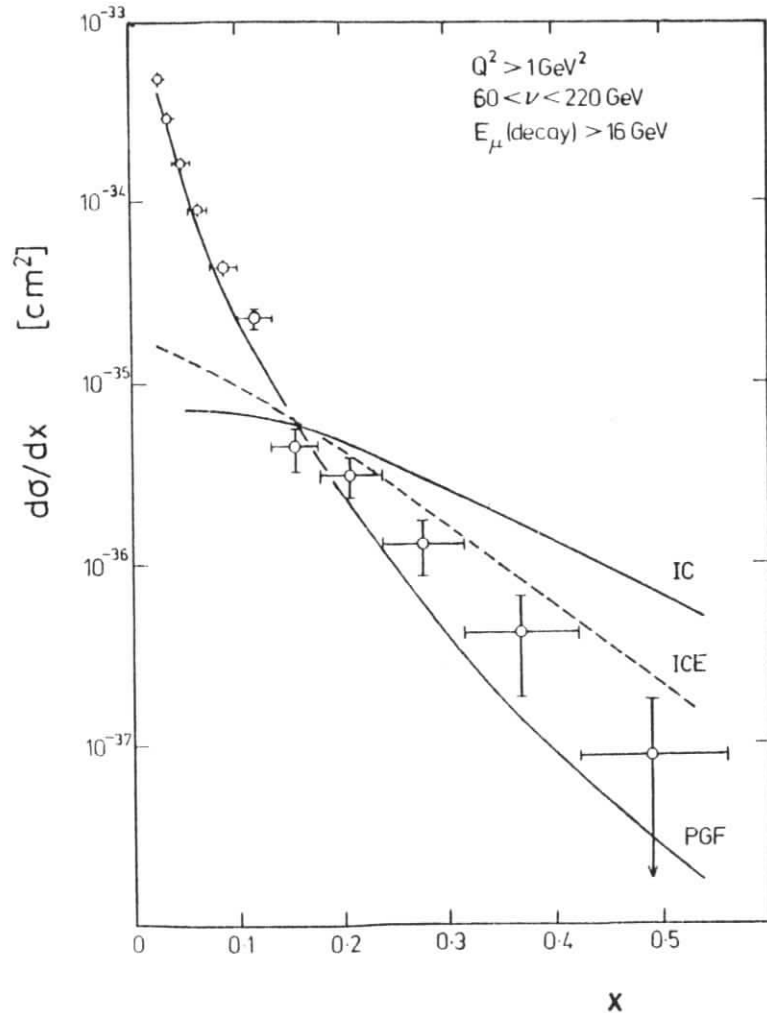


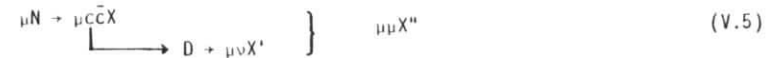
Abb. V.6 $\sigma^{\text{CUT}}(\mu N \rightarrow \mu\mu X)$ bei großen Werten von x

Zusammenfassend läßt sich sagen:

- die Daten werden im allgemeinen gut durch das PGF-Modell beschrieben
- Abweichungen gibt es bei großen z und großen Q^2 und x , diese sind jedoch nicht miteinander korreliert
- der Überschuß bei großen Q^2 und x könnte auf einen "intrinsic-charm" Anteil zurückzuführen sein, jedoch ergeben sich deutlich kleinere Beiträge als in der Literatur vorgeschlagen
- ein "struck-quark"-Modell als alleiniger Produktionsmechanismus ist ausgeschlossen.

V.3 Myon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion

Die Diskussion der Wirkungsquerschnitte der Dimyon-Produktion hat ergeben, daß die Dimyon-Ereignisse nach Subtraktion des π/K -Anteiles gut durch die Produktion von $c\bar{c}$ -Quarkpaaren mit anschließender Fragmentierung und semileptonischem Zerfall beschrieben werden können.



Unter der Annahme dieses Ablaufes der Reaktion kann ein Wirkungsquerschnitt für Charme-Produktion für $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ angegeben werden: $\sigma^{Q^2 > 1}(\mu N \rightarrow \mu c\bar{c} X)$. Dieser unterscheidet sich von dem im letzten Absatz diskutierten Querschnitt $\sigma^{\text{CUT}}(\mu N \rightarrow \mu\mu X)$ durch die Berücksichtigung der Übergangswahrscheinlichkeit $c\bar{c} \rightarrow \mu X$ und durch die Extrapolation in das nicht gemessene Gebiet kleiner Impulse des produzierten Myons ($p(\mu_2) < 16 \text{ GeV}$).

Die Behandlung des Überganges $c\bar{c} \rightarrow \mu X$ wurde im Absatz IV.2.2 diskutiert und führt zu einer globalen Korrektur des Wirkungsquerschnittes entsprechend dem Verzweigungsverhältnis $BR(D + \mu\nu X)$. Die Extrapolation in $p(\mu_2)$ führt zu einer starken Abhängigkeit der Akzeptanz von der gewählten Fragmentierungsfunktion $D(z)$ ($\pm 25 \%$) und von den Parametern des PGF-Modelles ($\pm 13 \%$) (siehe Tabelle V.4). Der gesamte systematische Fehler ($\pm 34 \%$) ist erheblich größer als für σ^{CUT} ($\pm 11 \%$) und vollständig von den systematischen Fehlern der Modellparameter dominiert ($\pm 32 \%$). Es handelt sich jedoch im wesentlichen um einen

globalen Normierungsfehler. Der größte Beitrag, der systematische Fehler der Fragmentierungsfunktion, ist unabhängig von Q^2 und hat nur eine schwache Abhängigkeit von ν ($\pm 34\%$ bei $\nu = 60$ GeV und $\pm 20\%$ bei $\nu = 220$ GeV).

Die integrierten Wirkungsquerschnitte betragen:

$$\begin{aligned} \sigma^{Q^2 > 1}(\mu N + \mu c\bar{c}X) &= (2.09 \pm 0.05 \pm 0.71) \text{ nb} \\ \sigma^{\text{CUT}}(\mu N + \mu\mu X) &= (0.0513 \pm 0.0010 \pm 0.0056) \text{ nb} \end{aligned} \quad (\text{V.6})$$

Der erste Fehler ist jeweils der statistische und der zweite der systematische Fehler. Die PGF-Modellquerschnitte und mittleren Akzeptanzen betragen:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{PGF}}^{Q^2 > 1}(\mu N + \mu c\bar{c}X) &= 1.75 \text{ nb} & \langle \text{ACC} \rangle^{Q^2 > 1} &= 2.9\% \\ \sigma_{\text{PGF}}^{\text{CUT}}(\mu N + \mu\mu X) &= 0.043 \text{ nb} & \langle \text{ACC} \rangle^{\text{CUT}} &= 17.5\% \end{aligned} \quad (\text{V.7})$$

Die mit den Standardparametern (Tabelle IV.16) gerechneten PGF-Modellquerschnitte liegen 16% unter den gemessenen Querschnitten. Sie liegen innerhalb des systematischen Fehlers für $\sigma^{Q^2 > 1}$, jedoch außerhalb der Fehler für σ^{CUT} . Dabei ist aber zu berücksichtigen, daß bei der Diskussion von σ^{CUT} die Vorhersage des Modellquerschnittes den entsprechend großen systematischen Fehler ($\pm 25\%$) aufweist, der durch die Unkenntnis der genauen Fragmentierungsfunktion verursacht wird. Das führt zu konsistenten Resultaten. Es wird nicht versucht, einen systematischen Fehler der Modellvorhersagen anzugeben, da es keine zwingenden "a priori" Grenzen der Modellparameter gibt. Die statistischen Fehler der Modellvorhersagen sind vernachlässigbar.

Die eindimensionalen differentiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma^{Q^2 > 1}$ und $\sigma_{\text{PGF}}^{Q^2 > 1}$ sind in der Tabelle A.3.1 enthalten in den gleichen Variablen wie σ^{CUT} (ν, Q^2, x, p_T^2 und z). Zusätzlich werden zweidimensionale Verteilungen in den Variablen des virtuellen Photons (Q^2, ν) und in den Variablen des produzierten Myons (z, p_T^2) und (p_T^2, ϕ) diskutiert.

Der Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dQ^2 d\nu$ (siehe Tabelle A.3.2) wird in Abb. V.7 für feste Q^2 als Funktion von ν gezeigt. Die Daten zeigen einen sehr steilen Abfall mit Q^2 , einen schwachen Abfall mit ν bei kleinem Q^2 und einen schwachen Anstieg mit ν bei großem Q^2 . Dieses Verhalten wird gut vom PGF-Modell (Standardparameter,

Tabelle IV.16) reproduziert. Dabei ist der steile Abfall mit Q^2 auf das Verhalten des Photonpropagators ($1/Q^4$) zurückzuführen und der Abfall mit ν ist vom Photonspektrum ($\sim 1/\nu$) verursacht. Dieser Abfall mit ν wird überlagert vom Schwellenverhalten der Produktion von zwei relativ schweren Quarks (Charmeschwelle), welches für kleine Q^2 zu einem steilen Anstieg mit ν im Bereich $\nu < 60$ GeV führt. Für größere Werte von Q^2 sind größere Photonenergien erforderlich ($W^2 = m_p^2 + 2m_p\nu - Q^2$), so daß sich die Schwelle zu größeren Werten von ν verlagert. Das deutliche Schwellenverhalten bei sehr kleinem ν können die Daten nicht testen, da der apparative Schnitt bei $\nu = 60$ GeV (wegen $E_{\text{STAC}} > 30$ GeV und $p(\mu_2) > 16$ GeV) dies verhindert. Abweichungen der Daten von der PGF-Vorhersage zeigen sich in einem etwas flacheren Abfall mit ν für $\nu > 140$ GeV und in einem deutlich flacheren Abfall mit Q^2 für $Q^2 > 30$ GeV².

Der Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dz dp_T^2$ (siehe Tabelle A.3.3) ist in Abb. V.8 für feste z als Funktion von p_T^2 abgebildet. Die Querschnitte sind für verschiedene Werte von z mit unterschiedlichen Skalierungsfaktoren multipliziert worden, so daß sie gemeinsam dargestellt werden können. Für kleine Werte von z fallen die Wirkungsquerschnitte sehr steil ab mit Q^2 , etwa um vier Dekaden von $p_T^2 = 0.1$ GeV² bis 10 GeV². Für große Werte von z wird die p_T^2 -Verteilung dagegen deutlich flacher. Dies Verhalten wird gut vom PGF-Modell reproduziert. Für $z > 0.5$ liegen die Daten teilweise deutlich über dem Modell. Dies entspricht etwa 30 Ereignissen, die mit nicht abgetrennten Trident-Ereignissen erklärt werden können (siehe auch Abb. IV.19b und Abb. V.5c).

Der mittlere Transversalimpuls wächst von $\langle p_T^2 \rangle = 0.25$ GeV² für $z = 0.1$ bis auf 1 GeV² bei $z = 0.5$. Die Abb. V.9 zeigt diesen Zusammenhang für die gemessenen Myonen und für die im PGF-Modell simulierten Charme-Quarks, D-Mesonen und Myonen. Die gute Übereinstimmung zwischen Daten und Modell für die Myonen wurde bereits in der Abb. V.8 festgestellt. Zum besseren Verständnis der kinematischen Zusammenhänge zeigt die Abb. V.10 die im PGF-Modell simulierten z -Verteilungen. Die bezüglich $z = 0.5$ symmetrischen z - und p_T^2 -Verteilungen der Quarks entsprechen der symmetrischen Vorwärts- und Rückwärtsproduktion im $c\bar{c}$ -Schwerpunktsystem. Bei $z = 0.5$ übernehmen die c -Quarks jeweils die halbe Energie des Photons und haben im $c\bar{c}$ -Schwerpunktsystem keine Longitudinalkomponente. Die Querkomponente ist dagegen maximal, so daß der größte Wert von $\langle p_T^2 \rangle$ für $z = 0.5$ erreicht wird. Der Fragmentierungsprozeß $c \rightarrow D$ führt zu einer weicheren z -Verteilung der D-Mesonen, die monoton fällt. Der Transversalimpuls der Mesonen wird im Verhältnis

$z_{FRAG} = z_D/z_C$ reduziert gegenüber dem Transversalimpuls der Quarks. Deshalb ist die Reduktion bei kleinen z größer als bei großen z . Der Zerfall $D \rightarrow \mu\nu X$ führt zu einer noch weichereren z -Verteilung der Myonen und zu kleineren Werten von $\langle p_T^2 \rangle$, die die gemessenen Verteilungen gut reproduzieren.

Die Abbildungen V.9 und 10 verdeutlichen auch die Probleme einer Charm-Produktion im Rahmen des "struck-quark"-Bildes. In diesem Bild übernimmt das Quark bis auf Masseneffekte den vollständigen Impuls des Photons (δ -Funktion bei $z=1$), und der Transversalimpuls des Quarks ist bestimmt von der Fermi-Bewegung der Quarks im Nukleon ("primordial k_T ", $k_T < 0.5$ GeV). Zur Reproduktion der gemessenen Myonspektren müßten die Mesonspektren etwa den im PGF-Modell simulierten entsprechen, da der Zerfallsprozeß der gleiche ist. Die Fragmentierungsfunktion müßte eine Gestalt $D(z) \propto \exp(-d \cdot z)$ haben. Dies können wir nicht ausschließen, da die von uns ermittelte Fragmentierungsfunktion $D(z) \propto \exp(+ (1.6 \pm 1.6) \cdot z)$ von der Annahme der PGF-Produktion ausging. Sie steht jedoch im Widerspruch zu theoretischen Erwartungen zur Fragmentierung schwerer Quarks [BJO 77]. Bei einer weicheren Fragmentierung als im PGF-Modell müßte der Transversalimpuls der Quarks größer sein als im PGF-Modell ($\langle p_T^2 \rangle \approx 2$ GeV²). Eine Anpassung an die p_T^2 -Verteilung der Myonen ergibt einen mittleren Transversalimpuls der Quarks von $\langle p_T^2 \rangle = 5$ GeV². Dies ist nicht mehr mit einer Fermi-Bewegung der Quarks erklärbar.

Die dritte kinematische Variable des produzierten Myons ist ϕ , der Azimutalwinkel des zweiten Myons um die Richtung des virtuellen Photons relativ zur Myonstreuenebene (siehe (I.7) und Abb. I.2). Ein isotroper Erzeugungsmechanismus würde eine flache ϕ -Verteilung der produzierten Quarks und damit auch der Myonen zur Folge haben. Im PGF-Modell gibt es jedoch Kopplungen zwischen dem Spin des Photons und dem Spin des Gluons, so daß Asymmetrien in ϕ bis zu 20 % vorhergesagt werden [LEV 78, LEV 80]. Da die Größe der Asymmetrie eine Funktion des Transversalimpulses ist, benutzt diese Winkelanalyse den Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dp_T^2 d\phi$. Die Abb.V.11 zeigt die akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen der μ^{++} -Ereignisse in fünf verschiedenen Bins des Transversalimpulses. Die Auflösung des Spektrometers im Transversalimpuls beträgt für typische Impulse etwa 200 MeV. Die μ^{+-} -Ereignisse sind nicht in die Winkelanalyse einbezogen worden, da sie eine deutliche Asymmetrie in ϕ aufweisen, die auf den verbliebenen Triidentanteil zurückzuführen ist. Bei diesen Ereignissen ist mit großer Wahrscheinlichkeit das nicht nachgewiesene Myon im Bereich des Myonstrahles verloren gegangen, also für $\phi \approx 0$. Für die in Abb.V.11 gezeigten Verteilungen der μ^{++} -Er-

eignisse werden mit dem Ansatz (V.8)

$$\frac{\pi}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{d\phi} = 1 + a_1 \cdot \cos\phi + a_2 \cdot \cos 2\phi \quad (V.8)$$

die Asymmetrieparameter a_1 und a_2 als Funktion des Transversalimpulses bestimmt. Die Resultate dieser Anpassungen sind ebenfalls in der Abb.V.11 dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen nur den statistischen Fehlern. Gründliche Studien der systematischen Fehler können nicht durchgeführt werden, da nur 1493 Ereignisse für fünf Bereiche in p_T^2 und acht ϕ -Bins zur Verfügung stehen. Ein zusätzlicher Schnitt $Q^2 > 5$ GeV² und eine Aufteilung der Ereignisse nach der vertikalen Position der Spur des produzierten Myons in der oberen oder unteren Hälfte des Spektrometers ergaben keine wesentliche Änderung des Resultates. Der Parameter a_1 ist empfindlicher auf systematische Fehler, die eine Funktion des Abstandes vom Myonstrahl sind (radiale Effekte), als der Parameter a_2 . Denn die Bestimmung von a_1 vergleicht Spuren mit $\theta > \theta_Y$ ($\phi > \pi/2$) und $\theta < \theta_Y$ ($\phi < \pi/2$), während für a_2 Spuren ober- und unterhalb der Streuebene ($\pi/4 < \phi < 3/4 \cdot \pi$) mit Spuren in der Streuebene ($\phi < \pi/4$, $\phi > 3/4 \cdot \pi$) verglichen werden.

Die resultierenden a_2 -Parameter ($\cos 2\phi$ -Term) sind für alle Transversalimpulse mit $a_2 = 0$ verträglich, während die a_1 -Parameter ($\cos\phi$ -Term) nur für kleine Werte von p_T^2 mit $a_1 = 0$ verträglich sind. Für große Transversalimpulse sind sie deutlich negativ und etwa 2σ von $a_1 = 0$ entfernt. Das PGF-Modell erwartet einen negativen a_1 -Term, der auf einen inneren Transversalimpuls der Gluonen zurückzuführen ist. Die gemessenen Werte sind für $p_T^2 > 0.32$ GeV² systematisch größer als die Vorhersage. Für den a_2 -Term gibt es eine Vorhersage des PGF-Modelles [LEV 80], die von der Spin-Parität des Gluons abhängt. Die entsprechenden Voraussagen sind in der Abb.V.11 dargestellt. Es kann nicht zwischen den vier verschiedenen Möglichkeiten ($J^P = 1^-, 0^-, 1^+, 0^+$) entschieden werden, lediglich $J^P = 0^+$ ist für $p_T^2 > 1$ GeV² etwa 2σ von den Daten entfernt. Zu bemerken ist noch, daß die Modellrechnungen für den Azimutalwinkel der $c\bar{c}$ -Ebene durchgeführt wurden, so daß eine Abschwächung der Asymmetrie durch den Fragmentierungs- und Zerfallsprozeß zu erwarten ist.

