

J.G.

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT FÜR PHYSIK

MPI-PAE/Exp.El. 229

Juli 1990

**Untersuchungen zur kalorimetrischen
Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen
Elektron-Proton Speicherring-Experimenten**

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

vorgelegt von
Hubert Greif
aus Friesenried

Alle Rechte vorbehalten

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK

WERNER-HEISENBERG-INSTITUT FÜR PHYSIK

**Untersuchungen zur kalorimetrischen
Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen
Elektron-Proton Speicherring-Experimenten**

HUBERT GREIF

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität
München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. K. Dietrich

Prüfer der Dissertation:

1. Hon. Prof. Dr. G. Buschhorn
2. Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner

Die Dissertation wurde am 21.06.90 bei der Technischen Universität München ein-
gereicht und durch die Fakultät für Physik am 12.07.90 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Tief inelastische Streuung von Elektronen an Protonen	5
2.1. Kinematik	5
2.2. Wirkungsquerschnitte neutraler und geladener Stromereignisse	7
2.3. Tests der QCD	9
2.3.1. Messung von α_s	9
2.3.2. Abweichung vom Bjorkenschen Skalenverhalten	10
2.3.3. Beobachtung von weiteren QCD-Effekten	11
2.4. Substruktur von Leptonen und Quarks	11
2.5. Test der elektroschwachen Wechselwirkung	13
2.5.1. Test des Standard-Modells	13
2.5.2. Suche nach weiteren Vektorbosonen	14
2.6. Der H1-Detektor	15
2.7. Messung der kinematischen Variablen mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors	17
3. Kalorimetrische Messung von Hadronen	20
3.1. Das Experiment am CERN	20
3.1.1. Testanordnung am H6-Strahl	20
3.1.2. Die Meßanordnung	21
3.1.3. Das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter	22
3.1.4. Das elektronische Auslesesystem und die Datennahme	27
3.1.5. Transport von Elektronen in Flüssig-Argon-Ionisationskammern	29
3.1.6. Das Analyseprogramm und die Ereignisselektion	29
3.1.7. Kalibration des elektronischen Auslesesystems	30
3.2. Simulation von hadronischen und elektromagnetischen Kaskaden	30
3.2.1. Die Simulationsprogramme	31
3.2.2. Wichtige Parameter der Simulations-Programme	31
3.2.3. Rekombination von stark ionisierenden Teilchen	32
3.2.4. Berechnung der deponierten Ladung	33
3.3. Resultate der Messung und Simulation von Einteilchenkaskaden	33
3.3.1. Ladungssammlungsdefekte minimal ionisierender Kaskaden	34
3.3.2. Überprüfung der Kalibration mit Myonen	35
3.3.3. Resultate zur Messung und Simulation von Elektronen	37
3.3.4. Resultate der Messung und Simulation von Hadronen	44
3.4. Methoden zur Reduzierung hadronischer Kaskadenfluktuationen	55

3.4.1. Erläuterung der prinzipiellen Problematik	55
3.4.2. Verfahren zur Bestimmung der Kompensationsfunktion $E(Q)$	56
3.4.3. Energielinearität und Energieauflösung	62
4. Messung von Jets im Flüssig-Argon-Kalorimeter	69
4.1. Motivation	69
4.2. Modelle zur Energiebestimmung von Jets	69
4.3. Erzeugung von Jets	70
4.3.1. u -Quark Jets	70
4.3.2. Fragmentation der Quarks	71
4.4. Superposition von Einteilchenkaskaden zu Jetkaskaden	73
4.4.1. Ermittlung der Pulshöhen	75
4.4.2. Rotation der Einteilchenkaskaden	75
4.4.3. Grenzen des Modells der Erzeugung von Jetkaskaden	79
4.5. Vergleich der Messungen von π^\pm -Mesonen und Jets	80
4.5.1. Rekonstruktion von Jets	80
4.5.2. Ladungsdepositionen	81
4.5.3. Mittlere Pulshöhe	82
4.5.4. $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für π^\pm -Mesonen und Jets	82
4.5.5. Differentielle longitudinale Energieabgabe	85
4.5.6. Energieauflösung ohne π^0 -Wichtung	86
4.6. Bestimmung der Energie von Jets mit kompensierenden Methoden	88
4.6.1. Ermittlung der Kompensationskoeffizienten für Jets	88
4.6.2. Kompensationsfunktion für Jets	94
4.6.3. Energielinearität und Energieauflösung	97
4.7. Topologische Untersuchungen zur Energiebestimmung von Jets	98
4.7.1. Thrust-Abhängigkeit der Jetenergie	98
4.7.2. f_{em}^P -Abhängigkeit der Jetenergie	99
5. Kalorimetrische Rekonstruktion von geladenen Stromereignissen der e^-p-Streuung	103
5.1. Simulation von geladenen Stromereignissen	103
5.1.1. Kinematische Bereiche	104
5.2. Rekonstruktion von y und Q^2	106
5.3. Kalorimetrische Messung von geladenen Stromereignissen	107
5.3.1. Definition von Jets	107
5.3.2. Kalorimetrische Messung der Jets	108
5.3.3. Ergebnisse	112
5.4. Akzeptanzbereich für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	116
5.4.1. Migration von Ereignissen im (Q^2, x) -Gebiet	116
5.4.2. Ergebnisse zur Migration von Ereignissen	117
5.5. Bestimmung der Masse des W -Bosons und Suche nach einem weiteren W_2	119
5.5.1. Methode der Analyse	119
5.5.2. Genauigkeit der Masse des W -Bosons	121
5.5.3. Ausschluß eines weiteren W_2 -Bosons	121

6. Zusammenfassung	124
Anhang A. Test der Ausleseelektronik	126
Anhang B. Energieauflösung hadronischer Kaskaden	132
Anhang C. Untersuchung zur topologischen Abhängigkeit der Jet-Kalibrationskonstanten	137
Literaturverzeichnis	143

Danksagung

1. Einleitung

Auf der Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie wurden in den letzten Jahrzehnten Experimente an immer hochenergetischeren Beschleunigern betrieben, um immer kleinere Strukturen in der Materie aufzulösen. Während noch vor etwa 50 Jahren Protonen, Neutronen und Elektronen als die Konstituenten der Materie angesehen wurden, sind nach dem heutigen Verständnis strukturlose Leptonen und Quarks die Bausteine der Materie. Leptonen und Quarks sind Fermionen, d.h. Teilchen mit Spin $1/2$. Die Leptonen sind als Verallgemeinerung des Elektrons anzusehen. Die Leptonen wechselwirken, falls sie geladen sind, elektromagnetisch oder schwach, während die neutralen Leptonen nur schwach wechselwirken können. Protonen und Neutronen sind, wie alle Hadronen aus Quarks zusammengesetzt, die schwach, elektromagnetisch und stark wechselwirken können.

Die schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen werden erfolgreich von Quantenfeldtheorien (QFT) beschrieben. In diesen Theorien können Fermionen über virtuelle Teilchen an andere Fermionen koppeln. Da nach der Heisenbergschen Unschärferelation für kurze Zeiten und kleine Abstände der Energie- und Impulssatz verletzt werden darf, ist der Austausch von virtuellen Teilchen zwischen Fermionen erlaubt. Die zwischen den Fermionen ausgetauschten virtuellen Teilchen sind Bosonen mit Spin 1.