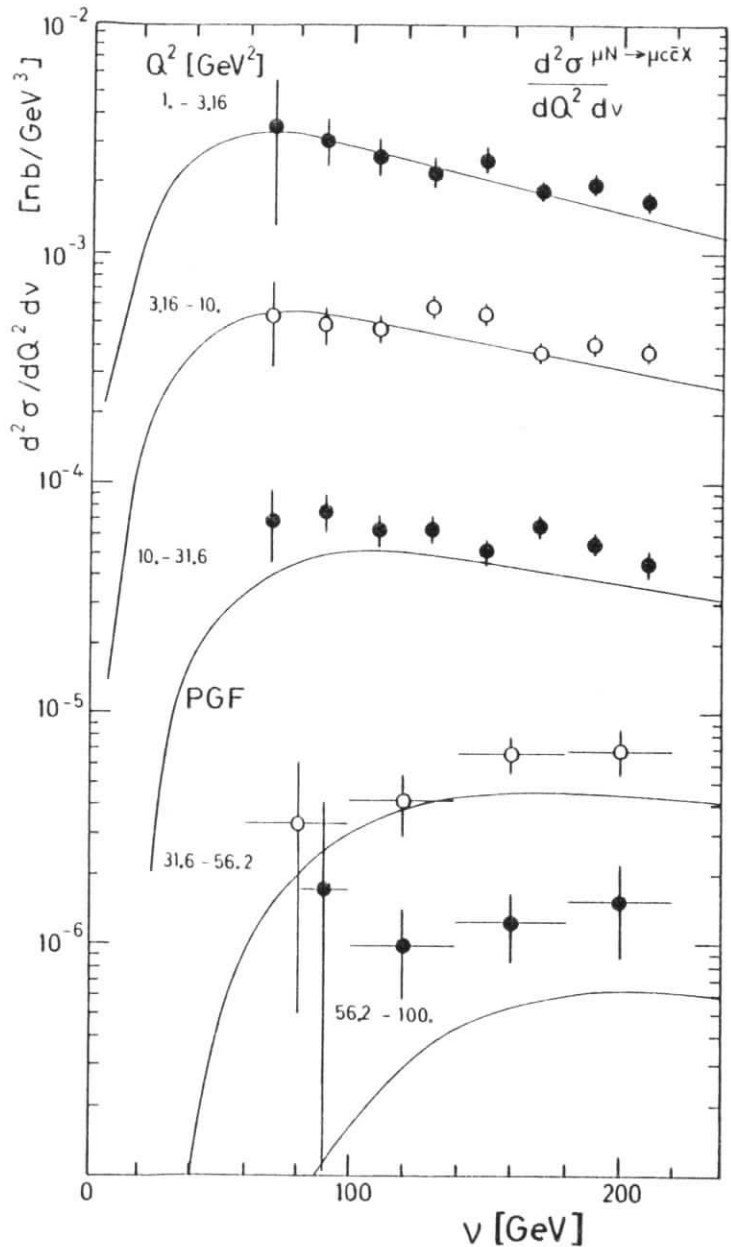


Abb. V.7 Myon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion als Funktion von Q^2 und ν

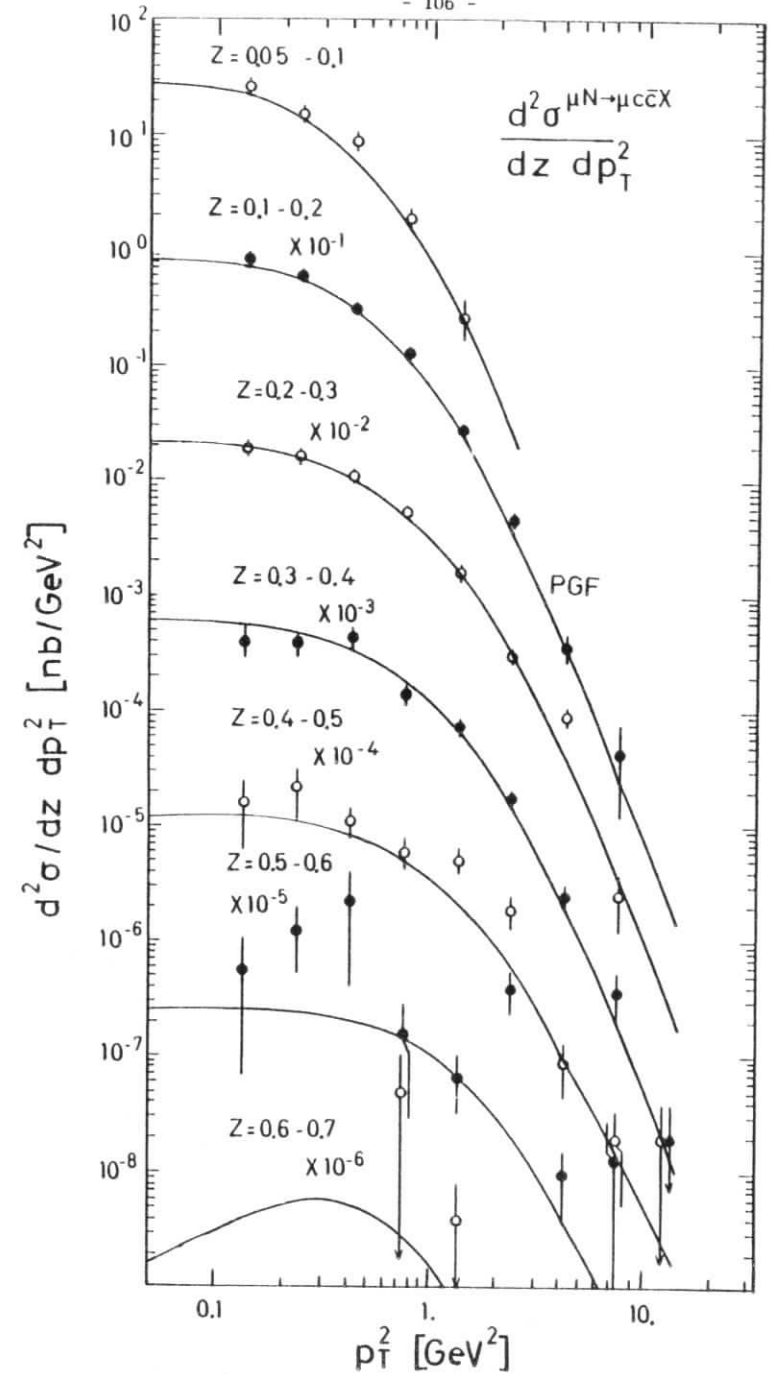


Abb. V.8 Myon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion als Funktion von z und p_T^2

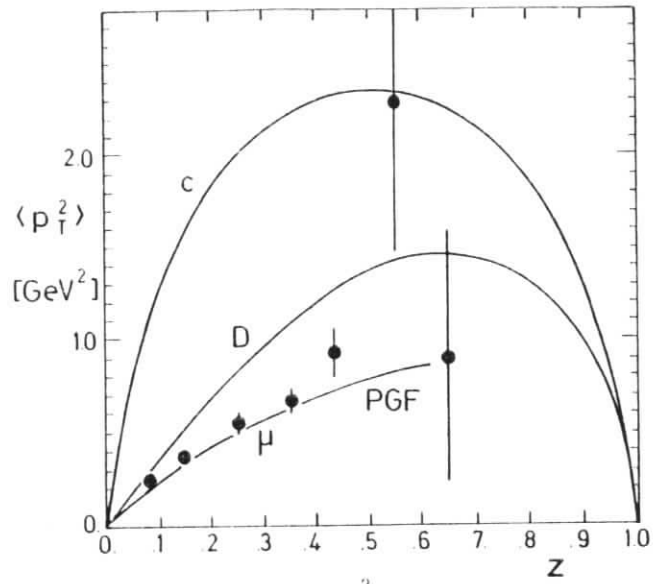


Abb. V.9 Mittleres p_T^2 als Funktion von z

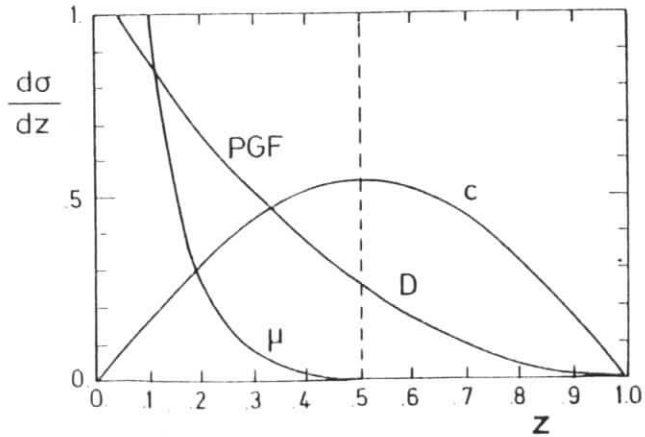


Abb. V.10 z -Verteilung der Quarks, Mesonen und Myonen im PGF-Modell

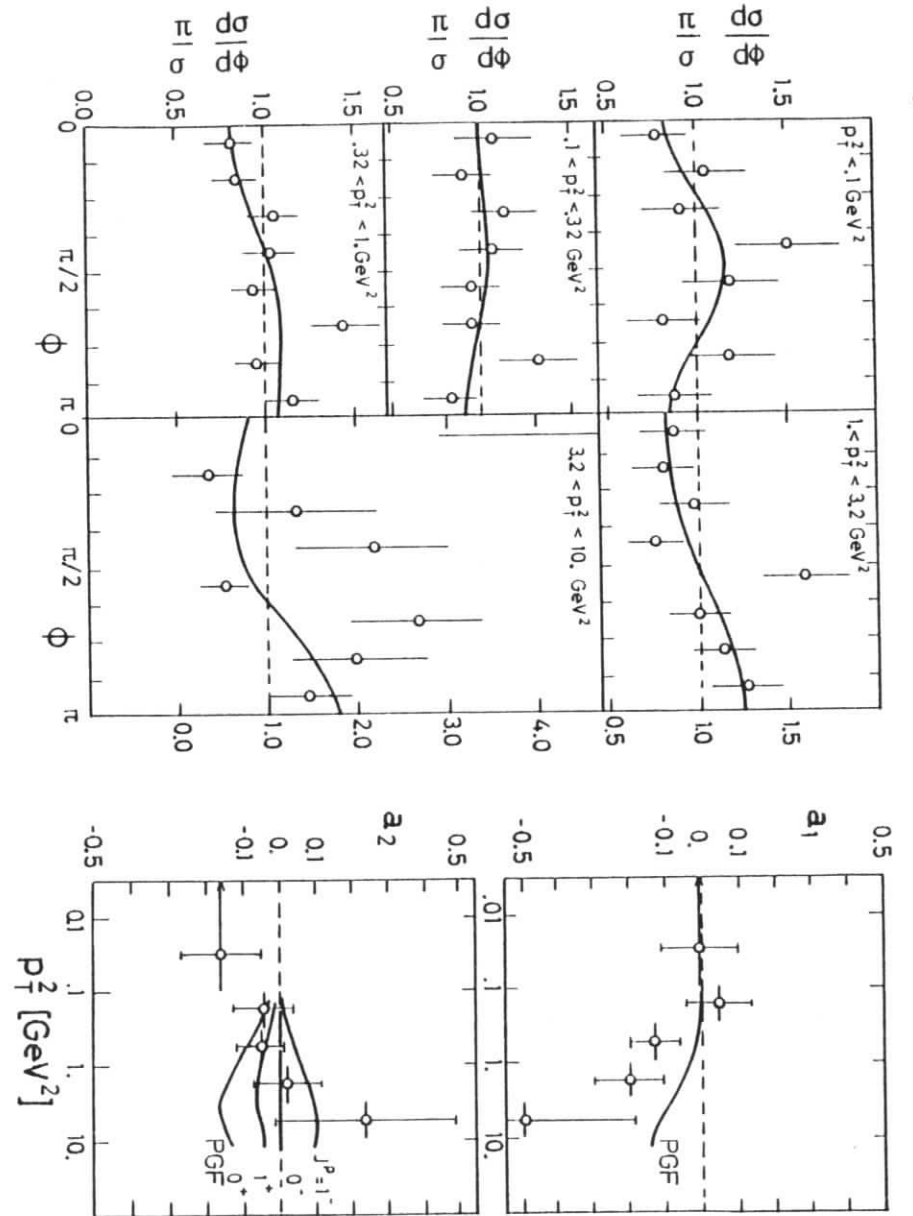


Abb. V.11 Winkelanalyse der Charme-Produktion

V.4 Photon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion

Alle bisher diskutierten Querschnitte waren Myon-Wirkungsquerschnitte, also Beschreibungen der Wechselwirkung von Myonen mit Nukleonen. Die Kenntnis der Dynamik des Leptonvertex (siehe Abs. I.1) erlaubt die Berechnung eines Photon-Wirkungsquerschnittes, der nur noch die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Nukleon beschreibt. Die im Absatz I.2 angegebenen Formeln (I.16) ergeben durch Abspaltung des Photonflusses Γ in der Hand-Konvention (I.15) folgende Umrechnung des Myon-Querschnittes auf einen Photon-Querschnitt:

$$\sigma_Y = \sigma_T + \epsilon \sigma_L = \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} \cdot \Gamma^{-1}$$

$$= \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} \cdot \frac{2\pi Q^2 E^2 \cdot (1-\epsilon)}{(\nu - Q^2/2m_p) \cdot \alpha}$$

(V.9)

Die Ergebnisse dieser Umrechnung der Tabelle A.3.2 sind in der Tabelle A.3.4 enthalten. Die Abb. V.13 zeigt den Photon-Wirkungsquerschnitt der Charme-Produktion für drei Bereiche der Photonenergie als Funktion von Q^2 . Die Querschnitte der höchsten Photonenergie ($\nu = 160 - 220$ GeV) können verglichen werden mit den aus Trimyon-Ereignissen hergeleiteten Photon-Wirkungsquerschnitten der Charme-Produktion [EMC 82/2]. Bei dieser Analyse werden Ereignisse selektiert, bei denen beide Charme-Mesonen semileptonisch in Myonen zerfallen.



Der Vergleich zeigt, daß die Resultate konsistent sind. Im Kapitel VI wird hierauf noch näher eingegangen werden.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2 kann gut mit einem verallgemeinerten Vektordominanz-Ansatz (VDM) beschrieben werden.

$$\sigma_Y(Q^2) = \frac{\sigma_Y(Q^2=0)}{(1 + Q^2/M^2)^2}$$

(V.11)

Dabei ist $\sigma_Y(Q^2=0)$ der nach $Q^2=0$ extrapolierte Photon-Wirkungsquerschnitt, der der Charme-Produktion mit reellen Photonen entspricht, und M ist der Massenterm, der den Q^2 -Abfall beschreibt. In der Abb. V.13 sind entsprechende Anpassungen an die Daten als Kurven eingezeichnet. Die Umrechnung des Ansatzes (V.11) auf (V.12) zeigt, daß es sich um einen linearen Fit handelt, bei dem der Schnitt-

$$\frac{1}{\sqrt{\sigma_Y(Q^2)}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_Y(Q^2=0)}} + \frac{1}{M^2 \cdot \sqrt{\sigma_Y(Q^2=0)}} \cdot Q^2$$

(V.12)

punkt der Geraden mit der Ordinate den reellen Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_Y(Q^2=0)$ bestimmt, und die Steigung der Geraden vom Massenparameter M abhängt. Die Abb. V.14 und die Tabelle V.12 zeigen das Resultat dieser Anpassungen für vier verschiedene Werte der Photonenergie ν . Der reelle Photon-Wirkungsquer-

$\langle \nu \rangle$ [GeV]	$\sigma_Y(Q^2=0)$ [nb]	M [GeV]	χ^2 / f
80	364 ± 100 (±120)	3.41 ± 0.53	7.3 / 6
120	535 ± 62 (±144)	3.60 ± 0.26	4.5 / 6
160	664 ± 47 (±152)	3.80 ± 0.18	8.5 / 6
200	715 ± 40 (±150)	4.07 ± 0.20	12.1 / 6

Tabelle V.12 Extrapolation nach $Q^2=0$

schnitt steigt von 364 nb bei $\nu = 80$ GeV an bis auf 715 nb bei $\nu = 200$ GeV. Die statistischen Fehler der Extrapolation sind für kleine Energien groß (27 %), werden aber bei großen Photonenergien deutlich kleiner (6 %). Die zweite Fehlerangabe ist der systematische Fehler, dessen Abhängigkeit von ν berücksichtigt wurde. Der Massenparameter steigt von $M = 3.4$ GeV ($\nu = 80$ GeV) an bis auf $M = 4.1$ GeV ($\nu = 200$ GeV). Die Q^2 -Abhängigkeit ist für große Photonenergien also flacher. Als Fehler ist nur der statistische Fehler der Extrapolation angegeben.

Eine zweite Methode der Extrapolation nach $Q^2=0$, die außerdem die Bestimmung des totalen Myon-Wirkungsquerschnittes der Charme-Produktion ermöglicht, ist die Benutzung des PGF-Modelles. Der gemessene differentielle Myon-Wirkungsquerschnitt für Charme-Produktion $d\sigma_Y^{Q^2>1}/d\nu$ (siehe Abs. V.3, Tabelle A.3.1) wird

für den nicht gesehenen Anteil im Bereich $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ korrigiert, indem das entsprechende Verhältnis im PGF-Modell berechnet wird. Das Ergebnis ist der differentielle Querschnitt $d\sigma/dv$ im Bereich $v = 60 - 220 \text{ GeV}$. Beide Wirkungsquerschnitte mit den jeweiligen PGF-Modellkurven sind im oberen Teil der Abb. V.15 dargestellt. Der steile Anstieg des Querschnittes im Bereich $v < 60 \text{ GeV}$ zeigt die Charme-Schwelle, und der schwache Abfall mit v reflektiert den Abfall des Photonflusses mit v (siehe Diskussion in Abs. V.3), der im Bereich der Energie des Myonstrahles ($E = 250 \text{ GeV}$) dann steil abfällt. Der untere Teil der Abb. V.15 zeigt den ebenfalls unter Benutzung des PGF-Modelles ermittelten Photon-Wirkungsquerschnitt für $Q^2 = 0$ und die entsprechende PGF-Modellkurve. Zum Vergleich ist das Resultat der Extrapolation mit dem Vektordominanz-Ansatz ebenfalls eingezeichnet worden. Beide Resultate sind miteinander verträglich und gut durch das PGF Modell beschrieben. Da es sich um einen Photon-Querschnitt handelt, ist nur noch ein Anstieg mit v zu sehen (Charme-Schwelle), der für große Energien immer flacher wird. Ein Vergleich mit Messungen der reellen Photoproduktion von Charme wird im Kapitel VI durchgeführt.

Die Integration des Myon-Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dv$ über v mit Hilfe des PGF-Modelles ergibt als totalen Myon-Wirkungsquerschnitt der Charme-Produktion für $E_\mu = 250 \text{ GeV}$:

$$\int_{\mu}^{TOT} \sigma_{E=250 \text{ GeV}} (\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X) = (9.8 \pm 3.3) \text{ nb} \quad (V.13)$$

Der angegebene Fehler enthält den systematischen Fehler des Querschnittes oberhalb von $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$, jedoch keinen systematischen Fehler der Extrapolation.

Das Ausmaß der Extrapolation vom gemessenen Wirkungsquerschnitt (0.0090 nb, 2867 Ereignisse) bis zum totalen Myon-Wirkungsquerschnitt der Charme-Produktion (9.8 nb) ist graphisch in der Abb. V.16 dargestellt. Dabei entspricht die Fläche der Kästchen jeweils dem Wirkungsquerschnitt. Die einzelnen Extrapolationskriterien und die zugehörigen Ereigniszahlen sind ebenfalls angegeben. Nur 0.09 % des totalen Querschnittes ist gesehen worden.