Die dynamischen Eigenschaften von QFT können mit Symmetrieeigenschaften festgelegt werden. Diese Besonderheit wurde von Yang und Mills [1] 1954 in einer nicht abelschen QFT mit der Symmetriegruppe $SU(2)$ entdeckt. Fordert man die Invarianz der Lagrangefunktion gegenüber lokalen Eichtransformationen der Wellenfunktion, so folgt daraus die Wechselwirkung der Fermionfelder mit einem Eichfeld. Die Quantenelektrodynamik (QED) ist ein Beispiel für eine abelsche QFT: sie beschreibt die Wechselwirkung von elektromagnetisch geladenen Teilchen mit der Symmetriegruppe $U(1)$. Das Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung ist als eine Verallgemeinerung der QED anzusehen. Es verbindet die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung zu einer übergreifenden nicht abelschen Theorie und wurde von Glashow, Salam und Weinberg 1967 entwickelt [2, 3, 4]. Die Symmetriegruppe des Standard-Modells ist die Gruppe $SU(2)_L \times U(1)$, in der die Wechselwirkung der Fermionen durch 4 Austauschteilchen vermittelt wird. Das Photon ist der Träger der elektromagnetischen Kraft, während die schwache Kraft von den massiven Z^0 , W^\pm -Bosonen getragen wird.

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine weitere nicht abelsche QFT mit der Symmetriegruppe $SU(3)_c$ ¹⁾ und beschreibt die starke Wechselwirkung von Quarks. Die Invarianz der Lagrangefunktion der freien Quarks gegenüber lokalen Eichtransformationen bedingt die Anwesenheit eines Vektorfeldes, das wegen der nicht abelschen Struktur dieser Theorie an Quarks und an sich selber koppeln kann. Das Vektorfeld ist mit den Gluonen, den Vermittlern der starken Kraft, zu identifizieren. Da Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen der QED, Farbe tragen und somit Quellen der starken Kraft sind, können sie miteinander wechselwirken.

¹⁾ c steht für colour (engl.) = Farbe

Ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der Struktur der Teilchen und deren Wechselwirkungen wurde in den fünfziger und sechziger Jahren von Elektron-Nukleon-Streuexperimenten geliefert. Erste höherenergetische Elektron-Nukleon-Streuexperimente wurden von Hofstadter et al. [5] in Stanford durchgeführt. Die Energie der Elektronen betrug bis zu 600 MeV. Diese Experimente hatten zum Ziel, die Ladungsverteilung in Nukleonen zu messen. Die Ladung und ebenfalls das magnetische Moment des Nukleons sind nach den Erkenntnissen dieses Experiments nicht punktförmig, sondern im Nukleon verteilt.

Die Energie des Elektrons wurde in Experimenten in den sechziger Jahren bis zu 20 GeV gesteigert [6, 7]. Es zeigte sich, daß die von Hofstadter et al. gemessene homogene Ladungsverteilung Substrukturen aufweist. Die inelastische Streuung der Elektronen an einem Nukleon konnte durch eine elastische Streuung an punktförmigen Teilchen im Nukleon erklärt werden. Das Nukleon besteht nach den Erkenntnissen dieser Experimente aus weiteren Teilchen, die sich im Nukleon frei bewegen können. Diese Teilchen werden Partonen genannt. Bjorken [8] stellte 1969 die Hypothese auf, daß die Strukturfunktionen unabhängig vom Quadrat des Impulsübertrages vom Elektron auf das Nukleon und nur Funktionen von x , dem gestreuten Bruchteil des Protonimpulses sind. Dieses Verhalten wurde später von Feynman [9] durch das Partonmodell erklärt. Ein weiterer Befund in diesen Streuexperimenten war, daß die Partonen nur die Hälfte des gesamten Nukleonimpulses tragen. Die andere Hälfte des Impulses wird von Gluonen im Nukleon getragen.

Derzeit wird am DESY in Hamburg die Hoch-Energie-Ring-Anlage HERA [10] aufgebaut. In diesem Speicherring können Elektronen (Positronen) und Protonen mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 314 GeV zur Kollision gebracht werden. Durch die hohe Schwerpunktsenergie dieser Kollision wird die derzeit erreichbare Auflösungsgrenze in der Lepton-Nukleon Streuung um etwa den Faktor 20 bis 50 unterschritten und erreicht etwa $\simeq 10^{-17} \text{ cm}$. HERA stellt also eine Fortsetzung der inelastischen Elektron-Nukleon-Streuexperimente bei sehr hohen Energien und Impulsüberträgen dar. In Stößen des Elektrons (Positrons) mit den Konstituenten des Protons ist es möglich, eventuelle Strukturen von Elektron oder Quark aufzulösen und neue Erkenntnisse über die Kräfte zwischen diesen Teilchen zu gewinnen.

Die Messung eines $e^\mp p$ -Ereignisses bei HERA ist entweder über das gestreute Lepton oder das gestreute Parton möglich. Das gestreute Parton zerfällt wegen der Eigenschaften der starken Wechselwirkung in ein hadronisches Teilchenbündel (einen 'Jet'). In vielen Ereignissen steht nur dieser Jet zur Verfügung, die Kinematik des Ereignisses zu bestimmen. Um wesentliche physikalische Phänomene überhaupt messen zu können, ist eine sehr hohe Präzision der Messung der Energie und des Winkels des hadronischen Jets nötig. Es wird erwartet, daß die Energie von Jets mit einer Genauigkeit von $\frac{\sigma}{E} \leq \frac{50\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$ gemessen werden kann und in dieser Messung die mittlere Abweichung von der Jetenergie kleiner ist als 2%. Die Winkelmessung des Jets ist über die Bestimmung der Achse des Jets möglich, wobei Winkelauflösungen von etwa $\leq 10 \text{ mrad}$ nötig sind.

Die Energie- und Winkelmessung von Jets mit dieser Genauigkeit soll mit dem H1-Detektor [11] erreicht werden, der derzeit am HERA Speicherring aufgebaut wird. Eine wesentliche Komponente dieses Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Das Kalorimeter besteht aus einem Kryostaten, in dem sich in flüssigem Argon sogenannte Samplingkalorimeter befinden. Die Messung im Samplingkalorimeter wird dadurch erreicht, daß die zu messenden Teilchen bis zu einem hohen Prozentsatz absorbiert werden. In diesem Absorptionsprozeß werden entsprechend dem einfallenden Teilchen elektromagnetische oder hadronische Kaskaden gebildet, deren Energiedepositionen im Kalorimeter in

ein meßbares Signal umgewandelt werden. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter zeichnet sich durch eine hohe Granularität und zeitlich stabile Kalibration aus.

Eines der ersten Flüssig-Argon-Kalorimeter an einem Speicherring-Experiment wurde von der CELLO-Kollaboration [12] am PETRA Speicherring in Hamburg aufgebaut. Es hatte die Aufgabe, elektromagnetische Teilchen zu messen. Das von der H1-Kollaboration aufgebaute Flüssig-Argon-Kalorimeter ist im Vergleich zum CELLO-Kalorimeter wesentlich größer und kann elektromagnetische, sowie hadronische Teilchen und Jets messen.