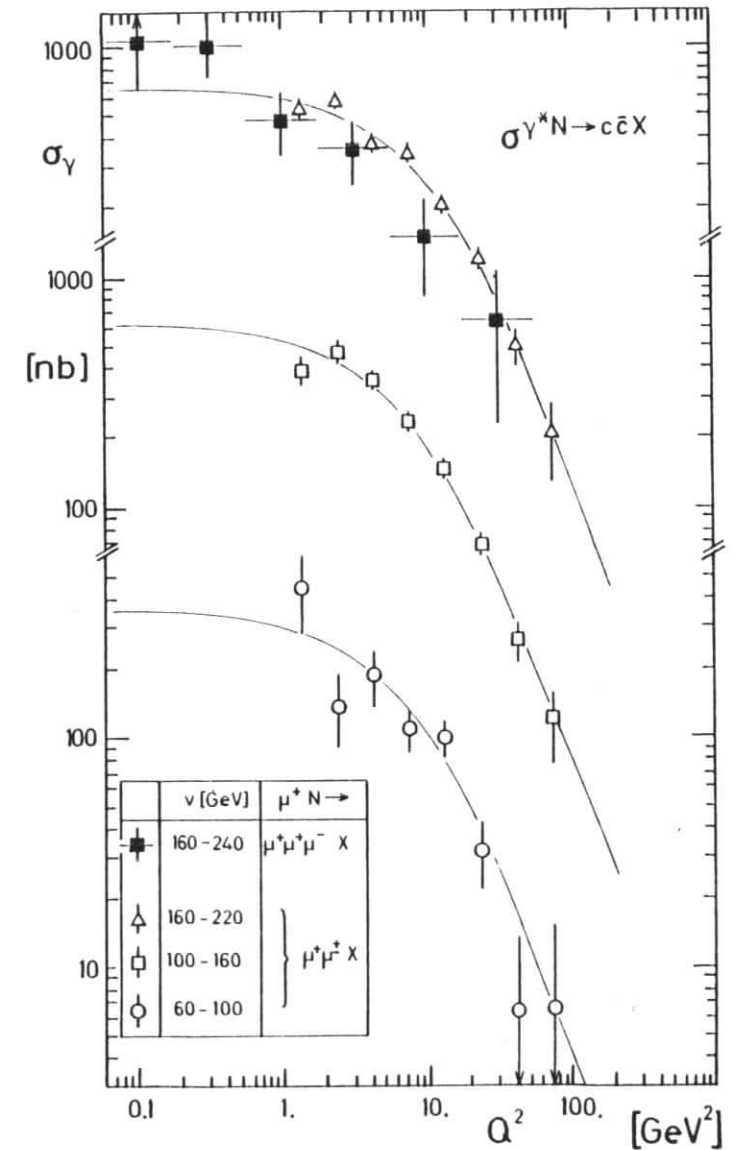


Abb. V.13 Photon-Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion

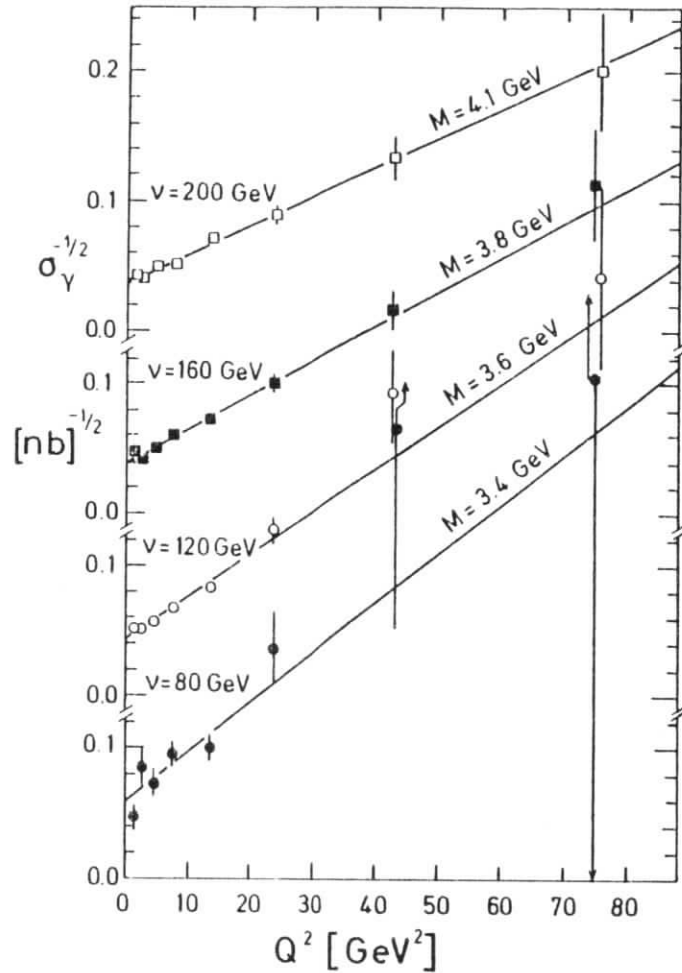


Abb. V.14 Extrapolation der Photon-Wirkungsquerschnitte nach $Q^2=0$

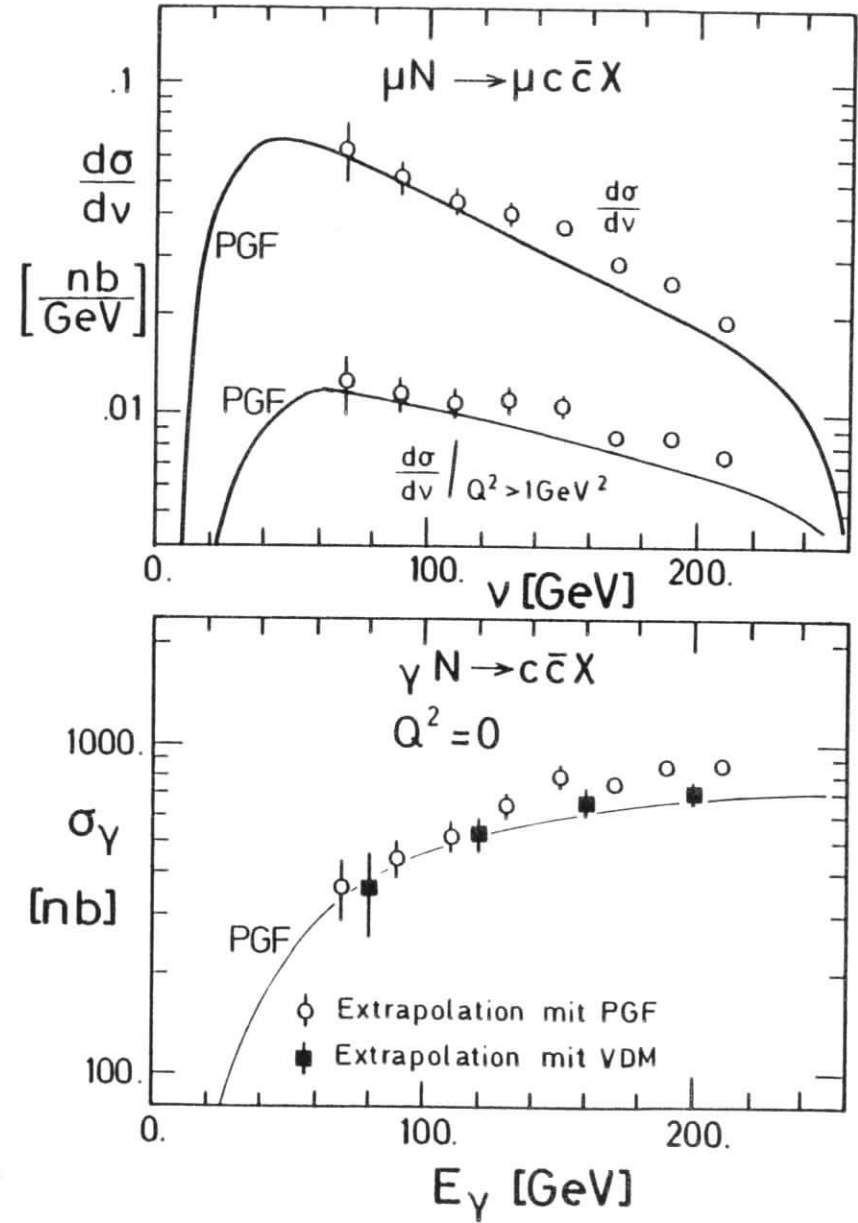


Abb. V.15 Myon- und Photon-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie

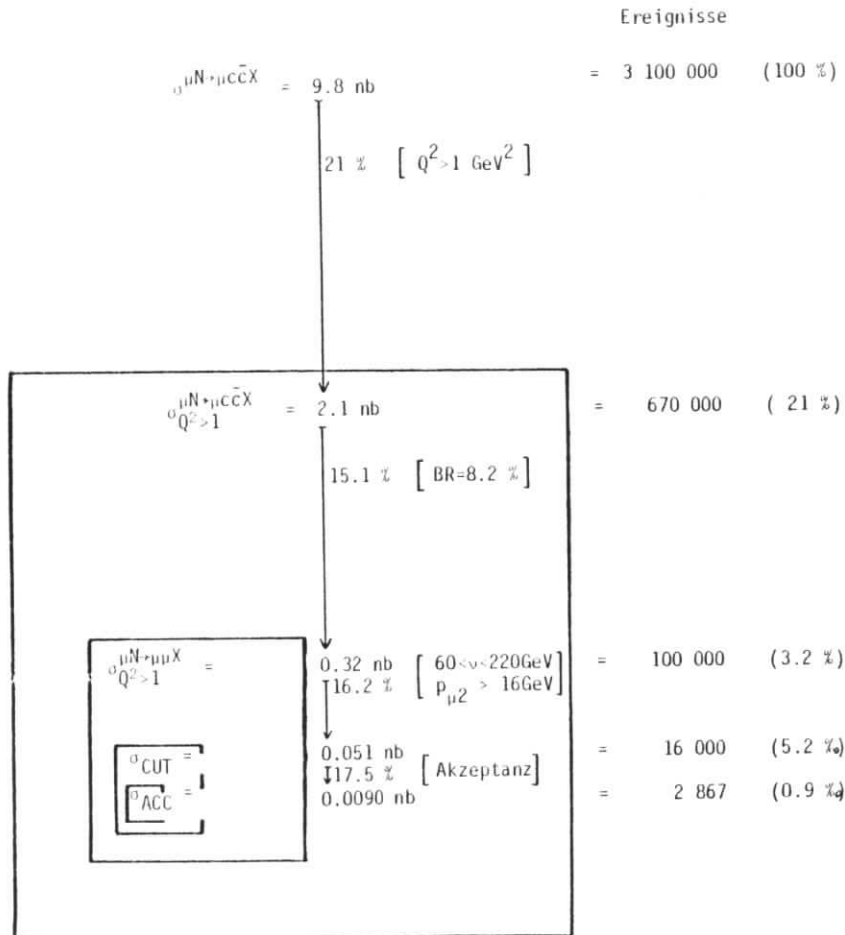


Abb. V.16 Graphische Darstellungen des gemessenen und der extrapolierten Wirkungsquerschnitte

V.5 Strukturfunktion F_2 -Charme

Der Myon-Wirkungsquerschnitt für Charme-Produktion läßt sich ebenso wie der inklusive Myon-Wirkungsquerschnitt als Strukturfunktion darstellen (siehe Absatz I.2):

$$\frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 dv} (\mu N \rightarrow \mu X) \leftrightarrow F_2^{\mu N \rightarrow \mu X} \quad (V.14)$$

$$\frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 dv} (\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X) \leftrightarrow F_2^{\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X}$$

Aus den Gleichungen (I.10), (I.12) und (I.18) ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Myon-Wirkungsquerschnitt und F_2 :

$$\frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 dv} = \frac{2\pi\alpha^2}{4E^2v} \cdot \left[\frac{1}{1+R} (Q^2 + v^2) + 2EE' - Q^2/2 \right] \cdot F_2 \quad (V.15)$$

$$\frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 dx} = \frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 dv} \cdot \frac{dx}{dv} \Big|_{Q^2=\text{const}} = \frac{2\pi\alpha^2 x}{4E^2v^2} \cdot \left[\right] \cdot F_2$$

Bei Einführung der Variablen $y := v/E$ geht (V.15) in der Näherung $Q^2 \ll v^2$ und $Q^2/(4E^2) \ll (1-v/E)$ über in die häufig benutzte Form (V.16):

$$\frac{d^2_{\sigma}}{dQ^2 dv} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 v} \left[1 - y + \frac{y^2}{2} \cdot \frac{1}{1+R} \right] \cdot F_2 \quad (V.16)$$

Die Fehler der Näherungen betragen $\leq 3\%$ beziehungsweise $\leq 0.3\%$ im untersuchten kinematischen Bereich. Für diese Analyse wird jedoch die Formel (V.15) benutzt.

Ein Problem bei der Extraktion von F_2 ist die Unkenntnis von R . Nach Messungen in der Elektronstreuung am SLAC bei $Q^2 \leq 18 \text{ GeV}^2$ ist $R = 0.21 \pm 0.10$ und vorläufige Resultate der EMC bei höheren Werten von Q^2 sind $R = 0.03 \pm 0.10$ für $\mu\mu$ und -0.13 ± 0.19 für μFe [DRE 81]. Dies sind jedoch Messungen für den inklusiven Wirkungsquerschnitt. Für spezielle Kanäle wie die Charme-Produktion könnte R im Prinzip erheblich größer sein. Im Rahmen des PGF-Modelles ist R allerdings

auch von der Größenordnung 0.1, so daß wir für die Berechnung von F_2 annehmen $R = 0$. Aus (I.14), (I.16) und (I.17) ergibt sich folgende Abhängigkeit der Strukturfunktion von R :

$$F_2(R) \rightarrow \frac{1+R}{1+\epsilon R} \quad (V.17)$$

Die Tabelle V.17 zeigt den Faktor (V.17) als Funktion von R und ϵ . Für $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ist ϵ in guter Näherung nur abhängig von ν , so daß auch ν angegeben werden kann. Der Unterschied in F_2 für $R = 0$ und $R = 0.1$ ist für $\nu < 180 \text{ GeV}$ kleiner als 5 % und erreicht bei $\nu = 220 \text{ GeV}$ etwa 8 %.

ϵ	$\nu [\text{GeV}]$	$(1+R) / (1+\epsilon R)$				
		$R=0.$	0.1	1.	10.	∞
0	-	1	1.1	2.0	11.	∞
0.2	225.	1	1.08	1.43	3.67	5.0
0.5	183.	1	1.05	1.33	1.83	2.0
0.8	114.	1	1.02	1.11	1.22	1.25
1.0	-	1	1	1	1	1.

Tabelle V.17 $(1+R) / (1+\epsilon R)$ als Funktion von ϵ und R

Die Abb. V.19 zeigt die unter der Annahme $R=0$ gemäß (V.15) berechnete Strukturfunktion F_2 -Charme als Funktion von Q^2 für drei verschiedene Bereiche in ν . Als Fehler sind nur die statistischen Fehler dargestellt. Für kleine Werte von Q^2 steigt F_2 an und fällt oberhalb von $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ wieder deutlich ab. Als Funktion von ν bei festem Q^2 wächst F_2 .

Im obersten ν -Bereich sind zum Vergleich die Ergebnisse der BFP-Kollaboration zur offenen Charm-Produktion eingetragen [BFP 80]. Durch die höhere Strahlenergie der Myonen (250 GeV statt 209 GeV) erreichen unsere Daten etwas höhere Werte von Q^2 (75 GeV^2 statt 42 GeV^2). BFP erreicht andererseits sehr kleine Werte von Q^2 , da das Spektrometer keine im Strahlbereich insensitiven Detektoren enthält. Zur Normierung der beiden Datensätze ist anzumerken, daß BFP mit einem Verzweigungsverhältnis von 9.3 % statt mit 8.2 % rechnet und eine andere Fragmentierungsfunktion benutzt (siehe Absatz IV.3). Die beiden Resultate stimmen im

Bereich $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$ gut überein. Für größere Werte von Q^2 liegen die EMC-Daten jedoch systematisch über den BFP-Daten. Dies ist zum Teil auf die unterschiedliche mittlere Photonenergie zurückzuführen (BFP 178 GeV, EMC 190 GeV).

Ein weiterer Unterschied in der Analyse ist die Intervalleinteilung. Die BFP-Daten sind in (x, Q^2) -Intervalle unterteilt und dann auf ν umgerechnet worden. Die angegebene mittlere Photonenergie beträgt dann $\langle \nu \rangle = 178 \text{ GeV}$, die (x, Q^2) -Intervalle, über die gemittelt wird, erreichen jedoch die Strahlenergie. Unsere Daten sind für die Abb. V.19 in (ν, Q^2) -Intervalle unterteilt, so daß das maximale ν von 220 GeV deutlich unter der Strahlenergie liegt. Die Strukturfunktion sollte zwar unabhängig von der Strahlenergie sein, aber stark unterschiedlich populierte Bins an der Grenze des kinematischen Bereiches könnten das Resultat beeinflussen. Zusammenfassend kann man sagen, daß die beiden Experimente gut übereinstimmen und nur bei hohen Werten von Q^2 systematische Unterschiede zu sehen sind.

Als Modellkurven sind das PGF-Modell mit Standardparametern (Tab. IV.16) und das "Intrinsic-Charme"-Modell (1 %) eingezeichnet. Das PGF-Modell beschreibt den Bereich $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$ recht gut. Für hohe Werte von Q^2 liegt es über BFP (" Q^2 -damping-factor" in [BFP 80]) und unter EMC. Der Bereich, in dem das IC-Modell über dem PGF-Modell liegt, liegt für große Werte von ν außerhalb des Meßbereiches. Für kleine Werte von ν liegen die Daten jedoch unter der Modellvorhersage. Die sich daraus ergebenden Folgerungen für das IC-Modell wurden im Absatz V.2 diskutiert.

Zur Untersuchung des Beitrages von F_2 -Charme zur Skalenbrechung der inklusiven Myonstreuung wird F_2 als Funktion von x und Q^2 benötigt. Die Tabelle A.3.5 enthält die aus $d^2\sigma/dx dQ^2$ nach (V.15) berechnete Strukturfunktion. Die Abb. V.20 zeigt die Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene Werte von x . Da die Variablen x und Q^2 stark korreliert sind, haben verschiedene Werte von x unterschiedliche Q^2 -Bereiche. Für alle Werte von x steigt die Strukturfunktion mit Q^2 steil an, für $x = 0.075$ zum Beispiel von $Q^2 = 7.5 \text{ GeV}^2$ bis $Q^2 = 23.7 \text{ GeV}^2$ um einen Faktor sechs. Dieser Anstieg wird durch die Charm-Schwelle verursacht und entspricht dem Anstieg der Wirkungsquerschnitte mit ν (z.B. Abb. V.15). Für jeden Wert von x entspricht die untere Grenze des Meßbereiches in Q^2 der Photonenergie 60 GeV und die obere Grenze der Photonenergie 220 GeV.