Die präzise Messung der Energie von hadronischen Teilchen in diesem Kalorimeter ist jedoch extrem kompliziert. In umfangreichen Messungen an Prototypen des H1-Kalorimeters [13, 14, 15] wurde festgestellt, daß das Signal von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen in diesem Kalorimeter nicht gleich ist. Diese Eigenschaft wird im $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis ausgedrückt. In dem getesteten Kalorimeter ist $\frac{e}{\pi} > 1$, wobei die Unterschiede zwischen dem Elektron- und Hadronsignal bis zu $\simeq 30\%$ betragen. Deshalb sind die gemessenen Signalspektren der hadronischen Teilchen nicht symmetrisch; sie weisen einen Schwanz zu hohen Energien auf.

Diese Defekte in der Messung von hadronischen Teilchen im Kalorimeter mit $\frac{e}{\pi} \neq 1$ werden durch die elektromagnetischen d.h. π^0 -Fluktuationen der hadronischen Kaskade verursacht [16, 17, 18]. Entsprechend dem elektromagnetischen Energieanteil oder π^0 -Anteil einer Kaskade werden unterschiedliche Signale im hadronischen Kalorimeter erzeugt, die dann zu den beobachteten Effekten führen.

Die π^0 -Fluktuationen von hadronischen Einteilchenkaskaden können in fein segmentierten hadronischen Kalorimetern mit besonderen numerischen Verfahren korrigiert werden. In [19] wurde gezeigt, wie mit einer signalabhängigen Wichtung die π^0 -Fluktuationen der hadronischen Kaskade reduziert werden können und ein gleiches Ansprechen des Kalorimeters auf elektromagnetische und hadronische Komponenten der Hadronkaskade erreicht werden kann. Solche Verfahren oder π^0 -Wichtung wurden bisher nur auf hadronische Einteilchenkaskaden angewandt. In Jets ist diese Korrektur wegen der Überlagerung der Kaskaden von einzelnen hadronischen Teilchen wesentlich schwieriger durchzuführen. Außerdem ergibt sich bei der Messung von Jets prinzipiell die Schwierigkeit, daß zunächst ein Rekonstruktionsalgorithmus [20] für Jets in hadronischen Kalorimetern gefunden werden muß, der die Signale in den Auslezellen des Kalorimeters nach physikalischen Kriterien einem gewissen Jet zuordnet. Es ist zu erwarten, daß die Berücksichtigung von π^0 -Fluktuationen in hadronischen Kaskaden ebenfalls von solchen Rekonstruktionsalgorithmen abhängt.

Die hier vorgelegte Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen zur Bestimmung der Energie und Masse von Jets in Flüssig-Argon-Kalorimetern. Dazu werden u-Quarks im Energiebereich von $20\text{GeV} \leq E \leq 250\text{GeV}$ vorgegeben. Die Fragmentation und Hadronisation des u-Quarks mit einem MC-Programm erzeugt ein hadronisches Teilchenbündel d.h. einen Jet. Die Kaskaden der erzeugten Jetteilchen werden dann in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter, das dem H1-Kalorimeter sehr nahe kommt, überlagert. Da bestehende MC-Programme nicht in der Lage sind, die Teilchen eines Jets in Flüssig-Argon-Kalorimetern genügend genau zu simulieren, werden die Kaskaden von hadronischen Teilchen des Jets aus Messungen verwendet, die 1987 am CERN durchgeführt wurden.

Die Überlagerung der gemessenen hadronischen und simulierten elektromagnetischen Einteilchenkaskaden mit einem in dieser Analyse entwickelten Modell zu einer Jetkaskade

erlaubt eine realistische Untersuchung der Eigenschaften von Jetkaskaden im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Da die in der Fragmentation und Hadronisation des u -Quarks erzeugten Teilchen und deren Energien und Impulse sehr genau bekannt sind, erfolgt eine topologie-abhängige Untersuchung der kalorimetrischen Energie des Jets. Insbesondere ist es dadurch möglich solche Kalibrationskonstanten für Jets anzugeben, die im Rahmen der geforderten Genauigkeit eine von der Jettopologie unabhängige Energiezuordnung der Ladung in einer Auslesezone der Kalorimeters erlauben.

Die Erkenntnisse der Analyse von u -Quarks-Jets werden dann auf simulierte Jets der tief inelastischen e^-p -Streuung angewandt, wie sie bei den höchsten Energien am HERA Speicherring erwartet werden. Die erzeugten Jets der e^-p -Streuung werden auf die gleiche Weise wie u -Quark Jets analysiert und dann deren Energie und Masse berechnet. Um den Effekt der π^0 -Wichtung besonders hervorzuheben, werden die kinematischen Variablen der e^-p -Ereignisse ohne und mit π^0 -Wichtung nach der Methode von Jacquet-Blondel bestimmt [21].

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden einige Prozesse der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung diskutiert. Es werden hierzu im besonderen die Messungen betrachtet, in denen eine präzise kalorimetrische Messung von Jets wichtig ist. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Messung und Analyse von Einteilchenkaskaden am CERN. In Kapitel 4 wird ein Modell vorgestellt, das es erlaubt, Teilchenkaskaden zu einem Jet zu überlagern. Für die überlagerten Teilchenkaskaden oder Jets werden anschließend π^0 -Wichtungsmethoden untersucht. In Kapitel 5 werden schließlich die kinematischen Variablen von simulierten Ereignissen der tief inelastischen e^-p -Streuung rekonstruiert.

2. Tief inelastische Streuung von Elektronen an Protonen

2.1 Kinematik

Die tief inelastische Streuung eines Elektrons (Positrons) am Proton ist charakterisiert durch zwei verschiedene Ereignistypen. In neutralen Stromereignissen (oder NC-Ereignissen) (siehe Abb. 2.1) koppelt ein γ oder Z^0 an ein Quark im Proton und lenkt dieses aus dem Proton ab. Wegen der Eigenschaften der starken Wechselwirkung fragmentiert dieses Quark nach dem Streuprozess in hadronische Teilchen oder einen Jet, der auch Stromjet genannt wird. Das Elektron (Positron) wird ebenfalls in diesen Streuprozess abgelenkt und kann somit in einem geeigneten Detektor nachgewiesen werden. In geladenen Stromereignissen oder CC-Ereignissen ist das Austauschteilchen ein geladenes Boson (W^\mp) und das Lepton im Endzustand ein Neutrino.

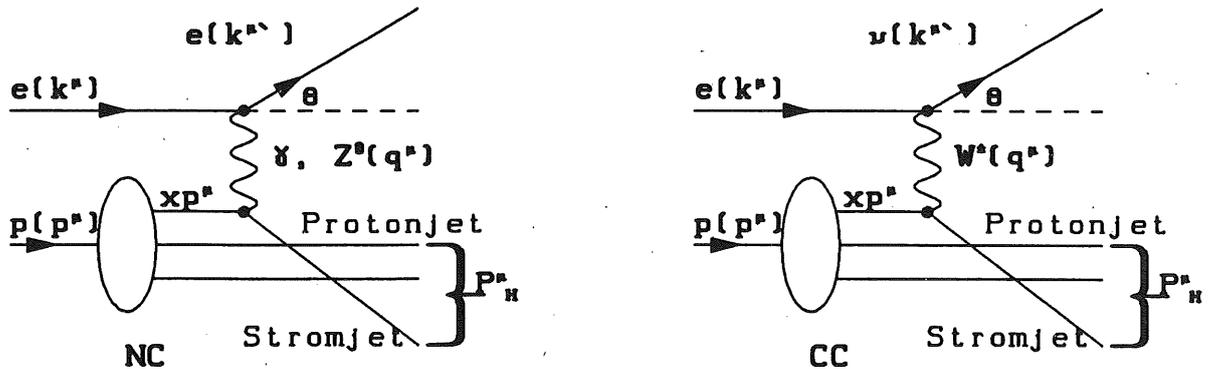


Abb. 2.1 Neutrale (NC) und geladene (CC) Stromprozesse in der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung.

Die Abb. 2.1 zeigt die Diagramme der Streuprozesse: k^μ und p^μ bezeichnen in Abb. 2.1 die Vektoren des einlaufenden Leptons und des Protons, während k'^μ der Vektor des auslaufenden Leptons ist. Unter Vernachlässigung der Masse der Leptonen und der Protonen und der Annahme, daß sich das einlaufende Proton in positiver z -Richtung bewegt, gilt folgende Definition:

$$k^\mu = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix}, k'^\mu = \begin{pmatrix} E \\ E \sin \theta \\ 0 \\ E \cos \theta \end{pmatrix}, p^\mu = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix}, P_H^\mu = \begin{pmatrix} \sum_h E_h \\ \sum_h p_{xh} \\ \sum_h p_{yh} \\ \sum_h p_{zh} \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} dieses Streuprozesses ist gegeben durch

$$s = (k^\mu + p^\mu)^2 = 4E_e E_p.$$

Den absoluten Energieverlust des Leptons im Ruhesystem des Protons ($E_p = m_p$) beschreibt die Variable ν :

$$\nu \equiv \frac{q_\mu \cdot p^\mu}{m_p},$$

mit m_p der Ruhemasse des Protons. Das Quadrat des Impulsübertrages ist

$$q^2 = q_\mu \cdot q^\mu = (k_\mu - k'_\mu) \cdot (k^\mu - k'^\mu).$$

Dabei ist $q^2 < 0$ und man definiert die Virtualität des Bosons als

$$Q^2 = -q^2 > 0.$$

Die Bjorkenschen Skalenvariablen x und y sind

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p_\mu \cdot q^\mu} \quad \text{und} \quad y \equiv \frac{p_\mu \cdot q^\mu}{p_\mu \cdot k^\mu}.$$

Die beide Variablen sind definiert im Bereich $0 \leq (x, y) \leq 1$. x ist im Partonmodell von Feynman der gestreute Bruchteil des Protonimpulses p^μ , und y ist im Protonruhesystem ($E_p = m_p$) der relative Energieübertrag auf das gestreute Lepton. Zwischen Q^2 , x und y gilt $x = \frac{Q^2}{sy}$. Die invariante Masse des hadronischen Systems im Endzustand ist gegeben durch

$$W^2 = (p_\mu + q_\mu) \cdot (p^\mu + q^\mu) = Q^2 \cdot \frac{1-x}{x}. \quad (2.2)$$

Diese Variablen können mit der Energie und dem Winkel des gestreuten Leptons ausgedrückt werden:

$$Q^2 = 4EE_e \cos^2(\theta/2), \quad (2.3)$$

$$x = \frac{EE_e \cos^2(\theta/2)}{E_p [E_e - E \sin^2(\theta/2)]}, \quad (2.4)$$

$$y = 1 - \frac{E}{E_e} \sin^2(\theta/2). \quad (2.5)$$

Die Bestimmung der kinematischen Variablen aus den hadronischen Teilchen P_H^μ ist wesentlich komplizierter und erfordert eine gesonderte Betrachtung; sie erfolgt in Kapitel 5.

2.2 Wirkungsquerschnitte neutraler und geladener Stromereignisse

In der elektroschwachen Störungstheorie erster Ordnung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in NC-Ereignissen gegeben durch [22]

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\mp)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3(x, Q^2) \right].$$

α ist die Feinstrukturkonstante. F_1 , F_2 , und F_3 sind die Strukturfunktionen des Protons. Mit der Callan-Gross-Beziehung [23] werden 2 dieser 3 Strukturfunktionen voneinander abhängig. In dieser Beziehung gilt: $2xF_1 = F_2$, wobei hier die Massen der Quarks im Proton vernachlässigt wurden. QCD-Effekte würden die longitudinale Strukturfunktion $F_L \equiv 2xF_1 - F_2$ nicht Null werden lassen, wobei signifikante Abweichungen nur bei kleinen x erwartet werden. Unter Berücksichtigung der Callan-Gross-Beziehung und der Elektron(Positron)-Polarisation ist

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e_{L,R}^\mp)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[(1 + (1-y)^2) F_2^{L,R}(x, Q^2) + (1 - (1-y)^2) x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right].$$

Die Strukturfunktionen im Parton-Modell sind gegeben durch

$$F_2^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f [x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2)] A_f^{L,R}(Q^2) \quad (2.6)$$

$$x F_3^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f [x q_f(x, Q^2) - x \bar{q}_f(x, Q^2)] B_f^{L,R}(Q^2), \quad (2.7)$$

wobei sich die Summe über alle Quark-Flavours im Proton erstreckt und $q_f(x, Q^2)$, bzw. $\bar{q}_f(x, Q^2)$ die Wahrscheinlichkeit angeben, ein Quark mit dem Flavour f im Proton zu finden. Die Koeffizienten $A_f^{L,R}(Q^2)$, bzw. $B_f^{L,R}(Q^2)$ sind gegeben durch

$$A_f^{L,R}(Q^2) = e_f^2 - 2e_f(v_e \pm a_e)v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2(v_f^2 + a_f^2)P_Z^2$$

$$B_f^{L,R}(Q^2) = \mp e_f(v_e \pm a_e)a_f P_Z \pm 2(v_e \pm a_e)^2(v_f a_f)P_Z^2,$$

e_f ist die elektrische Ladung ($e_{e^-} = -1$), v_f die Vektorkopplungskonstante mit $v_f = [(T_{3f} - 2e_f \sin^2(\theta_W)] / \sin 2\theta_W$ und a_f die Axialvektorkopplungskonstante mit $a_f = T_{3f} / \sin 2\theta_W$. Für P_Z gilt:

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}.$$

Bei kleineren Werten von Q^2 ($Q \leq 1000 \text{ GeV}^2$) wird durch P_Z der elektroschwache Beitrag (γ/Z^0 -Interferenz, $\propto P_Z$) und schwache Beitrag (Z^0 , $\propto P_Z^2$) zum differentiellen Wirkungsquerschnitt unterdrückt und $\frac{d^2\sigma_{NC}}{dx dQ^2}$ ist dominiert durch den reinen elektromagnetischen Beitrag. In diesem Fall gilt

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{NC}(ep)}{dx dQ^2} &\simeq \frac{2\pi\alpha}{xQ^4} (1 + (1-y)^2) \sum_f e_f^2 [(xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2))] \\ &= \frac{2\pi\alpha}{xQ^4} (1 + (1-y)^2) \cdot F_2^{em}(x, Q^2). \end{aligned}$$

F_2^{em} ist die elektromagnetische Strukturfunktion des Protons. In Abb. 2.2 sind die unterschiedlichen Beiträge des Wirkungsquerschnitts zum reinen QED-Wirkungsquerschnitt in neutralen Stromereignissen gezeigt [24]. Bei etwa $Q > 1000 \text{ GeV}^2$ wird der elektroschwache Beitrag signifikant und bei $Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$ beginnt der rein schwache Term Z^0 zum gesamten Wirkungsquerschnitt beizutragen. Im Bereich $Q > 20000 \text{ GeV}^2$ ist der gesamte Wirkungsquerschnitt vom schwachen Beitrag dominiert.