Im oberen Teil der Abbildung V.20 sind einige Resultate der inklusiven Myonstreuung an Wasserstoff ($x = 0.03$) und an Eisen ($x = 0.25, x = 0.45$) [EMC 81/2] dargestellt. Diese Analyse ist ebenfalls mit der Annahme $R=0$ durchgeführt worden, die Fehler sind nur die statistischen Fehler, und die eingezeichneten Kurven sind QCD-Anpassungen ("leading order"). Der Vergleich der inklusiven Strukturfunktion F_2 mit F_2 -Charme zeigt, daß die Charme-Produktion bis zu maximal $(6 \pm 2) \%$ im Bereich ($x \approx 0.04, Q^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$) zum inklusiven Wirkungsquerschnitt beiträgt. Wichtiger als der absolute Beitrag ist jedoch der differentielle Beitrag, der Anstieg mit Q^2 . Das naive Quark-Parton-Modell sagt Skalenverhalten voraus (siehe Abs. I.2), und die Messung der Skalenverletzung ($dF_2(Q^2)/dQ^2 \neq 0$) testet die Voraussagen der Quantenchromodynamik (QCD). Dazu ist es jedoch erforderlich, den Beitrag zur Skalenverletzung zu kennen, der nicht durch QCD-Effekte, sondern durch kinematische Effekte, wie das Überschreiten der Charmeschwelle, verursacht wird. Dazu werden Anpassungen der Form (V.18) durchgeführt.

$$F_2^{\mu N} \cdot \mu c \bar{c} x = a + b \cdot \ln Q^2 \quad (\text{V.18})$$

Die Resultate sind in der Tabelle V.18 angegeben und in der Abb. V.20 eingezeichnet. Sie ergeben eine gute Beschreibung der Daten. Die Abb. V.21 zeigt

x	a	b
.0075	$(0.04 \pm 9.15 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$	$(1.22 \pm 0.14 \pm 0.29) \cdot 10^{-2}$
.0133	$(-3.80 \pm 2.32 \pm 0.95) \cdot 10^{-3}$	$(1.17 \pm 0.19 \pm 0.29) \cdot 10^{-2}$
.0237	$(-1.15 \pm 0.24 \pm 0.29) \cdot 10^{-2}$	$(1.44 \pm 0.15 \pm 0.36) \cdot 10^{-2}$
.0422	$(-1.64 \pm 0.54 \pm 0.41) \cdot 10^{-2}$	$(1.39 \pm 0.24 \pm 0.35) \cdot 10^{-2}$
.0750	$(-2.36 \pm 0.49 \pm 0.59) \cdot 10^{-2}$	$(1.33 \pm 0.19 \pm 0.33) \cdot 10^{-2}$
.133	$(-1.18 \pm 0.67 \pm 0.31) \cdot 10^{-2}$	$(5.92 \pm 2.10 \pm 1.54) \cdot 10^{-3}$
.237	$(-1.08 \pm 0.86 \pm 0.29) \cdot 10^{-2}$	$(3.83 \pm 2.28 \pm 1.03) \cdot 10^{-3}$

Tabelle V.18 $(dF_2^{cc}/d \ln Q^2)$ - Anpassungen $(F_2^{cc} = a + b \ln Q^2)$

erster Fehler = statistischer Fehler
 zweiter Fehler = systematischer Fehler

den Parameter b , die Steigung von F_2 mit $\ln Q^2$, als Funktion von x . Die inneren Fehlerbalken sind der statistische Fehler und die äußeren die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Die Daten der Charme-Produktion sind für alle Werte von x mit dem PGF-Modell konsistent. Für große Werte von x fällt $dF_2/d \ln Q^2$ deutlich ab. Als offene Kästchen sind die analog berechneten Werte der inklusiven Myonstreuung dargestellt [EMC 82/3]. Diese sind im Bereich $x < 0.1$ größer als für die Charme-Produktion, bei $x = 0.1$ etwa gleich groß und für $x > 0.1$ kleiner. Die Skalenverletzung der inklusiven Myonstreuung setzt sich aus der Paarerzeugung von Quarks und aus der Gluon-Bremsstrahlung zusammen. Diese Beiträge sind etwa bei $x = 0.15$ entgegengesetzt gleich groß und heben sich auf. Deshalb ist eine Angabe des prozentualen Beitrages der Charme-Produktion zur inklusiven Skalenverletzung nicht sinnvoll, denn diese Angabe würde bei $x = 0.15$ divergieren.

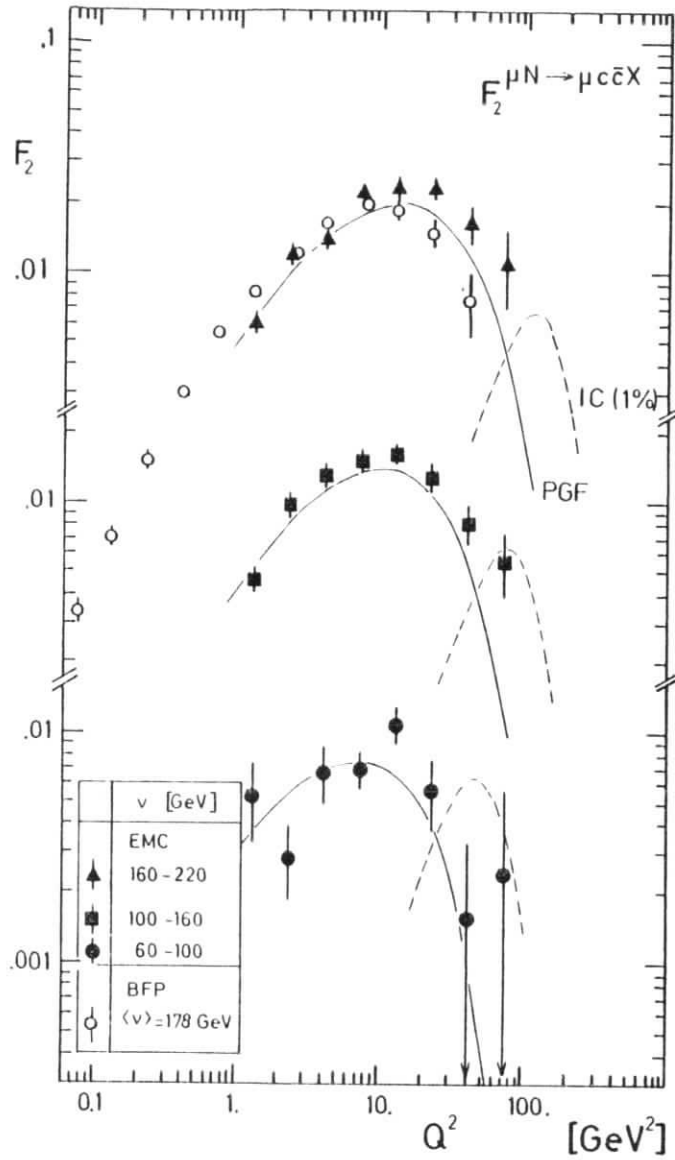


Abb. V.19 F_2 -Charme als Funktion von Q^2 für feste ν

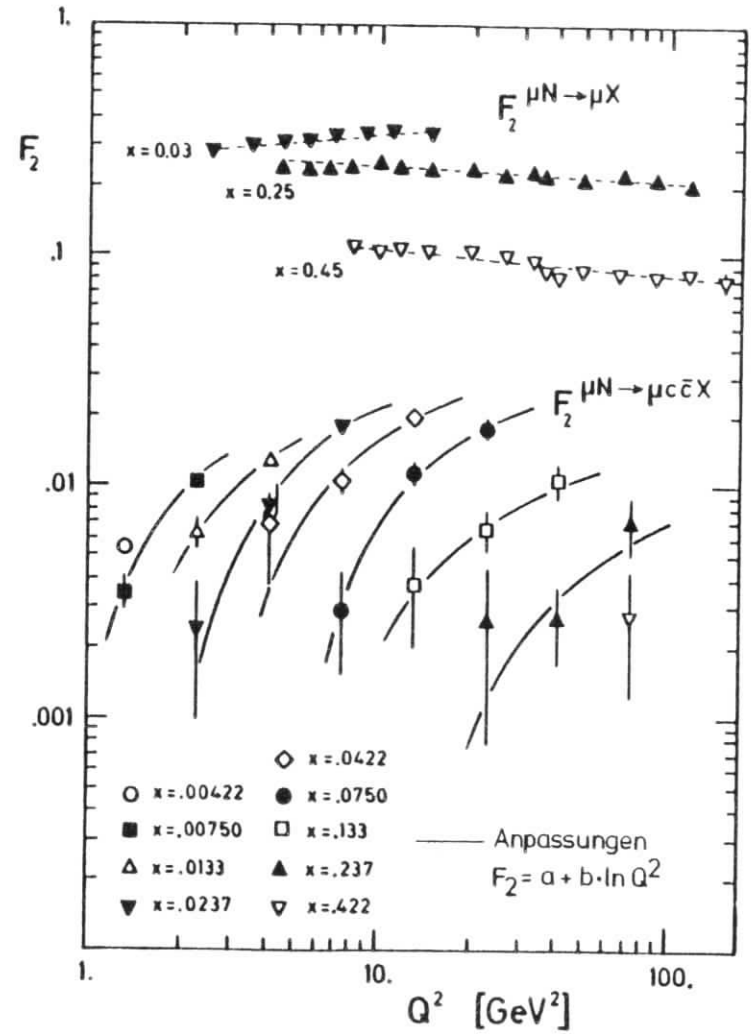


Abb. V.20 F_2 und F_2 -Charme als Funktion von Q^2 für feste x

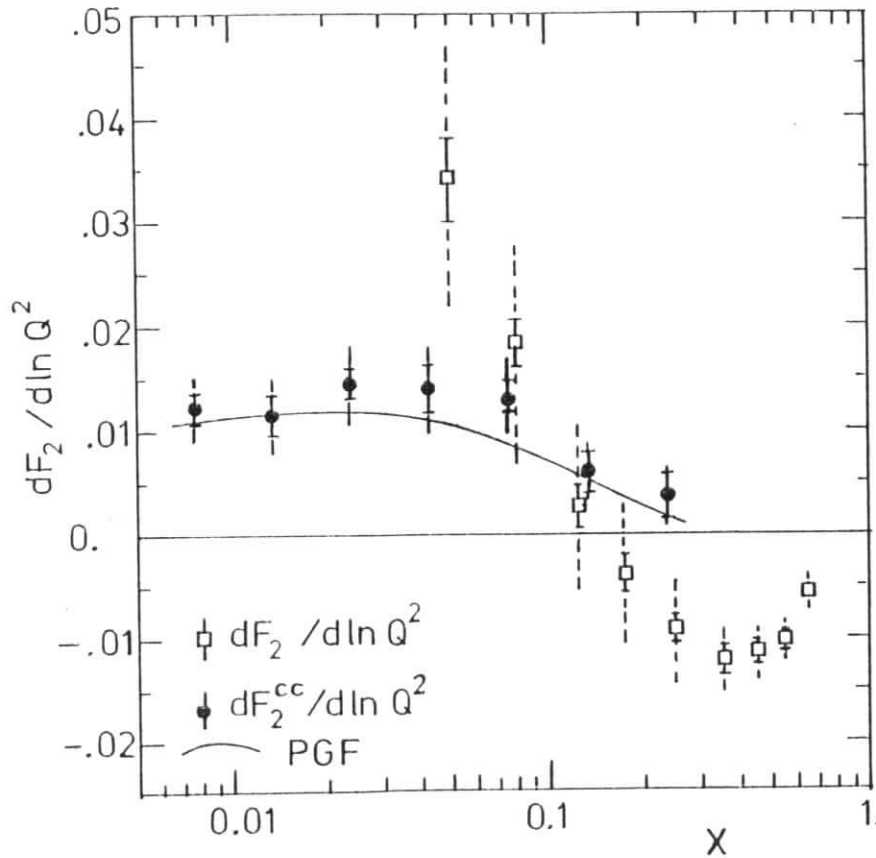


Abb. V.21 Beitrag von F_2 -Charme zur Skalenverletzung

VI. Diskussion der Ergebnisse

Dieses Kapitel soll die bisher erarbeiteten Ergebnisse aus der Analyse der Dimyon-Endzustände zusammenfassend diskutieren und einige physikalische Interpretationen hinzufügen. Resultate aus der Analyse der 3μ -Endzustände [EMC 80/3, EMC 82/2] und der J/ψ -Produktion [EMC 80/1, EMC 82/1] werden dabei teilweise einbezogen. Nach dem Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion mit den Ergebnissen anderer Experimente wird der Hadronisierungsprozeß diskutiert. Die Untersuchung des Produktionsmechanismus für Charme führt schließlich zu Aussagen über Partonverteilungen im Nukleon.

VI.1 Wirkungsquerschnitte der Charme-Produktion

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für offene Charme-Produktion sind in den Absätzen V.2 und V.3 ausführlich diskutiert worden. Der integrierte totale Myon-Wirkungsquerschnitt für offene Charme-Produktion beträgt (9.8 ± 3.3) nb bei einer mittleren Myonenergie von 250 GeV. Dieser Wert ist verträglich mit dem Resultat der BFP-Kollaboration von $(6.9^{+1.9}_{-1.4})$ nb für eine mittlere Myonenergie von 209 GeV [BFP 80]. Beide Ergebnisse liegen deutlich über dem ersten Resultat zur Charme-Produktion in der Myon-Nukleon-Streuung von (3 ± 1) nb bei 270 GeV [MSU 77].

Die Myon-Produktion von offenem Charme mit einem 3μ -Endzustand, bei dem beide Charme-Mesonen semileptonisch in Myonen zerfallen sind, wurde nur von der EMC gemessen [EMC 80/3, EMC 82/2]. Die Resultate der Analyse stimmen mit denen der 2μ -Endzustände überein. Die Abbildung V.13 vergleicht die Photon-Wirkungsquerschnitte. Bei der Anpassung beider Datensätze aneinander erhält man ein Verzweigungsverhältnis $D + \mu X$ von $(7 \pm 3)\%$, welches mit dem benutzten Verzweigungsverhältnis von $(8.2 \pm 1.2)\%$ [PAR 80] übereinstimmt.

Die Extrapolation der Photon-Wirkungsquerschnitte nach $Q^2 = 0$ (Absatz V.4) führt zu Querschnitten der offenen Charme-Produktion zwischen 364 und 715 nb bei Photonenergien von 80 bis 200 GeV. Die Abbildung VI.1 zeigt sie im Vergleich mit Resultaten der BFP-Kollaboration [BFP 80] und von Experimenten mit realen Photonen (WA4, C1F, SLAC-hybrid-facility) [WA4 80, C1F 79, ROU 80, TRE 81]. Bis auf das WA4 Ergebnis für $E_\gamma = 55$ GeV sind alle Experimente in guter Übereinstimmung und werden auch in der Energieabhängigkeit und in der Normalisierung gut durch das Photon-Gluon-Fusionsmodell beschrieben. Die ebenfalls nach $Q^2 = 0$

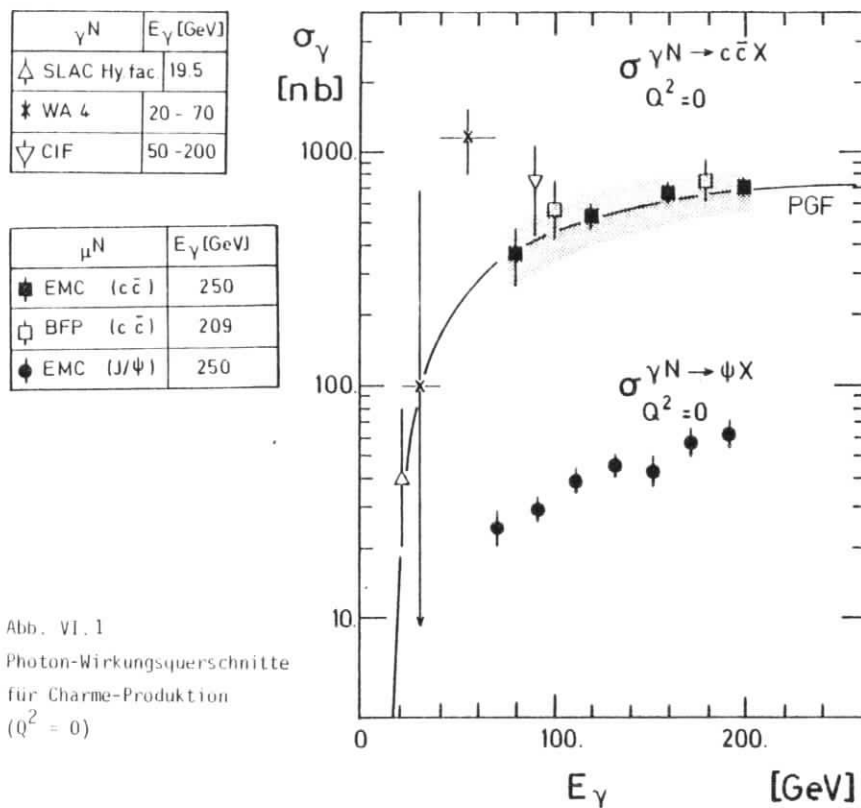


Abb. VI.1
Photon-Wirkungsquerschnitte
für Charme-Produktion
($Q^2 = 0$)

extrapolierten Photon-Wirkungsquerschnitte der J/ψ -Produktion [EMC 80/1, EMC 82/1] sind auch in der Abbildung VI.1 dargestellt. Sie liegen etwa einen Faktor zehn unter der offenen Charme-Produktion und weisen einen ähnlichen Anstieg mit der Photonenergie auf. Bei einer Photonenergie von 200 GeV macht die J/ψ -Produktion etwa 0.06 % und die offene Charme-Produktion etwa 0.6 % des totalen Photon-Wirkungsquerschnittes (120 μb , [PAR 80]) aus. Beim Vergleich der Charme-Strukturfunktion mit der inklusiven Strukturfunktion F_2 ergibt sich im untersuchten kinematischen Bereich ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) ein Charme-Anteil von mindestens 1 % bis zu (6 ± 2) % (siehe Absatz V.5, Abb. V.20). Der Charme-Anteil ist also für virtuelle Photonen deutlich größer als für reelle Photonen.

Der Charm-Anteil in der Hadron-Hadron-Wechselwirkung wurde im Energiebereich $\sqrt{s} = 20 - 30 \text{ GeV}$ am SPS des CERN und am FNAL gemessen, sowie im Energiebereich $\sqrt{s} = 60 - 70 \text{ GeV}$ am ISR des CERN. Bei einem mit der Energie nur leicht ansteigenden totalen Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt von etwa 40 mb [PAR 80] wächst der Charm-Anteil von 0.02 % bis 0.1 % bei SPS-Energien auf 0.5 % bis 10 % bei ISR-Energien [TRE 81]. Die großen Unsicherheiten sind auf unterschiedliche Modellannahmen des Produktionsmechanismus zurückzuführen. Dennoch ist ein starkes Schwellenverhalten der Charme-Produktion zu erkennen.