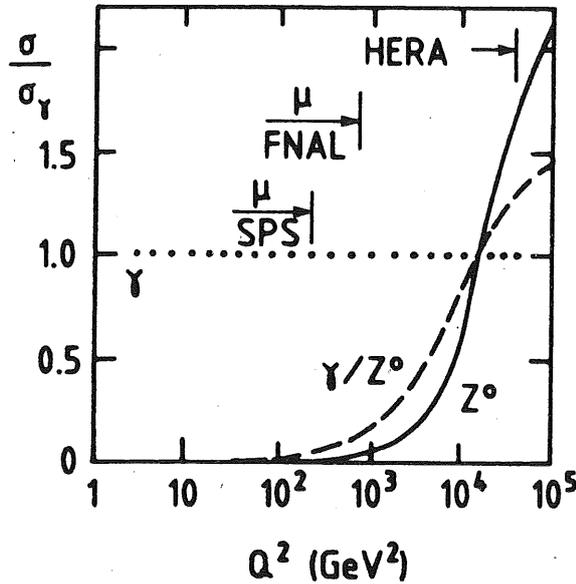


Abb. 2.2 Relative Beiträge von der $\gamma - Z_0$ -Interferenz, und dem Z_0 -Austausch zum QED-Wirkungsquerschnitt in neutralen Stromereignissen der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung.

In Ereignissen des geladenen Stromes gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{(1-\lambda)\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W(Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} [|V_{u_i d_j}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2)], \quad (2.8)$$

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^+p)}{dx dQ^2} = \frac{(1+\lambda)\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W(Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} [|V_{u_i d_j}|^2 \bar{u}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 d_i(x, Q^2)].$$

$V_{u_j d_i}$ sind die Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix [25], u_i und d_j die Dichten der u, c -Quarks, bzw. die Dichten der d, s -Quarks im Proton. λ bezeichnet die Polarisation

der Elektronen und Positronen ($\lambda = -1$ für linkshändige Polarisation und $\lambda = +1$ für rechtshändige Polarisation). Unter Vernachlässigung der Quarkmassen und $\sum_j |V_{u_i d_j}|^2 = \sum_j |V_{u_j d_i}|^2 = 1$ folgt für

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(ep)}{dx dQ^2} \simeq \frac{G_F^2}{\pi} \left(1 + \frac{Q^2}{M_W^2}\right)^{-2} \begin{cases} (u+c) + (1-y)^2(\bar{d}+\bar{s}), & \text{für } e_L^-; \\ (\bar{u}+\bar{c}) + (1-y)^2(d+s), & \text{für } e_R^+; \\ 0, & \text{für } e_R^-, e_L^+; \end{cases} \quad (2.9)$$

G_F ist die Fermikopplungskonstante und ist gegeben durch $G_F = \pi\alpha/[\sqrt{2}\sin^2\theta_W M_W^2]$.

2.3 Tests der QCD

2.3.1 Messung von α_s

Abb. 2.4 zeigt die Feynmangraphen in Ordnung α_s der tief inelastischen $e^\mp p$ -Streuung. Sie stellen Korrekturen zu den in Abb. 2.1 gezeigten Graphen dar. In Abb. 2.4 wird ein Gluon vor oder nach dem Streuprozess mit dem Boson vom streuenden Quark abgestrahlt. Dies führt zu einem weiteren Jet im Endzustand der $e^\mp p$ -Streuung. Die Abstrahlung eines Gluons ist proportional zu α_s und erlaubt deswegen eine Bestimmung von α_s .

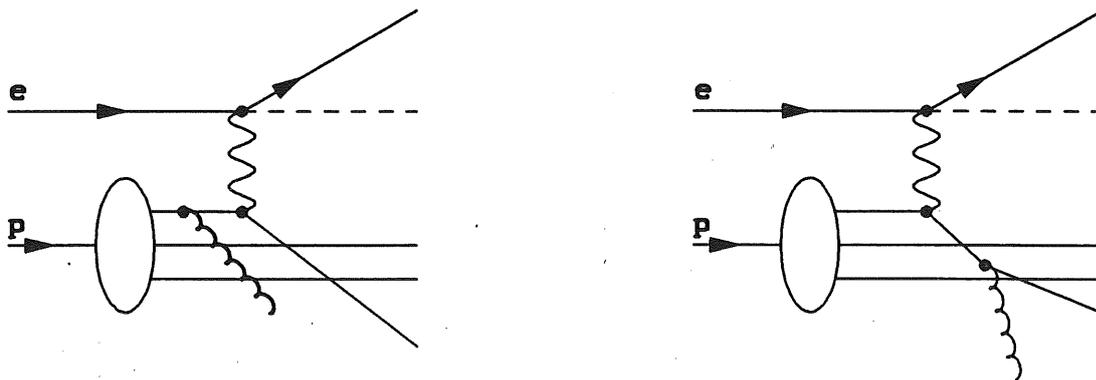


Abb. 2.4 Gluon-Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung.

Die Bestimmung von α_s in bisher durchgeführten tiefinelastischen Streuexperimenten war wegen 'higher twist'-Effekten [26] besonders schwierig: Neben der Q^2 -Abhängigkeit von α_s , die in der QCD Störungsrechnung berechnet werden kann, sind es nicht perturbative Effekte wie z.B. 'higher twist'-Beiträge sowie die Hadronmassen, die im Bereich von kleinen Q^2 die Bestimmung von α_s besonders erschweren.

HERA erreicht sehr hohe Q^2 -Werte. In diesem Gebiet sind diese Effekte klein und ermöglichen somit eine genauere Bestimmung von α_s über die Messung der Jets.

2.3.2 Abweichung vom Bjorkenschen Skalenverhalten

Nach der von Bjorken aufgestellte Hypothese skalieren die Strukturfunktionen des Protons: sie sind unabhängig vom Impulsübertrag auf das Proton und nur Funktionen von x . Dies ist im wesentlichen damit zu begründen, daß bei hohen Impulsüberträgen auf das Parton die Partonen im Proton als freie, nicht wechselwirkende Teilchen betrachtet werden können.

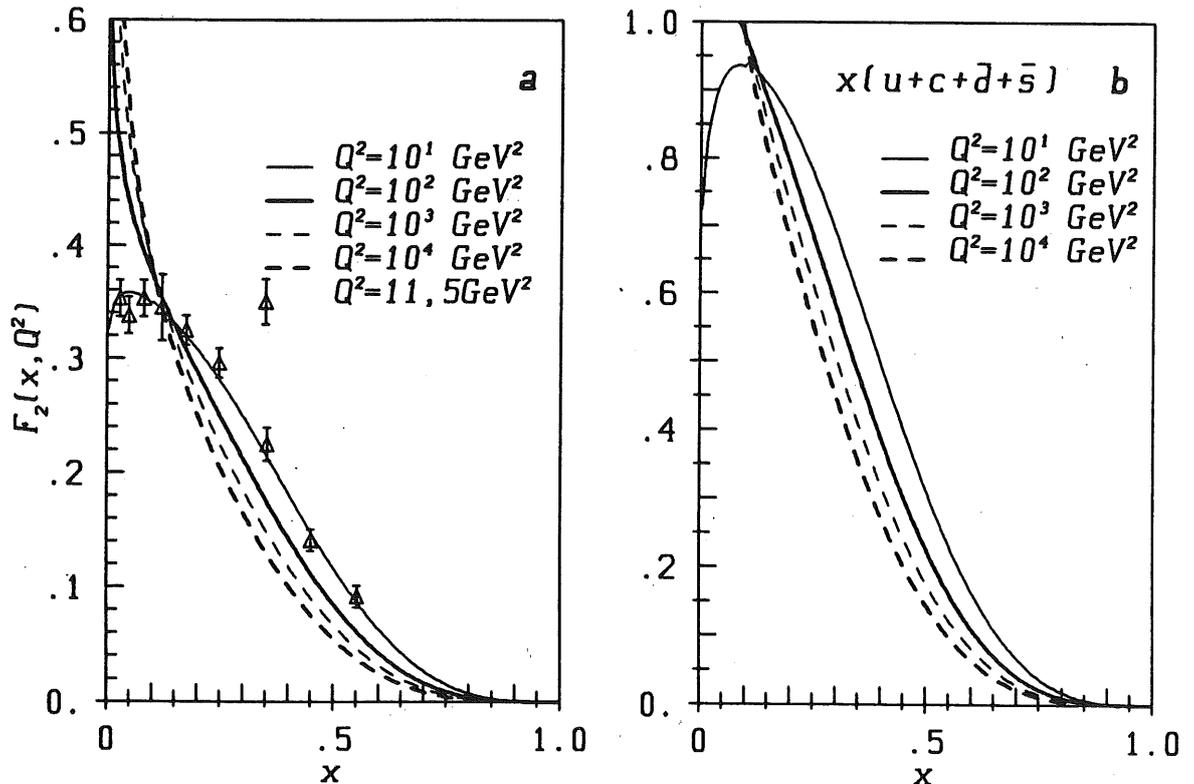


Abb. 2.3 Verletzung des QCD-Skalenverhaltens in der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung. In a ist die Skalenverletzung der elektromagnetischen Strukturfunktion $F_2^{em}(x, Q^2)$ dargestellt. b zeigt die Abhängigkeit der Quarkdichte, wie sie für kleine y ($y \leq 0,1$) und verschiedene Impulsüberträge in CC-Ereignissen erwartet wird. Die Parametrisierungen der Quarkdichten im Proton sind in beiden Figuren von Eichten et al., Satz I übernommen.

Bei den sehr hohen Impulsüberträgen, wie sie am HERA Speicherring möglich sind, wird nun eine Abweichung von diesem Skalenverhalten der Strukturfunktionen erwartet. Durch den sehr hohen Impulsübertrag ist es möglich, sehr kleine Strukturen im Proton aufzulösen und deswegen den Quarksee im Proton, bestehend aus Quark-Antiquark-Paaren, zu beobachten. In Abb. 2.3 a ist die Abweichung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ vom Skalenverhalten beispielhaft für verschiedene Q^2 -Werte aufgezeigt [26]. Bei höheren Q^2 -Werten ist eine bessere Auflösung möglich, und die Strukturfunktion F_2 'sieht' zunehmend den Quark-Antiquarksee im Proton. Die Datenpunkte in dieser Abbildung stammen von Messungen der EMC-Kollaboration.

In Abb. 2.3 b ist die Abhängigkeit der Quarkdichte $x(u+c+d+s)$ im Proton für verschiedene Q^2 -Werte und kleine y ($y \leq 0,1$) in CC-Ereignissen dargestellt. Bei $x \simeq 0,5$

sind die Abweichungen besonders groß und können dann, falls sie in dieser Größenordnung existieren, mit einer präzisen Messung des Stromjets nachgewiesen werden.

2.3.3 Beobachtung von weiteren QCD-Effekten

QCD-Effekte sind z.B. auch über den Transversalimpuls p_{\perp}^2 im Boson-Proton-Schwerpunktsystem zu beobachten; sie sind besonders groß bei sehr hohen Q^2 . Der große Phasenraum der $e^{\mp}q$ -Streuung führt dazu, daß bei sehr hohen Q^2 eine vermehrte Abstrahlung von Gluonen entweder vor oder nach der tief inelastischen Streuung auftritt (Abb. 2.4). Die p_{\perp}^2 -Verteilung der Hadronen im Boson-Proton-Schwerpunktsystem ist wesentlich breiter als ohne eine Gluon-Abstrahlung. Deshalb ist es möglich, den Abschneideparameter Λ_{QCD} der QCD und α_s aus dem hadronischen System der $e^{\mp}p$ -Streuung über den Energiefluß, Energiekorrelationen, Jet-Multiplizitäten und Verhältnisse von Jet-Multiplizitäten zu bestimmen [27–28].

2.4 Substruktur von Leptonen und Quarks

Die Dynamik der Wechselwirkung von Leptonen und Quarks wird derzeit sehr erfolgreich vom Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Leptonen und Quarks sind in diesem Modell punktförmige Teilchen. Trotz des großen Erfolgs dieser Theorie wird vermutet, daß weitere Wechselwirkungen und Kräfte bei einer wesentlich höheren Energie existieren, die die vielen Parameter und Teilchen des Standard-Modells erklären. Diese Parameter sind z.B. die Massen der Fermionen und die Anzahl der Fermionengenerationen.

Diese Parameter könnten eventuell in 'Compositeness'-Modellen erklärt werden [29, 30]. In diesen Modellen sind Leptonen und Quarks nicht punktförmig, sondern aus Preonen zusammengesetzt und werden von einer neuen Kraft, der 'Hypercolour'-Kraft, zusammengehalten. Diese Kraft wird bei einer, für die neue Theorie typischen Energie Λ_H stark, wobei $1/\Lambda_H$ den Confinementradius dieser Kraft angibt. Abschätzungen aus gegenwärtigen Experimenten verlangen, daß $\Lambda_H \geq 1\text{TeV}$ ist. Direkte Tests dieser neuen Theorie benötigen Energien von der Größenordnung Λ_H . Effekte auf den gesamten Wirkungsquerschnitt werden aber bereits im Energiebereich $Q^2 < \Lambda_H^2$ erwartet, so daß es eventuell in der tief inelastischen $e^{\mp}p$ -Streuung bei HERA möglich ist, Substrukturen von Leptonen und Quarks zu entdecken.