VI.2 Hadronisierung der Quarks

Da es bisher keine grundlegende Theorie zur Hadronisierung der Quarks gibt, benutzt man den phänomenologischen Ansatz einer Fragmentierungsfunktion $D(z)$ (siehe Absatz IV.2.2(b)). Die Anpassung an die Daten im Absatz IV.3 ergab eine harte Fragmentierungsfunktion $D(z) \propto \exp[(1.6 \pm 1.6) \cdot z]$ mit z als Energieübertrag des c -Quarks auf das D-Meson im Laborsystem, dem Ruhesystem des Nukleons. Dieses Ergebnis stimmt überein mit Anpassungen der Fragmentierungsfunktion an die Energieverteilungen der 3_μ -Ereignisse [EMC 82/2]. Es ist auch verträglich mit Analysen zur Produktion von Charme in Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen [ODO 77] und bestätigt einige theoretische Vorhersagen zur Hadronisierung schwerer Quarks, die alle relativ harte Fragmentierungsfunktionen erwarten [BJO 77, SUZ 77, BOW 81, KIN 81]. Wichtig ist die Frage, ob die Hadronisierung nur zwischen den beiden c -Quarks abläuft (CM-Fragmentierung, siehe Seite 81), oder ob beide Quarks unabhängig voneinander relativ zu den Spektator-Quarks im Nukleon hadronisieren ("LAB-Fragmentierung") [PHI 80/1]. Die beiden Prozesse sind in der Abbildung VI.2 angedeutet.

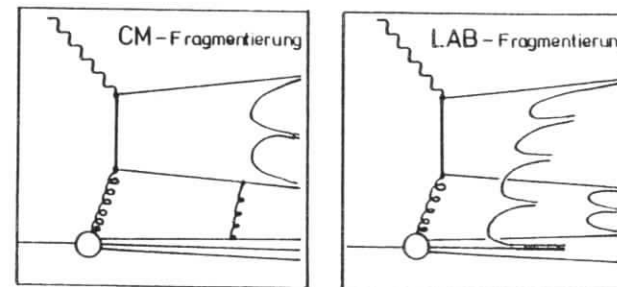


Abb. VI.2 Möglichkeiten der Hadronisierung

Als Ergebnis dieser Analyse ist eine Hadronisierung relativ zum Nukleon bevorzugt. Auch weiche Ansätze einer "CM-Fragmentierung" führen zu Energiespektren der erzeugten Myonen, die härter sind als beobachtet. Dies wird durch die unterschiedlichen Fragmentierungsbereiche bewirkt, die in der Abbildung VI.3 unter Vernachlässigung der Masseneffekte angedeutet sind. Während bei der "CM-Fragmentierung" die erzeugten Mesonen bevorzugt zwischen c und \bar{c} liegen, erreicht die "LAB-Fragmentierung" auch den Bereich in der Nähe des Nukleons (siehe auch Diskussion auf Seite 84).

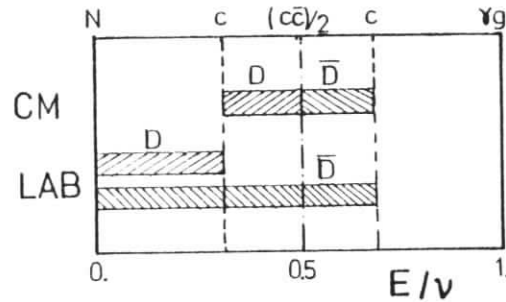


Abb. VI.3 Fragmentierungsbereiche

VI.3 Produktionsmechanismus für Charme

Die verschiedenen Modelle der Charme-Produktion sind bereits im Absatz I.3 und zum Teil ausführlich im Absatz IV.2.2 beschrieben worden. Zum Vergleich sind die einzelnen Mechanismen in der Abbildung VI.4 nebeneinander dargestellt.

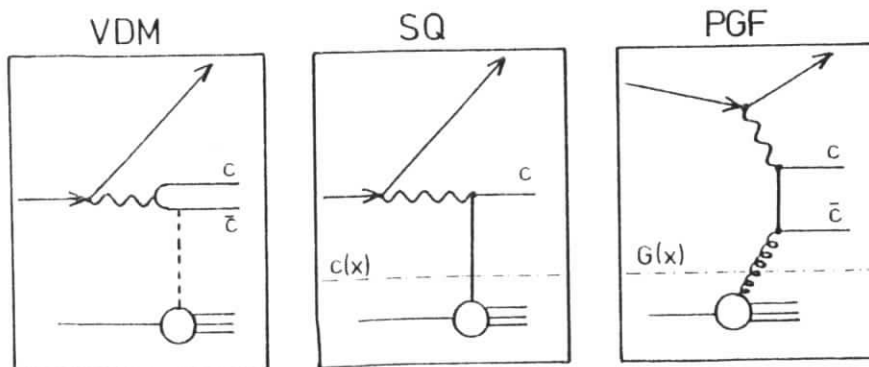


Abb. VI.4 Modelle der Charme-Produktion

Beim Vektordominanzmodell (VDM) hat das Photon eine hadronische Komponente, die mit kleinem Impulsübertrag am Nukleon gestreut wird. Es eignet sich zur Beschreibung der Charme-Produktion von gebundenen Zuständen [EMC 80/1, EMC 82/1] und gibt auch für die offene Charme-Produktion eine Vorhersage der Q^2 -Verteilung [BFP 80]. In dieser Analyse wurde es nur zur Extrapolation der Wirkungsquerschnitte nach $Q^2 = 0$ benutzt. Das "struck-quark"-Modell (SQ) besteht eigentlich nur aus der Annahme, daß das virtuelle Photon seine Energie auf ein im Nukleon vorhandenes Quark überträgt, dessen Verteilung $c(x)$ vorgegeben werden muß. Es entspricht dem Standardansatz des Quark-Parton-Bildes. Das Photon-Gluon-Fusionsmodell (PGF) geht gewissermaßen einen Schritt weiter und beschreibt die "Herkunft" des c -Quarks. Es ersetzt die Charme-Verteilung $c(x)$ durch die Gluon-Verteilung $G(x)$ und beschreibt die Dynamik des Prozesses $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ explizit (siehe Absatz IV.2.2). Dadurch kann es Aussagen über Korrelationen zwischen den beiden c -Quarks machen und auch einen Transversalimpuls der Quarks relativ zum virtuellen Photon beschreiben.

Die Daten werden in allen Verteilungen gut durch das PGF-Modell beschrieben. Im Absatz V.3 wurden bereits die Probleme diskutiert, die z - und p_T^2 -Verteilungen im SQ-Bild zu erklären. Es würde ein innerer Transversalimpuls der Quarks in der Größenordnung $\langle k_T^2 \rangle = 5 \text{ GeV}^2$ benötigt werden. Die Existenz von 3μ -Ereignissen, sowie deren gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen des PGF-Modelles sind weitere Argumente für einen PGF-artigen Produktionsmechanismus. Die Abbildung VI.5 zeigt

einige kinematische Verteilungen der 3μ -Ereignisse [EMC 82/2]. Die Verteilung in der Variablen $\Delta\phi$, der Differenz der beiden Azimutalwinkel der produzierten Myonen, bevorzugt deutlich $\Delta\phi = \pm 180^\circ$. Diese Struktur wird im PGF-Modell durch den Zerfall des γg -Systems in ein zum virtuellen Photon symmetrisches Quarkpaar gut reproduziert. Das SQ-Modell gibt grundsätzlich nur eine Vorhersage für die Produktion eines einzelnen c -Quarks. Man würde die Fragmentierungsprodukte

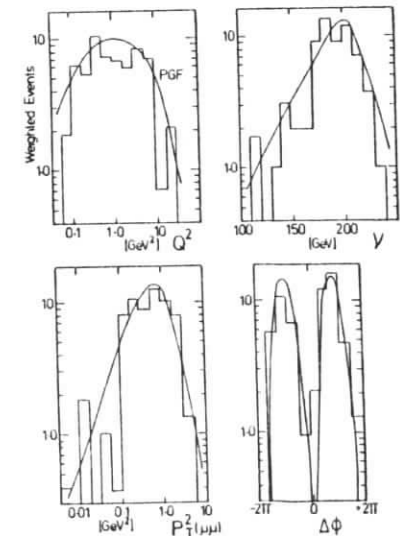


Abb. VI.5 3μ -Ereignisse

eines im Nukleon vorhandenen weiteren c-Quarks im Bereich der Targetfragmentation erwarten, für die unser Spektrometer nur eine sehr kleine Akzeptanz hat. Zur Beschreibung der 2μ - und 3μ -Daten im Rahmen eines SQ-Bildes würde man also zusätzlich zur Vorgabe einer an die Q^2 - und ν -Verteilungen angepaßten Partonverteilung $c(x)$ einen an die p_T^2 -Verteilung angepaßten extrem großen Transversalimpuls und einen an die 3μ -Daten angepaßten Mechanismus zur Produktion des zweiten Charmesons benötigen.

VI.4 Parameter des PGF-Modells

Die nicht festgelegten Parameter des PGF-Modells sind die Masse des Charm-Quarks, die Kopplungskonstante α_s und die Gluonverteilung $G(x)$. Die möglichen Ansätze sind im Absatz IV.2.2 diskutiert worden. Eine Bestimmung aller Parameter kann nicht durchgeführt werden, da sie stark miteinander korreliert sind. Eine kleinere Quarkmasse führt zum Beispiel zu einem größeren Wirkungsquerschnitt des Modells, zu einem steileren Abfall mit Q^2 und einem schwächeren Anstieg mit ν . Diese Effekte können kompensiert werden durch einen kleineren Wert von Λ in der Kopplungskonstante α_s und eine weichere Gluonverteilung. Eine größere Quarkmasse könnte kompensiert werden durch eine Q^2 -unabhängige Kopplungskonstante und eine härtere Gluonverteilung. Extreme Ansätze der Gluonverteilung (siehe nächster Absatz) und eine nur von Q^2 abhängende Kopplungskonstante α_s können ausgeschlossen werden. Letztere führt zu einem sehr viel steileren Q^2 -Abfall der Modellvorhersage, der unseren Daten widerspricht. Außerdem erlaubt ein derartiger Ansatz keine Vorhersage für reelle Photoproduktion.

Der Versuch, durch eine Anpassung des Modells an alle Charm-Endzustände (2μ , 3μ , J/ψ) die Parameter zu bestimmen, wird in [EMC 82/2] unternommen und führt zu Resultaten, die mit den Standardparametern ($m_c = 1.5 \text{ GeV}$, $\alpha_s = \alpha_s(Q^2 + m_{cc}^2)$, $x \cdot G(x) = (1-x)^5$) verträglich sind.

VI.5 Partonverteilungen für Charm-Quarks im Nukleon

Aus den Wirkungsquerschnitten der Charm-Produktion läßt sich entweder im Rahmen des "struck-quark"-Modells die Verteilung $c(x)$ der Charm-Quarks oder im Rahmen des PGF-Modells die Verteilung $G(x)$ der Gluonen im Nukleon ableiten. Die Verteilung $c(x)$ erhält man direkt aus der Strukturfunktion F_2 -Charme (siehe (I.13)).

$$F_2^{CC}(x) = x \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \cdot (c(x) + \bar{c}(x)) = \frac{8}{9} \cdot x \cdot c(x) \tag{VI.1}$$

Die resultierende Verteilung der Charm-Quarks ist in der Abbildung VI.6 für verschiedene Werte von Q^2 als $x \cdot c(x)$ dargestellt.

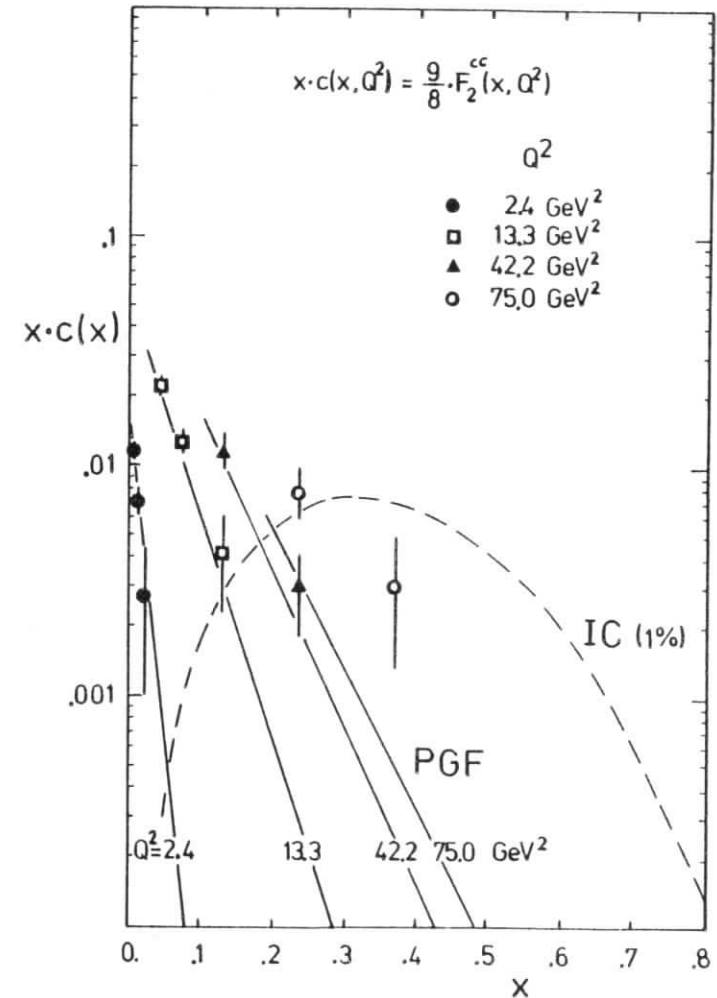


Abb. VI.6 Charm-Verteilung im Nukleon

Die Charme-Verteilung fällt mit x steil ab und wird mit wachsendem Q^2 größer und flacher. Für $Q^2 = 2.4, 13.3$ und 42 GeV^2 sind die Daten gut mit der PGF-Vorhersage verträglich. Für $Q^2 = 75 \text{ GeV}^2$ liegen die Daten systematisch über dem PGF-Modell. Für $x = 0.24$ etwa 20% und für $x = 0.37$ etwa 1.50. Die Fehler enthalten wie bei den Wirkungsquerschnitten nur die statistischen Fehler. Der letzte Meßpunkt bei $x = 0.37$ enthält nur fünf Ereignisse. Die Vorhersagen des PGF-Modells können gut mit dem Ansatz

$$x \cdot c(x) = f \cdot (1 - x)^n \quad (VI.2)$$

parametrisiert werden, und man erhält $n = 63, 18, 11$ und 9 für $Q^2 = 2.4, 13.3, 42$ und 75 GeV^2 . Dies steht im Gegensatz zu der Q^2 -Entwicklung von Partonverteilungen, die durch eine QCD-Analyse der inklusiven Strukturfunktionen ermittelt wurden [BUR 78]. Alle dort angegebenen Parton-Verteilungen entwickeln sich mit wachsendem Q^2 zu steileren, also weicheren Verteilungen, die Charme-Verteilung zum Beispiel von $n = 9$ bei $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ nach $n = 15$ bei $Q^2 = 71 \text{ GeV}^2$. Die in [BUR 78] benutzten Partonverteilungen sind in der Abbildung I.3 dargestellt.

Durch Integration ergibt sich aus der Partonverteilung $c(x)$ der Impulsanteil der Charme-Quarks im Nukleon zu $\int_0^1 x \cdot c(x) dx$.

Da der Bereich kleiner Werte von x am stärksten zu diesem Integral beiträgt, jedoch für große Werte von Q^2 außerhalb des kinematischen Bereiches der Messung liegt, sind wir hier auf die Extrapolation der Modelle angewiesen. Die Abbildung VI.7 zeigt den Impulsanteil der Partonen im Proton als Funktion von Q^2 . Die Summe der Impulsanteile ist immer gleich eins. Die durchgezogen gezeichneten Kurven entsprechen den in [BUR 78] angegebenen Parametrisierungen der Partonverteilung für Gluonen (G),

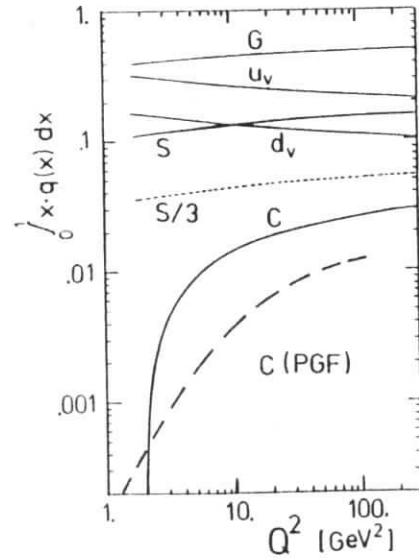


Abb.VI.7 Impulsanteil der Partonen im Proton

für Valenzquarks (u_v, d_v), für den Seebeitrag der leichten Quarks ($S = u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}$) und für den Charme-Beitrag ($C = c + \bar{c}$). Der Beitrag noch schwererer Quarks ist hierbei vernachlässigt worden. Mit wachsendem Q^2 geht der Impulsanteil der Valenzquarks zurück, und der Anteil der Gluonen und der Seequarks steigt. Zum besseren Vergleich der Seebeiträge leichter und schwerer Quarks ist der Beitrag einer einzelnen Art von leichten Quarks als gepunktete Linie eingezeichnet ($S/3 = u + \bar{u} = d + \bar{d} = s + \bar{s}$). Der Charme-Beitrag beträgt bei $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ etwa 5% von $S/3$, bei $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ etwa 30% und bei $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ etwa 50%. Ähnliche Anteile werden in [CLO 79] mit Massenverhältnissen von leichten und schweren Mesonen begründet (etwa 5% bei $Q^2 = 0$ und etwa 50% bei $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$). Deutlich kleiner ist jedoch der sich aus dem PGF-Modell ergebende Charme-Anteil. Dazu werden die in der Abbildung VI.6 dargestellten Charme-Verteilungen des PGF-Modells, die bis $Q^2 = 42 \text{ GeV}^2$ sehr gut die Daten reproduzieren, mit dem Ansatz (VI.2) parametrisiert, bis $x = 0$ extrapoliert, integriert und auf $C = c + \bar{c}$ umgerechnet. Das Resultat ist in der Abbildung VI.7 als $C(\text{PGF})$ dargestellt. Der gemessene Charme-Anteil beträgt bei $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ etwa 1%, bei $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ etwa 10% und bei $Q^2 = 75 \text{ GeV}^2$ etwa 20% des Seebeitrags einer Art von leichten Quarks. Im Vergleich zu dem in [BUR 78] gerechneten Charme-Anteil ist der gemessene Beitrag deutlich kleiner und steigt für kleine Werte von Q^2 langsamer mit Q^2 an. Über die Auswirkung der Differenz zwischen Daten und PGF-Modell bei $Q^2 = 75 \text{ GeV}^2$ auf den integrierten Charme-Anteil kann keine Aussage gemacht werden, denn die Extrapolation nach $x = 0$ ist unklar. Für $x = 0.24$ liegen die Daten etwa einen Faktor zwei über dem Modell, aber der integrierte Charme-Anteil wird völlig vom nicht gemessenen Bereich $x < 0.18$ dominiert.