Die 'Compositeness' von Leptonen und Quarks führt zu folgenden Effekten:

- Änderung des Wirkungsquerschnitts durch die nicht punktförmige Wechselwirkung der Eichbosonen mit den Konstituenten der Leptonen und Quarks,
- Interferenz der neuen Kraft mit den existierenden Kräften im Energiebereich $Q^2 < \Lambda_H^2$.

Die nicht punktförmige Wechselwirkung von Fermionen mit Eichbosonen wird durch die Einführung eines Formfaktors berücksichtigt [31]:

$$F(Q^2) = 1 \mp \frac{Q^2}{Q^2 - \Lambda_{\pm}^2}.$$

Dieser Formfaktor ist der allgemeinste Ansatz für eine nicht punktförmige Wechselwirkung der Eichbosonen mit den Konstituenten der Leptonen und Quarks.

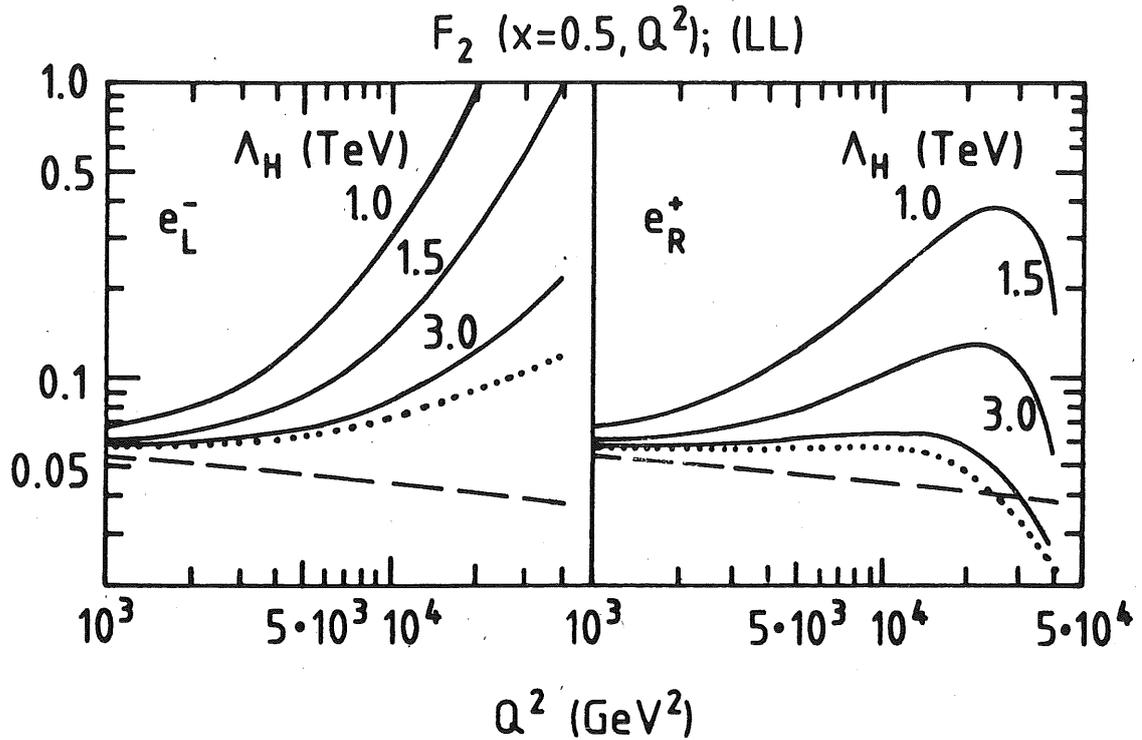


Abb. 2.5 Abweichung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für verschiedene Energieskalen Λ_H von Compositeness-Modellen. \cdots bezeichnet $F_2(x, Q^2)$ im Standard-Modell und $- - -$ ist der reine elektromagnetische Beitrag zu $F_2(x, Q^2)$.

Eine Konsequenz der Compositeness von Leptonen und Quarks sind residuale Wechselwirkungen im Energiebereich $Q^2 < \Lambda_H^2$. Solche Wechselwirkungen können mit einer Lagrangefunktion $\mathcal{L}_{\text{Kontakt}}$ beschrieben werden, die nicht renormierbare Operatoren enthalten. Die wichtigsten Operatoren sind 4-Fermion Kontakt-Operatoren. Die effektive Lagrangefunktion von Compositenmodellen im Energiebereich $Q^2 < \Lambda_H^2$ mit solchen Operatoren lautet:

$$\mathcal{L}_{\text{eff.}} = \mathcal{L}_{SM} (+ \text{Formfaktoren}) + \mathcal{L}_{\text{Kontakt}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Kontakt}} = \pm \frac{g_H^2}{\Lambda_H^2} \bar{e}_\alpha \gamma^\mu e_\alpha \bar{q}_\beta \gamma^\mu q_\beta,$$

wobei α, β Zustände definierter Helizität bezeichnen ($\alpha, \beta = L, R$). g_H und Λ_H sind die Stärke, bzw. die Energieskala dieser neuen Kraft. Im Fall einer starken Kopplung von $\frac{g_H^2}{4\pi} \simeq 1$ werden große Abweichungen in der Strukturfunktion des Protons erwartet. Diese Abweichungen sind für $F_2(x, Q^2)$ in Abb. 2.5 für linkshändige Elektronen, rechtshändige Positronen und für verschiedene Λ_H gezeigt [30].

2.5 Test der elektroschwachen Wechselwirkung

2.5.1 Test des Standard-Modells

Die elektroschwache Wechselwirkung wird sehr erfolgreich vom Standard-Modell beschrieben. HERA erlaubt einen weiteren unabhängigen Test dieses Modells. Bei Impulsüberträgen von $Q^2 \simeq \mathcal{O}(m_{Z_0}, m_W)$ werden die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung etwa gleich groß und Tests des Standard-Modells sind dann möglich.

Besonders empfindliche Tests sind mit polarisierten Elektronen oder Positronen möglich. Das Standard-Modell verbietet geladene rechtshändige Ströme, so daß

$$\sigma_{CC}(e_R^- p) = \sigma_{CC}(e_L^+ p) = 0$$

ist.

In neutralen Stromereignissen führen die unterschiedlichen linkshändigen und rechtshändigen Kopplungsstärken der Fermionen von

$$g_{fL} = 2 \frac{T_{3f} - e_f \sin^2 \theta_W}{\sin 2\theta_W} \quad \text{und} \quad g_{fR} = 2 \frac{-e_f \sin^2 \theta_W}{\sin 2\theta_W}$$

zur Paritätsverletzung:

$$A_P = \frac{\sigma_{NC}(e_L^- p) - \sigma_{NC}(e_R^- p)}{\sigma_{NC}(e_L^- p) + \sigma_{NC}(e_R^- p)},$$

und zur Ladungsasymmetrie:

$$A_S = \frac{\sigma(e^- p) - \sigma(e^+ p)}{\sigma(e^- p) + \sigma(e^+ p)}.$$

A_P und A_S sind in der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung groß und ermöglichen z.B. eine Messung des Weinbergwinkels θ_w und der Masse des Z_0 -Bosons [32].