VI.6 Partonverteilungen für Gluonen im Nukleon

Nach der Diskussion der Charme-Verteilung soll als nächstes mit Hilfe des PGF-Modells die Gluonverteilung im Nukleon untersucht werden. Dazu wird in vier verschiedenen Q^2 -Bereichen jeweils durch Variation des Ansatzes

$$x \cdot G(x) = f \cdot (1 - x)^m \quad (VI.3)$$

für die Gluonverteilung die PGF-Modellvorhersage an den gemessenen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dQ^2 dv$ angepaßt. Es ergeben sich Werte von $m = 6.2 \pm 2.1$ für $Q^2 = 1.8 \text{ GeV}^2$, $m = 6.1 \pm 1.2$, für $Q^2 = 5.6 \text{ GeV}^2$, $m = 4.5 \pm 1.0$ für $Q^2 = 18 \text{ GeV}^2$ und $m = 4.1 \pm 1.4$ für $Q^2 = 56 \text{ GeV}^2$. Sie sind mit einer Q^2 -unabhängigen Gluonverteilung verträglich, haben aber eine leicht fallende Tendenz. Die Resultate sind in der Abbildung VI.8 als Funktion von Q^2 dargestellt. Das Ergebnis einer entsprechenden Analyse der J/ψ -Produktion unter Einbeziehung von Daten der reellen Photo-

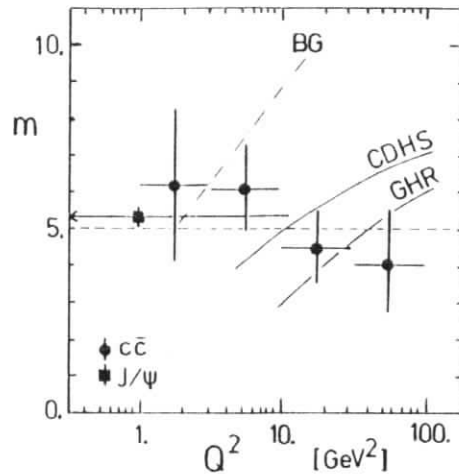


Abb. VI.8 Steigung der Gluonverteilung als Funktion von Q^2 .

produktion von J/ψ bei $Q^2 = 0$ lautet $m = 5.3 \pm 0.2$ [EMC 82/1]. Der Q^2 -Bereich der J/ψ -Analyse erstreckt sich von $Q^2 = 0$ bis etwa $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Der im Vergleich zur Dimyon-Analyse sehr kleine Fehler ist auf den größeren kinematischen Bereich in v zurückzuführen (20 bis 200 GeV), der einen größeren Bereich in x zur Bestimmung von $G(x)$ bedeutet. Der kinematische Zusammenhang zwischen v und x ist in (IV.7) und (IV.8) hergeleitet worden. Dort wird für den Anteil des Gluonimpulses am Gesamtimpuls des Nukleons die Variable η statt x benutzt, um eine Verwechslung mit dem $x = Q^2/2m\nu$ des Photons zu vermeiden.

Alle Resultate sind vertraglich mit einer Q^2 -unabhängigen Gluonverteilung $x \cdot G(x) \propto (1-x)^5$ über einen Bereich von $Q^2 = 0$ bis etwa $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$. Dieses ist ein interessantes Resultat, denn es widerspricht dem generellen Trend mehrerer QCD-Analysen der inklusiven Strukturfunktionen in der Lepton-Nukleon-Streuung (eN , μN , νN). Dort ergeben sich Gluonverteilungen, die deutlich weicher werden mit wachsendem Q^2 . Die bereits mehrfach benutzte Analyse [BUR 78] ist als BG in der Abbildung VI.8 eingezeichnet und kann von den Daten ausgeschlossen werden. Neuere Analysen ergeben Gluonverteilungen, die bei kleinen Werten von Q^2 deutlich härter sind als $(1-x)^5$ [GLU 80, CDH 81]. Beim jeweils kleinsten Wert von Q^2 lauten die Parametrisierungen:

$$[\text{GLU } 80] \quad Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2: \quad x \cdot G(x) = 0.92(1 + 8.6x + 54x^2) \cdot (1-x)^6 \quad (\text{VI.4})$$

$$[\text{CDH } 81] \quad Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2: \quad x \cdot G(x) = 2.62(1 + 3.5x) \cdot (1-x)^{5.9} \quad (\text{VI.5})$$

Die Abbildung VI.9 zeigt die Gluonverteilungen für $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ und 20 GeV^2 jeweils im Vergleich mit $(1-x)^5$.

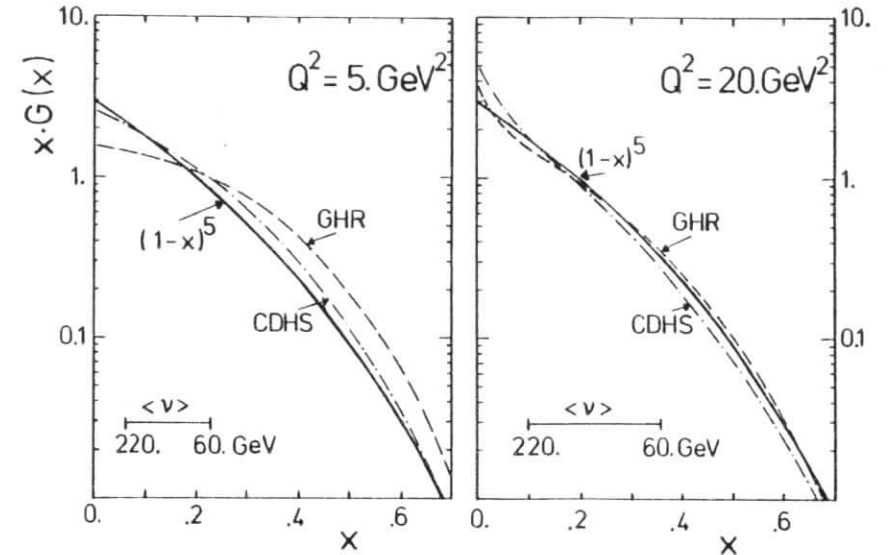


Abb. VI.9 Gluonverteilungen

Zum Vergleich dieser Resultate mit unseren Ergebnissen wird der einfache Potenzansatz (VI.3) für verschiedene Werte von Q^2 an die Parametrisierungen (VI.4) und (VI.5) angepaßt, deren Koeffizienten Funktionen von Q^2 sind. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da in dem jeweils kleinen Meßbereich in x der einfache Ansatz die Parametrisierungen gut beschreibt. Der Anpassungsbereich wurde gemäß (IV.8) mit einer mittleren Masse des $c\bar{c}$ -Systems von $m_{c\bar{c}}^2 = 20 \text{ GeV}^2$ berechnet und ist in der Abbildung VI.9 angedeutet. Die resultierenden Kurven $m(Q^2)$ sind als CDHS [CDH 81] und GHR [GLU 80] in der Abbildung VI.8 eingezeichnet. Sie weisen eine schwächere Q^2 -Abhängigkeit auf als die Gluonverteilung bei [BUR 78], widersprechen aber ebenfalls der Q^2 -Abhängigkeit der Daten. Besonders der mit nur einem kleinen Fehler behaftete Wert der J/ψ -Analyse steht im Konflikt zu den nach $Q^2 < Q_0^2$ extrapolierten GHR- und CDHS-Anpassungen.

Eine mögliche Lösung dieses Widerspruches ist die Wahl eines anderen Entwicklungsparameters als Q^2 . Während bei der Untersuchung von Quarkverteilungen das Photon

unmittelbar an das untersuchte Parton koppelt, ist das Photon bei der Untersuchung der Gluonverteilung durch den Propagator des virtuellen c -Quarks vom untersuchten Parton, dem Gluon, getrennt (siehe Abb. VI.4). Es ist also plausibel, daß außer der Masse des Photons auch die Masse des $c\bar{c}$ -Systems den Impulsübertrag am Gluonvertex bestimmt. Der einfachste Ansatz ist, Q^2 durch $Q^2 + m_{c\bar{c}}^2$ zu ersetzen. Auch im PGF-Modell wird bei der Beschreibung der Kopplung des Gluons an das c -Quark ein Ansatz $\alpha_s(Q^2 + m_{c\bar{c}}^2)$ gewählt (IV.10), der die Daten als Funktion von Q^2 deutlich besser beschreibt als der nur von der Photonmasse abhängende Ansatz $\alpha_s(Q^2)$. Die Abbildung VI.10 zeigt die Steigung der Gluonverteilung als Funktion von $Q^2 + m_{c\bar{c}}^2$. Dabei wurde für die J/ψ -Daten $m_{c\bar{c}}^2 = (3.1 \text{ GeV})^2$ und für die Dimyon-Daten $m_{c\bar{c}}^2 = 20 \text{ GeV}^2$ gewählt.

Dadurch reduziert sich der Bereich im Entwicklungsparameter von über drei Dekaden in Q^2 auf etwa eine Dekade in $Q^2 + m_{c\bar{c}}^2$, und die Multi-Myon-Resultate werden fast mit den Analysen von CDHS und GHR verträglich. Die Dimyon-Daten alleine bevorzugen die GHR-Parametrisierung, während das J/ψ -Resultat sehr gut mit der CDHS-Parametrisierung übereinstimmt. Im Bereich $Q^2 + m_{c\bar{c}}^2 = 20 - 30 \text{ GeV}^2$, in dem die meisten Dimyon-Ereignisse liegen ($Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$), unterscheiden beide Parametrisierungen sich nur geringfügig von der "Standard"-Gluonverteilung $x \cdot G(x) = (1-x)^5$. Dies ist in der Abbildung VI.9 für $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ dargestellt.

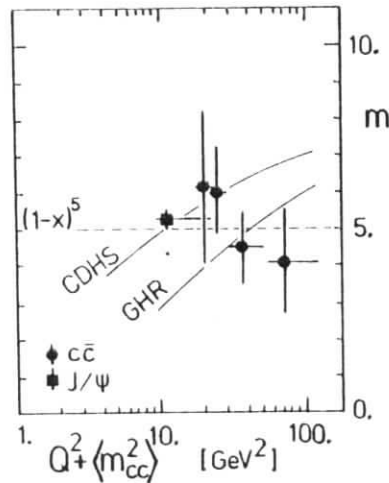


Abb. VI.10 Steigung der Gluonverteilung als Funktion von $Q^2 + m_{c\bar{c}}^2$.

Da sowohl die Härte der Gluonverteilung als auch das von der Quarkmasse bestimmte Schwellenverhalten die ν -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte beeinflussen, besteht eine Kopplung der Parameter m_c und m . Bei Variation der Quarkmasse von 1.5 GeV auf 1.25 GeV ändert sich der ermittelte Wert von m um + 0.8 für $Q^2 = 1.8 \text{ GeV}^2$ und um + 0.2 für $Q^2 = 56 \text{ GeV}^2$. Bei Änderung auf 1.75 GeV ergeben sich - 1.4 für $Q^2 = 1.8 \text{ GeV}^2$ und - 0.3 für $Q^2 = 56 \text{ GeV}^2$. Der systematische Fehler der Bestimmung von m bezüglich m_c ist also deutlich kleiner als der statistische Fehler.

VI.7 Intrinsic-Charme im Nukleon

Das Konzept des Intrinsic-Charme (IC) [BRO 80, BRO 81] fordert zusätzlich zum "Extrinsic-Charme", der durch das PGF-Modell beschrieben wird, eine zweite, sehr viel härtere Charme-Komponente. Sie sollte aus "langlebigen" $c\bar{c}$ -Paaren im Nukleon bestehen, die durch einen SQ-Mechanismus (siehe Absatz VI.3) zur Produktion von Dimyon-Endzuständen führen müßte. Der Gesamtbeitrag soll klein sein, ab $x = 0.2$ sollte er jedoch größer sein als der PGF-Beitrag.

Der Vergleich der Dimyon-Wirkungsquerschnitte mit den Voraussagen dieses Modells wurde für die differentiellen Wirkungsquerschnitte (Absatz V.2, Abb. V.5 und 6) und für die Strukturfunktion $F_2(Q^2, \nu)$ (Absatz V.5, Abb. V.19) durchgeführt. Dabei wurde eine von Q^2 unabhängige IC-Komponente angenommen und über Q^2 integriert. Die resultierende obere Grenze der IC-Komponente beträgt 0.28 % (siehe (V.3)). Die Untersuchung der Charme-Verteilung als Funktion von Q^2 zeigt jedoch, daß eine IC-Komponente eventuell erst bei großen Werten von Q^2 auftritt. Die Abbildung VI.6 zeigt den Verlauf einer IC-Komponente von 1 %. Die gemessene Charme-Verteilung wird bei $Q^2 = 42 \text{ GeV}^2$ durch eine zusätzliche IC-Komponente von 0.2 % und bei $Q^2 = 75 \text{ GeV}^2$ durch eine von 0.5 % deutlich besser beschrieben als vom PGF-Modell alleine. Ein von W abhängender Schwellenfaktor [ROY 81/2, BRO 81/2, GOD 82] könnte das IC-Modell, das in der Form [BRO 80] kein explizites Schwellenverhalten enthält, mit den Dimyon-Daten verträglich machen.

Erwähnt sei noch der Einfluß einer IC-Komponente auf die QCD-Analyse der Skalenverletzung in der Myon-Nukleon-Streuung. Der nur geringe Einfluß der PGF-Komponente wurde im Absatz V.5 diskutiert. Eine zusätzliche IC-Komponente hätte einen deutlichen Einfluß für $x > 0.2$ und soll den berechneten Wert für Λ von etwa 150 MeV [EMC 81/2] auf etwa 300 MeV erhöhen [ROY 81/1, GOD 82]. Dabei führt erst die Einführung einer von Q^2 abhängenden IC-Komponente zu diesen Effekten, denn ein konstanter IC-Anteil hätte keine Skalenverletzung zur Folge.

Zusammenfassung

In der tief inelastischen Myon-Nukleon-Streuung bei einer Strahlenergie von 250 GeV werden Dimyon-Endzustände untersucht. Etwa 20 % der akzeptierten Ereignisse sind auf leptonische Zerfälle von π^- und K-Mesonen und auf elektromagnetische Bethe-Heitler-Paarerzeugung von Myonen zurückzuführen. Die restlichen 80 % werden als offene Charm-Produktion mit semileptonischem Zerfall in Myonen identifiziert.

Alle differentiellen Wirkungsquerschnitte werden gut vom Photon-Gluon-Fusionsmodell in der ersten Ordnung der Störungsrechnung beschrieben. Dieser Produktionsmechanismus, der den Impuls des virtuellen Photons auf ein $c\bar{c}$ -Quarkpaar überträgt, ist gegenüber einem Mechanismus, der den Impuls auf ein einzelnes c-Quark überträgt, von den Daten deutlich bevorzugt. Eine Anpassung an die Daten ergibt für die Hadronisierung der Charm-Quarks eine harte Fragmentierungsfunktion $D(z) \propto \exp[(1.6 \pm 1.6) \cdot z]$ im Ruhesystem des Target-Nukleons.

Der totale Myon-Wirkungsquerschnitt für offene Charm-Produktion bei $E_\mu = 250$ GeV beträgt (9.8 ± 3.3) nb. Der Photon-Wirkungsquerschnitt für offene Charm-Produktion wird nach $Q^2 = 0$ extrapoliert und steigt von (364 ± 100) nb für $E_\gamma = 80$ GeV bis auf (715 ± 40) nb für $E_\gamma = 200$ GeV an. Dies entspricht 0.6 % des totalen Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnittes bei $E_\gamma = 200$ GeV. Der Charm-Beitrag zur Strukturfunktion F_2 beträgt im untersuchten kinematischen Bereich bis zu (6 ± 2) %. Der Beitrag zur Skalenverletzung wird diskutiert.

Im Rahmen des PGF-Modells kann die Gluon-Verteilung im Nukleon untersucht werden. Die Daten sind verträglich mit einer von Q^2 unabhängigen Gluonverteilung $x \cdot G(x) \propto (1-x)^5$. Es wird die Verwendung des Entwicklungsparameters $Q^2 + m_{cc}^2$ vorgeschlagen. Die Partonverteilung $c(x)$ der Charm-Quarks im Nukleon wird mit wachsendem Wert von Q^2 härter. Sie ist im Bereich $Q^2 = 75$ GeV² mit einer gegenüber theoretischen Vorhersagen reduzierten Intrinsic-Charm-Komponente des Nukleons verträglich.

Literaturverzeichnis

- ALP 73 B. Alper et al., Large-Angle Inclusive Production of Protons, Antiprotons and Kaons, and Particle Composition at the CERN ISR, Phys. Letters 47B (73) 275
- ALP 75 B. Alper et al., The Production of Charged Particles with High Transverse Momentum in pp-Collisions, Nuclear Phys. B87 (75) 19
- ALT 79 G. Altarelli, G. Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language Nuclear Phys. B126 (79) 298
- AMM 73 V.V. Ammosov et al., Charged Particle Multiplicity Distributions for Kp and π p Interactions, Nuclear Phys. B58 (73) 77
- AND 81 B. Andersson et al., On High Energy Leptoproduction, Z. Phys. C9 (81) 233
- ANT 73 M. Antinucci et al., Multiplicities of Charged Particles up to ISR Energies, Lett. Nuovo Cimento 6 (73) 121
- AUB 79 J.J. Aubert et al., A High Resolution Beam Hodoscope Counter for Use in Very Intense Beams, Nuclear Instrum. Methods 159 (79) 47
- AUB 81 J.J. Aubert et al., A Large Multicell Threshold Gas Cerenkov Counter, Nuclear Instrum. Methods 180 (81) 53
- BAR 79 V. Barger, W.Y. Keung, R.J.N. Phillips, Multimyon Production by Muons, Phys. Rev. D20 (79) 630
- BES 76 C. Besson, 3rd Cycle Thesis, Grenoble (1976)
- BFP 80 BFP, A.R. Clark et al., Cross Section Measurements for Charm Production by 209 GeV Muons, Phys. Rev. Letters 45 (80) 682
- BFP, A.R. Clark et al., Measurement of the Charm Structure Function and Its Role in Scale-Noninvariance, Phys. Rev. Letters 45 (80) 1465
- G.D. Gollin, Charm Production by Muons and its Role in Scale-Noninvariance, Thesis, University of Princeton, Jan. 81 Phys. Rev. D24 (81) 55

BFP 80/2 BFP, A.R. Clark et al., Phys. Rev. Letters 43 (80) 187
 BFP, A.R. Clark et al., Phys. Rev. Letters 45 (80) 682
 BFP, A.R. Clark et al., Phys. Rev. Letters 45 (80) 686
 BFP, A.R. Clark et al., Phys. Rev. Letters 45 (80) 1465
 BFP, A.R. Clark et al., Phys. Rev. Letters 45 (80) 2092

BJO 69 J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon, Phys. Rev. 185 (69) 1975

BJO 77 J.D. Bjorken, Properties of Hadron Distributions in Reactions Containing Very Heavy Quarks, Phys. Rev. D17 (77) 171

BLE 76 F. Bletzacker et al., Multimuo-production in Deep-Inelastic Muon Scattering, Phys. Rev. Letters 37 (76) 1316

BOW 81 M.G. Bowler, e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model, Z. Phys. C11 (81) 169

BRA 76 F.W. Brasse et al., Construction of a Large Drift Chamber and Test Measurements, Internal Report DESY F21-76/02

BRO 80 S.J. Brodsky et al., The Intrinsic Charm of the Proton, Phys. Letters 93B (80) 451

BRO 81 S.J. Brodsky et al., Intrinsic Heavy Quark States, Phys. Rev. D23 (81) 2745

BRO 81/2 S.J. Brodsky, C. Peterson, On the Measurement of the Intrinsic Charm Sea in Deep Inelastic Lepton Production, Informal Note, 9.10.81

BUR 78 A.J. Buras, K.J.F. Gaemers, Simple Parametrisations of Parton Distributions with Q^2 Dependence given by Asymptotic Freedom, Nuclear Phys. B132 (78) 249

BUT 81 J.B. Butcher, The Shrinking Cone Limit and Quark Spin Effects in Lepton Induced Multi Muon Events, Preprint Imp. College ICTP-80-81/44

CDH 81 CDHS, H. Abramovicz et al., Determination of the Gluon Distribution in the Nucleon from Deep Inelastic Neutrino Scattering, Preprint CERN-EP/81-168

CHE 75 K.W. Chen, Proceedings of the EPS Intern. Conf. on HEP, Konferenz Palermo (75) 458

CHE 78 K.W. Chen, A. Van Ginneken, Origin of Muon-Induced Dimuons and Scale Violations at Small x, Phys. Rev. Letters 40 (78) 1417

CIF 79 CIF, M.S. Atiya et al., Evidence for the High Energie Photoproduction of Charmed Mesons, Phys. Rev. Letters 43 (79) 414
 CIF, P. Avery et al., High Energy Photoproduction of the D^{*+} , Phys. Rev. Letters 44 (80) 1309
 CIF, J.J. Russell et al., Photoproduction of Charmed Baryons, Phys. Rev. Letters 46 (81) 799

CLO 79 F.E. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press (1979)

CON 77 K.A. Connel et al., Development of a Large Area Drift Chamber with Copper Strip Cathode Planes, Nuclear Instrum. Methods 144 (77) 453

DAS 79 DASP, R. Brandelik et al., Results from DASP on e^+e^- Annihilation between 3.1 and 5.2 GeV, Z. Phys. C1 (79) 233

DRE 80 J. Drees, Deep Inelastic Scattering, Lectures CERN school 1980, Preprint Univ. Wuppertal WU B 80-34

DRE 81 J. Drees, Review of the Structure of Hadrons from Lepton-Nucleon Interactions, Lepton Photon Konferenz Bonn (81) 474

EMC 74 EMC, Proposed Experiments and Equipment for a Programme of Muon Physics at the SPS, 1.7.74 CERN/SPSC/74-78

EMC 74/2 EMC, Rechnungen zu [EMC 74]

EMC 80/1 EMC, J.J. Aubert et al., Measurement of J/ψ Production in 280 GeV $^+$ Iron Interactions, Phys. Letters 89B (80) 267

EMC, J.J. Aubert et al., Inelastic J/ψ Production in 280 GeV Muon Iron Interactions, CERN-EP/80-84

- EMC 80/2 EMC, J.J. Aubert et al., A Study of Dimuon Events in 280 GeV Muon Interactions, Phys. Letters 94B (80) 96
- EMC 80/3 EMC, J.J. Aubert et al., A Study of Trimuon Events in 280 GeV Muon Interactions, Phys. Letters 94B (80) 101
- EMC 80/4 EMC, J.J. Aubert et al., Transverse Momentum of Charged Hadrons Observed in Deep Inelastic Muon Scattering, Phys. Letters 95B (80) 306
- EMC 81/1 EMC, O.C. Allkofer et al., A Large Magnetic Spectrometer System for High-Energy Muon Physics, Nuclear Instrum. Methods 179 (81) 445
- EMC 81/2 EMC, J.J. Aubert et al., Measurement of the Proton Structure Function F_2 in Muon-Hydrogen Interactions at 120 and 280 GeV, Phys. Letters 105B (81) 315
EMC, J.J. Aubert et al., Measurement of the Nucleon Structure Function F_2 in Muon-Iron Interactions at 120, 250 and 280 GeV, Phys. Letters 105B (81) 322
- EMC 81/3 EMC, J.J. Aubert et al., An Experimental Limit on the Intrinsic Charm Component of the Nucleon, Phys. Letters 110B (82) 73
- EMC 81/4 EMC, J.J. Aubert et al., Observation of Wrong-Sign Tri-Muon Events in 250 GeV Muon-Nucleon Interactions, Phys. Letters 106B (81) 419
- EMC 82/1 EMC, J.J. Aubert et al., Production of Heavy Quarkonium in 250 GeV Muon-Iron Interactions, to be published
- EMC 82/2 EMC, J.J. Aubert et al., Production of open Charm in 250 GeV Muon-Iron Interactions, to be published
- EMC 82/3 EMC, J.J. Aubert et al., QCD Analysis of the Structure Function F_2 in Muon Nucleon Scattering, to be published
- FAN 76 D.L. Fancher et al., Precision Comparison of Inelastic Electron and Positron Scattering from Hydrogen, Phys. Rev. Letters 37 (76) 1323
- FLY 72 R.P. Feynman, Photon-Hadron Interactions, W.A. Benjamin, Inc. (1972)
- FIE 78 R.D. Field, R.P. Feynman, A Parametrisation of the Properties of Quark Jets, Nuclear Phys. B 136 (78) 1

- FLA 79/1 W. Flauger, A Fast Multiplicity Unit With Cluster Logic, Nuclear Instrum. Methods 161 (79) 169
- FLA 79/2 W. Flauger, A Fast Programmable Coincidence Matrix, Nuclear Instrum. Methods 165 (79) 113
- FRA 75 H. Frauenfelder, E.M. Henley, Nuclear and Particle Physics, A: Background and Symmetries, W.A. Benjamin, Inc. (75)
- GAV 81 R.V. Gavay, D.P. Roy, Intrinsic Charm and Photon-Gluon Fusion Contributions to Muoproduction of Charm, Z. Phys. C 10 (81) 333
- GIB 79 K.L. Giboni et al., Phys. Letters 85B (79) 437
- GIL 72 F.J. Gilman, Photoproduction and Electroproduction, Phys. Reports 4C (1972), ch. 8-13
- GLU 78 M. Glück, E. Reya, Duality Predictions for the Production of Heavy Quark Systems in QCD, Phys. Letters 79B (78) 453
- GLU 79 M. Glück, E. Reya, Deep Inelastic Quantum Chromodynamic Charm Leptoproduction, Phys. Letters 83B (79) 98
- GLU 80 M. Glück, E. Hoffmann, E. Reya, Scaling Violations and the Gluon Distribution of the Nucleon, Preprint Univ. Dortmund, Do-Th 80/13
- GOD 82 R.M. Godbole, D.P. Roy, Scale Breaking at Large X - Intrinsic Charm or Higher Twist? Preprint, TATA, Bombay TIFR/TH/82-5
- GOE 77 C. Göbbling, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1977)
Interner Bericht, DESY F21- 77/1
- GOE 82 C. Göbbling, Production of Open Charm in Muon Nucleon Interactions, Contribution to XVII. Rencontres de Moriond, Les Arc, March 14.-26., 82
- GOR 79 CHIO, B. A. Gordon et al., Measurement of Nucleon Structure Functions, Phys. Rev. D20 (79) 2645
(Es wurde der Parametrisierungsansatz übernommen mit dem Eisen-Target angepaßten Parametern).
- GRA 75 A. Grant, A Monte Carlo Calculation of High Energy Hadronic Cascade in Matter, Nuclear Instrum. Methods 131 (75) 167

- HAH 78 V. Hahn et al., Construction and Tests of Insensitive Regions in Drift Chambers, Nuclear Instrum. Methods 156 (78) 211
- HAI 82 F. Halzen, Flavor Excitation of Leading Charm, Beauty and Higgs Particles: The Forgotten Diagrams, Talk at Moriond Workshop on New Flavors, Les Arcs, 1982
- HAN 63 L.N. Hand, Experimental Investigation of Pion Electroproduction, Phys.Rev. 129 (63) 1834
- ING 81 G. Ingelmann et al., Transverse Momentum Effects and Angular Energy Flow in Leptoproduction, Preprint Univ. Lund, LUTP-81-8
- JOK 78 H. Jokisch, Electromagnetic Showers in STAC, Internal Report EMC 78/23
- JON 78 L.M. Jones, H.W. Wyld, Charmed-Particle Production by Photon-Gluon Fusion, Phys. Rev. D17 (78) 759
L.M. Jones, H.W. Wyld, Production of Bound Quark-Antiquark Systems, Phys. Rev. D17 (78) 2332
- KIN 81 K. Kinoshita, Heavy Quark Fragmentation, Preprint Univ. Kagoshima HE-81-3
- KOR 77 V. Korbelt et al., Calibration Tests of the Heavy Target STAC, Internal Report EMC 77/48
- LEV 78 J.P. Leveille, T. Weiler, Characteristics of Heavy Quark Leptoproduction in QCD Nuclear Phys.B 147 (79) 147
- LEV 80 J.P. Leveille, T. Weiler, Azimuthal Dependence of Diffractive ψ and $D\bar{D}$ Muoproduction and a Test of Gluon Spin, Parity and k_T , Phys. Rev. D24 (81) 1789
- LOC 79 W. Lockmann et al., Evidence for Λ_c^+ in Inclusive pp, Phys. Letters 85B (79) 443
- LOH 81 E. Lohmann, Hochenergiephysik, Teubner Verlag, Stuttgart 1981
- MEL 79 A.C. Melissinos, Experiments with the Tevatron Muon Beam, Preprint Univ. Rochester C00-3065-259

- MOT 69 Mo, Tsai, Radiativ Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering, Rev. Mod. Phys. 41 (69) 205
- MOU 79 R.P. Mount et al., High Efficient Scintillation Counters, Nuclear Instrum. Methods 160 (79) 23
- MOU 81 R.P. Mount, The Measurement of Intense Particle Beams, Nuclear Instrum. Methods 187 (81) 401
- MSU 77 MSU, C. Chang et al., Phys. Rev. Letters 39 (77) 519
MSU, D. Bauer et al., Phys. Rev. Letters 43 (79) 1551
- ODO 77 R. Odorico, V. Roberto, Fragmentation Function for Charmed Quarks from Neutrino Data, Nuclear Phys. B 136 (78) 333
- ODO 82 R. Odorico, On the Role of the QCD Evolution of Parton Distributions in Explaining Diffractive Production of Charm, Phys. Letters 107B (81) 231
- PAR 80 Particle Data Group, Review of Particle Properties, Rev.Mod. Phys. 52,2 (80)
- PHI 80/1 R.J.N. Phillips, Phenomenology of New Particle Production, Konferenz Madison (80) Report RL-80-050
- PHI 80/2 R.J.N. Phillips, Charmed Quark Production as a Gluon Probe Konferenz Smolenice (80) Report RL-80-062
- PHI 81 R.J.N. Phillips, Private Kommunikation. Diese Parametrisierung benutzt $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$ und Gluon Bremsstrahlung wie bei leichten Quarks ($m_c = 0$)
- PON 80 P.J. Ponting, A Guide to ROMULUS/REMUS Data Acquisition Systems, CERN, EP Electronics Note 80-01
- RAP 79 P.A. Rapidis et al., Inclusive Production of D-Mesons in e^+e^- Annihilation at 7 GeV, Phys. Letters 84B (79) 507
- ROC 76 L.S. Rochester et al., Comparison of the Yields of Inelastic Electron and Positron Scattering from Hydrogen and Deuterium at 15 GeV, Phys. Rev. Letters 36 (76) 1284

ROU 80 P. Roudeau, Photoproduction des Particules Charmees entre 20 et 70 GeV,
Thesis, Univ. Orsay Preprint Orsay LAL- 80/14
Photoprod. of Heavy Flavours, Preprint Orsay LAL- 81/31

ROY 81/1 D.P. Roy, Intrinsic-Charm Contribution to Scale Breaking at Large X,
Phys. Rev. Letters 47 (81) 213

ROY 81/2 D.P. Roy, Private Kommunikation August 81

SFM 79 SFM, D. Drijard et al., Phys. Letters 81B (79) 250
SFM, D. Drijard et al., Phys. Letters 85B (79) 452
SFM, D. Drijard et al., Nuovo Cimento 33 (82) 33

STR 81 M. Strovink, Review of Multimuon Production by Muons,
Lepton Photon Konferenz Bonn (81) 594

SUZ 77 M. Suzuki, Fragmentation of Hadrons from Heavy Quark Partons,
Phys. Letters 71B (77) 139

TRE 81 D. Treille, Photon and Hadron Production of Open Heavy Flavours,
Lepton Photon Konferenz Bonn (81) 750

WA4 80 WA4, D. Aston et al., Photoproduction of Charmed D Mesons at γ Energies
of 40-70 GeV, Phys. Letters 94B (80) 113
WA4, D. Aston et al., Photoproduction of Charmed F Mesons at γ Energies
of 20-70 GeV, Phys. Letters 100B (81) 91

WE1 79 T. Weiler, Extraction of Gluon Momentum, Spin, Parity and Coupling
from $\gamma^*N \rightarrow \psi N$ Data, Phys. Rev. Letters 44 (80) 304

WHI 78 D.J. White, Rutherford Lab. Report, RG 78-023 (78)

WIN 74 H. Wind, Momentum Analysis by Using a Quintic Spline Model for the
Track, Nuclear Instrum. Methods 115 (74) 431

ZAN 80 P. Zank, Simulation des Pion/Kaon-Zerfall-Untergrundes am EMC Vor-
wärtsspektrometer mit STAC-Target,
Diplomarbeit, Univ. Kiel, März 1980

ZST 82 J. Strait, Vortrag auf dem XVII. "Rencontre de Moriond", Les Arcs,
März 1982

Anhang 1

Europäische Myon Kollaboration (EMC)

Stand 11.8.1980

Experiment CERN-NA2 am Myon Strahl M2 in der Experimentierhalle EHN2

CERN: CH - 1211 Genf 23

C. Best	P. Payre
R. W. Dobinson	K. Rith
J. H. Field	G. von Holtey
E. Gabathuler	H. Wahlen
A. Melissinos	E. Watson
H. E. Montgomery	V. A. White
A. M. Osborne	

DESY: Notkestraße 85, D - 2000 Hamburg 52

F. W. Brasse	C. Gößling
W. Flauger	V. Korbel
J. Gayler	W. P. Zank
V. Gerhardt	

Freiburg: Universität Freiburg - Fakultät für Physik
Hermann-Herder Str. 3, D - 7800 Freiburg

J. Haas	K. Moser
U. Hahn	E. Schlösser
W. Mohr	H. E. Stier

Kiel: Universität Kiel - Institut für Kernphysik
Olshausenstraße 40-60, D - 2300 Kiel

O. C. Allkofer
E. Böhm
W. D. Dau
H. Jokisch

Lancaster: University of Lancaster - Dept. of Physics
 Bailrigg, Lancaster LA1 4YB - U. K.
 J. H. Cobb
 T. Sloan

LAPP: P. O. Box 909, F - 74019 Annecy-Le-Vieux
 J. J. Aubert
 G. Bassompierre
 Y. Bertsch
 C. Besson
 C. Broll
 G. Coignet
 J. M. Crespo
 Y. Declais
 J. Favier
 P. Ghez
 J. Kadyk
 M. Maire
 L. Massonnet
 M. Moynot
 H. Pessard
 M. Schneegans
 J. M. Thénard
 L. Urban
 M. Vivargent

Liverpool: University of Liverpool - Oliver Lodge Lab.
 Dept. of Physics
 P. O. Box 147, Liverpool L69 3BX - U. K.
 A. Edwards
 R. Gamet
 P. Hayman
 D. Williams

Oxford: University of Oxford - Nuclear Physics Lab.
 Keble Road, Oxford OX1 3RH - U. K.
 J. K. Davies
 R. P. Mount
 W. S. C. Williams

Rutherford: Rutherford Laboratory
 Chilton Didcot Oxfordshire OX11 0QX - U. K.
 D. R. Botterill
 J. Carr
 B. Charles
 R. W. Clift
 M. Edwards
 P. R. Norton
 M. D. Rousseau
 M. Sproston
 J. C. Thompson

Sheffield: University of Sheffield - Dept. of Physics
 Sheffield S3 7RH - U. K.
 F. Combley
 S. J. Wimpenny

Turin: Istituto di Fisica - Universita di Torino
 Corso M. D'Azeglio, 46, I - 10125 Torino
 P. F. Dalpiaz
 P. Dalpiaz
 M. I. Ferrero
 C. Peroni

Wuppertal: Gesamthochschule Wuppertal - Fachbereich Physik
 Gaußstraße 20, D - 5600 Wuppertal 1
 K. H. Becks
 J. Drees
 K. Hamacher
 M. Henckes
 U. Pietrzyk
 W. Stockhausen

1970 - 72 Bildung der Kollaboration
 Juli 74 Proposal CERN / SPSC / 74 - 78
 4.6.76 SPS erster Beam (200 GeV)
 31.3.78 Myon Strahl erster Beam
 August 78 Erste Meßperiode
 November 79 Erste Veröffentlichung: J/ψ Produktion (Phys. Lett. 89B(80)267)

Anhang 3 Tabellen der Wirkungsquerschnitte

Anhang 2

Quarkmodell der Mesonen

	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}	\bar{c}	J^P
u	π^0, ρ^0	π^+	K^+	\bar{D}^0	0^-
d	π^-	π^0, η^0	K^0	D^-	
s	K^-	\bar{K}^0	η, η'	F^-	
c	D^0	D^+	F^+	S	
u	ρ^0, ω	ρ^+	K^{*+}	\bar{D}^{*0}	1^-
d	ρ^-	ρ^0, ω	K^{*0}	D^{*-}	
s	K^{*-}	\bar{K}^{*0}	ψ	F^{*-}	
c	D^{*0}	D^{*+}	F^{*+}	J/ ψ	

Tabelle der pseudoskalaren- und Vektormesonen aus den vier Quarks u, d, s und c

(übernommen aus [LOH 81])

Fragmentierung und semileptonische Zerfälle von c-Quarks

prinzipielle Möglichkeiten:

Fragmentierung : $c + [\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}] \bar{s}, \bar{c}, ud, \dots$

J^P (Charme-Meson) : $[0^-], 1^-$

Zerfall : hadronisch, semileptonisch $[c \rightarrow s], c \rightarrow d$

J^P (K-Meson) : $0^-, 1^-$

dominierende Kanäle:

$c \rightarrow c\bar{d} (D^+) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{s}\bar{d} (K^0)$

$c \rightarrow c\bar{u} (D^0) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{s}\bar{u} (K^-)$

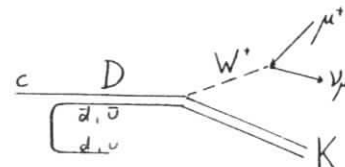


Tabelle A.3.1 Raten, Akzeptanzen und Wirkungsqu. in ν, Q^2, x, p_T^2 und z

ψ [ϵ]	Bin- Grenzen [ϵ]	Rate [Ereign.]	Akzeptanz (α^{CUT}) [%]	$\frac{d\sigma^{CUT}}{d\psi}$ [nb/ ϵ]	$\frac{d\sigma^{Q^2>1}}{d\psi}$ [nb/ ϵ]	$\frac{d\sigma^{Q^2>1}}{d\psi_{PGF}}$ [nb/ ϵ]	
ν [GeV]	60-80	41.3±6.6	4.90±0.59	(.124±.024)E-3	(.125±.025)E-1	.116 E-1	
	80-100	129.±11.	9.55±0.55	(.199±.021)E-3	(.117±.013)E-1	.111 E-1	
	100-120	202.±14.	11.3±0.43	(.264±.022)E-3	(.108±.009)E-1	.101 E-1	
	120-140	368.±20.	14.6±0.40	(.369±.022)E-3	(.112±.007)E-1	.930 E-2	
	140-160	476.±22.	17.2±0.39	(.406±.021)E-3	(.106±.005)E-1	.828 E-2	
	160-180	550.±24.	21.6±0.39	(.374±.018)E-3	(.850±.040)E-2	.748 E-2	
	180-200	720.±27.	25.6±0.42	(.415±.017)E-3	(.846±.035)E-2	.682 E-2	
	200-220	564.±24.	20.6±0.36	(.402±.019)E-3	(.742±.034)E-2	.620 E-2	
	Q^2 [GeV ²]	1.00-1.78	433.±21.	10.2±0.24	(.160±.009)E-1	(.762±.042)E+0	.737 E+0
		1.78-3.16	596.±25.	12.7±0.28	(.993±.047)E-2	(.454±.021)E+0	.371 E+0
3.16-5.62		648.±26.	20.3±0.38	(.382±.017)E-2	(.171±.008)E+0	.155 E+0	
5.62-10.0		654.±26.	26.5±0.50	(.166±.007)E-2	(.682±.030)E-1	.561 E-1	
10.0-17.8		437.±21.	28.8±0.60	(.574±.030)E-3	(.220±.012)E-1	.168 E-1	
17.8-31.6		198.±14.	26.3±0.70	(.160±.012)E-3	(.560±.043)E-2	.393 E-2	
31.6-56.2		62.5±7.9	24.7±1.02	(.303±.040)E-4	(.946±.126)E-3	.698 E-3	
56.2-100.		21.8±4.7	22.5±0.98	(.650±.142)E-5	(.203±.044)E-3	.791 E-4	
100.-316.		0.46±1.1	16.3±1.90	(.102±.128)E-6	(.334±.414)E-5	.168 E-5	
x		.00178-0.00316	74.4±8.7	29.4±1.69	(.539±.070)E+0	(.191±.025)E+2	.175 E+2
	0.00316-0.00562	402.±20.	12.9±0.32	(.372±.021)E+1	(.107±.006)E+3	.984 E+2	
	0.00562-0.0100	543.±24.	12.2±0.26	(.299±.015)E+1	(.104±.005)E+3	.887 E+2	
	0.0100-0.0178	597.±25.	15.7±0.32	(.135±.062)E+1	(.629±.029)E+2	.553 E+2	
	0.0178-0.0316	609.±25.	22.4±0.44	(.577±.026)E+0	(.321±.015)E+2	.269 E+2	
	0.0316-0.0562	463.±22.	25.2±0.56	(.219±.011)E+0	(.133±.007)E+2	.103 E+2	
	0.0562-0.100	254.±16.	26.3±0.77	(.648±.045)E-1	(.433±.030)E+1	.322 E+1	
	0.100-0.178	81.2±9.0	24.8±1.11	(.124±.015)E-1	(.899±.108)E+0	.718 E+0	
	0.178-0.316	24.6±5.0	25.2±1.15	(.208±.043)E-2	(.153±.031)E+0	.955 E-1	
	0.316-0.562	4.05±2.0	21.5±2.94	(.225±.116)E-3	(.144±.074)E-1	.430 E-2	
p_T^2 [GeV ²]	.001-0.100	430.±22.	11.3±0.28	(.112±.006)E+0	(.974±.055)E+1	.759 E+1	
	0.100-0.178	308.±18.	13.6±0.39	(.858±.055)E-1	(.525±.034)E+1	.444 E+1	
	0.178-0.316	453.±22.	14.3±0.33	(.672±.036)E-1	(.290±.015)E+1	.254 E+1	
	0.316-0.562	566.±24.	16.7±0.35	(.405±.019)E-1	(.121±.006)E+1	.106 E+1	
	0.562-1.00	560.±24.	21.5±0.43	(.175±.008)E-1	(.345±.016)E+0	.307 E+0	
	1.00-1.78	415.±20.	27.8±0.62	(.565±.031)E-2	(.764±.041)E-1	.631 E-1	
	1.78-3.16	214.±15.	34.9±0.97	(.131±.010)E-2	(.142±.010)E-1	.107 E-1	
	3.16-5.62	82.8±9.1	48.6±2.20	(.204±.024)E-3	(.196±.023)E-2	.124 E-2	
	5.62-10.0	18.3±4.3	71.1±5.11	(.173±.042)E-4	(.166±.041)E-3	.130 E-3	
	10.0-17.8	3.58±1.9	103.±17.0	(.132±.073)E-5	(.154±.085)E-4	.994 E-5	
z	.05-0.10	229.±16.	16.3±0.49	(.826±.061)E-1	(.117±.009)E+2	.845 E+1	
	0.10-0.15	822.±29.	18.1±0.27	(.267±.010)E+0	(.538±.021)E+1	.457 E+1	
	0.15-0.20	732.±27.	18.1±0.30	(.238±.010)E+0	(.297±.012)E+1	.262 E+1	
	0.20-0.25	510.±23.	17.2±0.37	(.175±.009)E+0	(.174±.009)E+1	.150 E+1	
	0.25-0.30	290.±17.	16.6±0.49	(.103±.007)E+0	(.949±.063)E+0	.901 E+0	
	0.30-0.35	173.±13.	17.4±0.69	(.582±.050)E-1	(.512±.044)E+0	.521 E+0	
	0.35-0.40	102.±10.	16.2±0.88	(.371±.042)E-1	(.325±.037)E+0	.287 E+0	
	0.40-0.50	96.4±9.9	13.3±0.97	(.214±.027)E-1	(.183±.023)E+0	.111 E+0	
	0.50-0.60	47.0±6.9	11.8±1.98	(.117±.026)E-1	(.955±.213)E-1	.267 E-1	
	0.60-0.70	31.3±5.6	4.14±2.10	(.222±.119)E-1	(.193±.104)E+0	.420 E-2	
0.70-0.80	7.08±2.7	3.00±3.00	(.696±.743)E-1	(.614±.657)E-1	.112 E-3		
0.80-0.90	6.00±2.5	0.	0.	0.	0.		
0.90-1.00	3.58±1.9	0.	0.	0.	0.		

Tabelle A.3.3

z	p_T^2 [GeV ²]	$d^2\sigma / dz dp_T^2$ ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) [nb/GeV ²]
	<0.1	.100 ±5.0
	0.05-0.1	26.8 ±5.4
	0.1-0.2	15.7 ±2.6
	0.2-0.3	9.10 ±1.56
	0.3-0.4	1.92 ±0.40
	0.4-0.5	.267 ±0.099
	0.5-0.6	0. ±0.0036
	0.6-0.7	0. ±0.0004

Tabelle A.3.2

Q^2 [GeV ²]	$d^2\sigma / dQ^2 dv$ ($\mu N \rightarrow \mu c c X$) [nb/GeV ³]
1.	1.78 ±1.78
3.16	3.16 ±5.62
10.0	10.0 ±17.8
17.8	17.8 ±31.6
31.6	31.6 ±56.2
56.2	56.2 ±100.
60-80	.928 E-2 ±.590
80-100	.533 E-2 ±.182
100-120	.343 E-2 ±.103
120-140	.322 E-2 ±.070
140-160	.283 E-2 ±.047
160-180	.254 E-2 ±.034
180-200	.245 E-2 ±.025
200-220	.243 E-2 ±.024

$\langle Q^2 \rangle$ [GeV²] 1.33 2.37 4.22 7.50 13.3 23.7 42.2 75.0

Tabelle A.3.5 $F_2^{\mu N \rightarrow \mu C C X} (Q^2, x)$

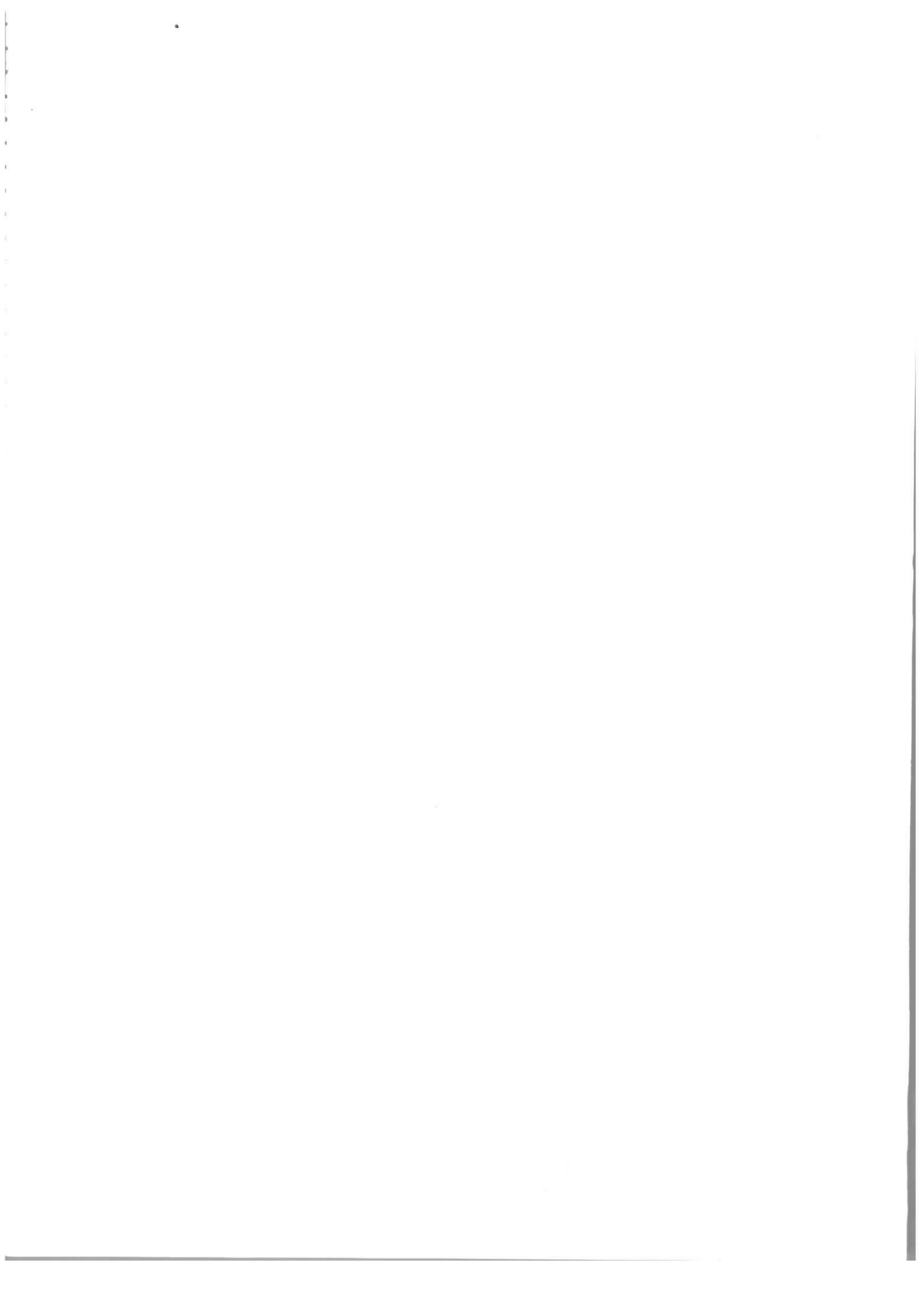
$\langle x \rangle$	Q^2 [GeV ²]	1.	1.78	3.16	5.62	10.0	17.8	31.6	56.2
x	1.	-1.78	-3.16	-5.62	-10.0	-17.8	-31.6	-56.2	-100.
	.0032	.543 E-2							
	-.0056	±.035							
	.00750	.347 E-2	.105 E-1						
	-.0100	±.058	±.006						
	.0133	.627 E-2	.130 E-1						
	-.0178	±.083	±.007						
	.0237	.243 E-2	.824 E-2	.182 E-1					
	-.0316	±.149	±.088	±.010					
	.0422	.695 E-2	.107 E-1	.200 E-1					
	-.0316	±.322	±.011	±.013					
	.0750	.290 E-2	.115 E-1	.181 E-1					
	-.0562	±.142	±.013	±.017					
	.133	.377 E-2	.664 E-2	.106 E-1					
	-.178	±.172	±.138	±.017					
	.237	.262 E-2	.271 E-2	.708 E-2					
	-.178	±.184	±.102	±.187					
	.422	.316	.274 E-2						
	-.562	±.562	±.152						

[nb]

$\alpha \gamma N \rightarrow C C X$ (Q^2, x)

Tabelle A.3.4

Q^2 [GeV ²]	1.	1.78	3.16	5.62	10.0	17.8	31.6	56.2
60-80	1.	1.78	3.16	5.62	10.0	17.8	31.6	56.2
	-1.78	-3.16	-5.62	-10.0	-17.8	-31.6	-56.2	-100.
	.500 E+3	.310 E+2	.162 E+3	.969 E+2	.753 E+2	.243 E+2	.165 E+2	-
	±.318	±.549	±.094	±.318	±.288	±.155	±.142	
90-100	.398 E+3	.243 E+3	.209 E+3	.121 E+3	.124 E+3	.399 E+2	.000 E+2	.133 E+2
	±.135	±.077	±.048	±.027	±.026	±.141	±.056	±.173
100-120	.336 E+3	.392 E+3	.220 E+3	.191 E+3	.139 E+3	.441 E+2	.110 E+2	.324 E+1
	±.101	±.088	±.041	±.030	±.023	±.131	±.063	±.404
120-140	.399 E+3	.374 E+3	.395 E+3	.241 E+3	.152 E+3	.781 E+2	.256 E+2	.159 E+2
	±.087	±.062	±.049	±.028	±.020	±.163	±.091	±.073
140-160	.430 E+3	.651 E+3	.458 E+3	.275 E+3	.146 E+3	.841 E+2	.420 E+2	.168 E+2
	±.071	±.079	±.049	±.030	±.020	±.157	±.110	±.076
160-180	.461 E+3	.493 E+3	.314 E+3	.282 E+3	.227 E+3	.113 E+3	.383 E+2	.137 E+2
	±.062	±.056	±.033	±.027	±.026	±.018	±.103	±.070
180-200	.520 E+3	.670 E+3	.399 E+3	.364 E+3	.197 E+3	.134 E+3	.231 E+2	.128 E+2
	±.052	±.058	±.035	±.033	±.024	±.021	±.095	±.079
200-220	.590 E+3	.563 E+3	.407 E+3	.385 E+3	.194 E+3	.113 E+3	.887 E+2	.364 E+2
	±.058	±.054	±.041	±.042	±.029	±.025	±.252	±.205



Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Messungen der Europäischen-Myon-Kollaboration am SPS-Myonstrahl des CERN in Genf. Sie ist ein Teil des Beitrages der Gruppe F21 des Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg zu dieser Kollaboration.

Mein Dank geht an

alle Mitglieder der Kollaboration und alle am Experiment beteiligten Personen für die Ermöglichung dieser Untersuchungen,

Herrn Prof. Dr. G. Weber, Prof. Dr. E. Lohmann und Prof. Dr. P. Söding für die bereitwillige Förderung dieser Arbeit,

Herrn Dr. F.W. Brasse für die Betreuung und viele Anregungen,

meine Kollegen Dr. E. Böhm, Dr. W. Flauger, Dr. J. Gayler und Dr. V. Korbel für die gute Zusammenarbeit, viele Anregungen und lange Diskussionen,

meine Kollegen G. Falley, J. Koll, G. Singer, K. Thiele und H. Weiss für die Konstruktion, den Bau und den Betrieb des "STAC", der Driftkammern und wichtiger Teile der Trigger-Elektronik sowie viele Worte der Aufmunterung,

my colleagues Dr. C. Best, Dr. J.K. Davies, Dr. V. Korbel and Dr. T. Sloan in the "Multi-Myon-Group" for the good cooperation in analysing the data,

Dr. T. Sloan for the excellent cooperation which caused a lot of trouble and travelling, but also a lot of enthusiasm and fascinating aspects,

die Herren Dr. M. Glück, Dr. F. Gutbrod, Dr. J. Körner und Prof. Dr. E. Reya für Diskussionen über theoretische Aspekte der Analyse,

Frau B. Kaufner und Herrn J. Koll für die Anfertigung fast aller Zeichnungen und "last not least" an Frau H. Klement für die sorgfältigen und langwierigen Schreivarbeiten.

Lebenslauf

25. 4. 1951 Geburt in Hamburg-Bergedorf als zweiter Sohn des Lehrers Adolf Gößling und seiner Frau Gretchen G., geb. Stucke
- 1951 - 1956 Kindheit auf dem großelterlichen Bauernhof in Hamburg-Boberg
- 1957 - 1961 Besuch der einklassigen Volksschule in Hamburg-Boberg
- 1961 - 1970 Besuch des Hansa-Gymnasiums in Hamburg-Bergedorf
14. 1. 70 Reifeprüfung am Hansa-Gymnasium
1. 4. 70 - 30. 9. 71 Ableistung des Grundwehrdienstes der Bundeswehr in Augsburg, Schleswig und Fürstenfeldbruck
1. 4. 71 Aufnahme des Physik- und Mathematikstudiums an der Universität Hamburg
6. 7. 73 Vordiplomprüfung in Physik mit dem Wahlfach Angewandte Mathematik
- 1973 - 1977 Physikstudium an der Universität Hamburg mit dem Wahlfach Astronomie und experimenteller Diplomarbeit am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) bei Dr. F.W. Brasse
10. 10. 77 Diplomprüfung
- 1978 - 1979 Forschungsaufenthalt am CERN in Genf und Mitarbeit in der Europäischen-Myon-Kollaboration (EMC)
- 1979 - 1981 Weiterführung der in Genf begonnenen Untersuchungen in der Forschungsgruppe F21 am DESY in Hamburg

Hamburg, den 27.4.1982


(Claus Gößling)