2.5.2 Suche nach weiteren Vektorbosonen

Die Erweiterung des Standard-Modells der elektroschwachen Wechselwirkung ($SU(2)_L \times U(1)$) mit einer rechtshändigen $SU(2)_R$ -Gruppe führt zu weiteren geladenen und neutralen Vektorbosonen. Alle Fermionen kommen in diesem erweiterten Modell in linkshändigen $((\nu)_L)$ und rechtshändigen $((\nu)_R)$ Dubletts vor, wobei die Kräfte durch 7 Vektorbosonen $\gamma, W_L^\pm, W_R^\pm, Z_{1,2}^0$ vermittelt werden. In diesem Modell ist es ebenfalls möglich, durch einen Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung 6 der 7 Bosonen massiv zu machen.

Die beobachtbaren Masseneigenzustände der geladenen Vektorbosonen sind Mischungen aus W_L und W_R :

$$\begin{aligned} W_1 &= W_R \cdot \sin\zeta + W_L \cdot \cos\zeta \\ W_2 &= W_R \cdot \cos\zeta - W_L \cdot \sin\zeta \end{aligned}$$

Aus existierenden Daten, der schwachen Universalität und der Unitarität der Kobayashi-Maskawa-Matrix folgt für

$$\zeta < 0,004 \text{ [33]} \text{ und } m_{W_2} > 300 \text{ GeV [34].}$$

Für die weiteren Ableitungen wird gesetzt: $\zeta = 0$. Die Anwesenheit von weiteren geladenen Vektorbosonen führt zu einer Änderung des Propagators in (2.9).

$$\frac{g^2}{Q^2 + M_W^2} \rightarrow \frac{g_1^2}{Q^2 + m_{W_1}^2} + \frac{g_2^2}{Q^2 + m_{W_2}^2}, \text{ mit } g^2 = G_F M_W^2. \quad (2.10)$$

g_1 und g_2 sind so gewählt, daß für kleine Q^2 gilt:

$$G_F = \frac{g_1^2}{m_{W_1}^2} + \frac{g_2^2}{m_{W_2}^2}$$

Mit (2.10) und $r = g_2^2/g^2$ ergibt sich für

$$\frac{\sigma_{CC}(W_1 + W_2)}{\sigma_{CC}(W_1)} = \left[1 - r \frac{m_{W_1}^2}{m_{W_2}^2} + r \frac{m_{W_1}^2}{m_{W_2}^2} \cdot \frac{1 + \frac{Q^2}{m_{W_1}^2}}{1 + \frac{Q^2}{m_{W_2}^2}} \right]^2$$

In Abb. 2.7 ist $\frac{\sigma_{CC}(W_1 + W_2)}{\sigma_{CC}(W_1)}$ für verschiedene Massen m_{W_2} mit $m_{W_1} = M_W$ und $r = 1$ dargestellt. Innerhalb der erwarteten statistischen Fehler von 2 Jahren HERA Strahlzeit werden Massen von $m_{W_2} < 800 \text{ GeV}$ beobachtet werden können. Ähnliche Schlußfolgerungen gelten auch für weitere Z_0 -Bosonen in neutralen Stromereignissen.

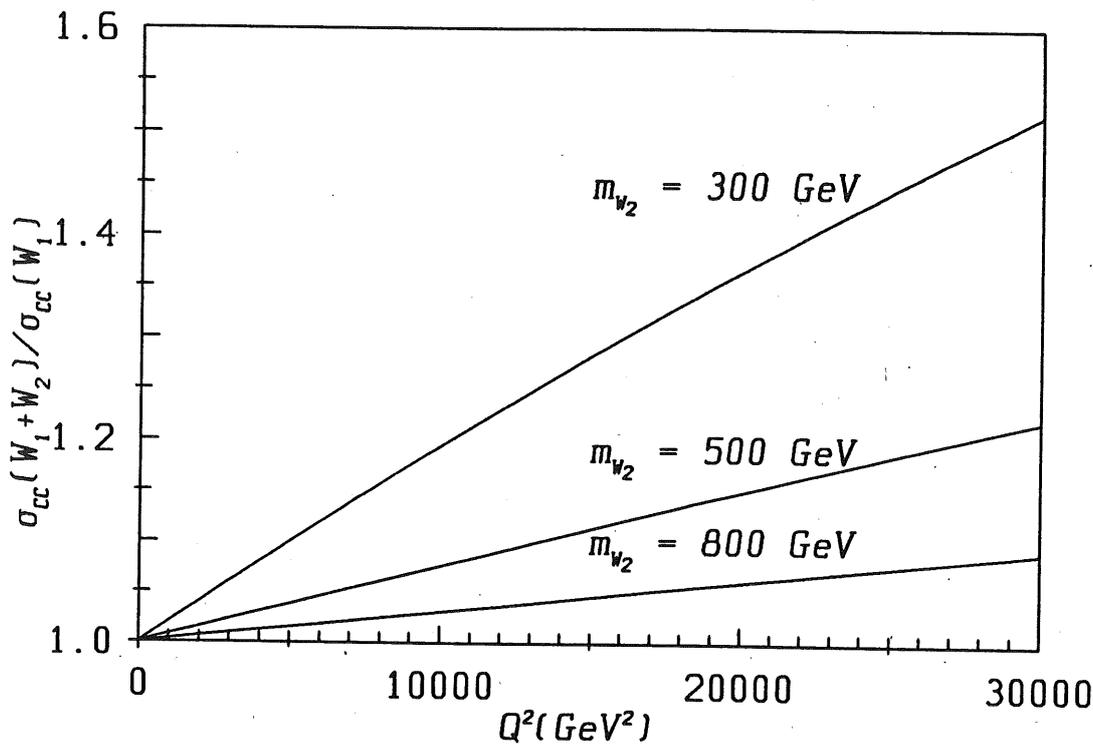


Abb. 2.7 Abweichung des Wirkungsquerschnitts in CC-Ereignissen der e^-p -Streuung vom Standard-Modell bei Anwesenheit eines weiteren geladenen W_2 -Bosons; $m_{W_1} = M_W$ und $r = 1$.

2.6 Der H1-Detektor

Die Messung von physikalischen Prozessen an Speicherring-Experimenten erfordert weitgehend hermetische Detektoren, die den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt abdecken und somit alle Sekundärteilchen messen. Solche Anforderungen sind im allgemeinen nur sehr schwer zu erfüllen. Die speziellen kinematischen Eigenschaften der $e^\mp p$ -Streuung am HERA Speicherring erfordern außerdem, daß die Detektoren den asymmetrischen Energien von Elektron (30GeV) und Proton (820GeV) Rechnung tragen.

Im H1-Detektor, der derzeit am HERA Speicherring aufgebaut wird, werden diese allgemeinen und speziellen Bedingungen zu einem hohen Grad erfüllt. Abb. 2.8 zeigt einen Längsschnitt durch diesen Detektor. Die wichtigsten Komponenten sind:

1. Die zentrale Spurenkammer.
2. Die Vorwärts-Spurenkammer.

Zusammen mit (1) bildet sie das Spurenkammersystem mit einer Impulsauflösung für geladene Teilchen von $\frac{\sigma_P}{P_\perp} = 0,3\% P_\perp [\text{GeV}/c]$, mit $P_\perp = \sin\theta \cdot P$.

3. Das elektromagnetische Kalorimeter

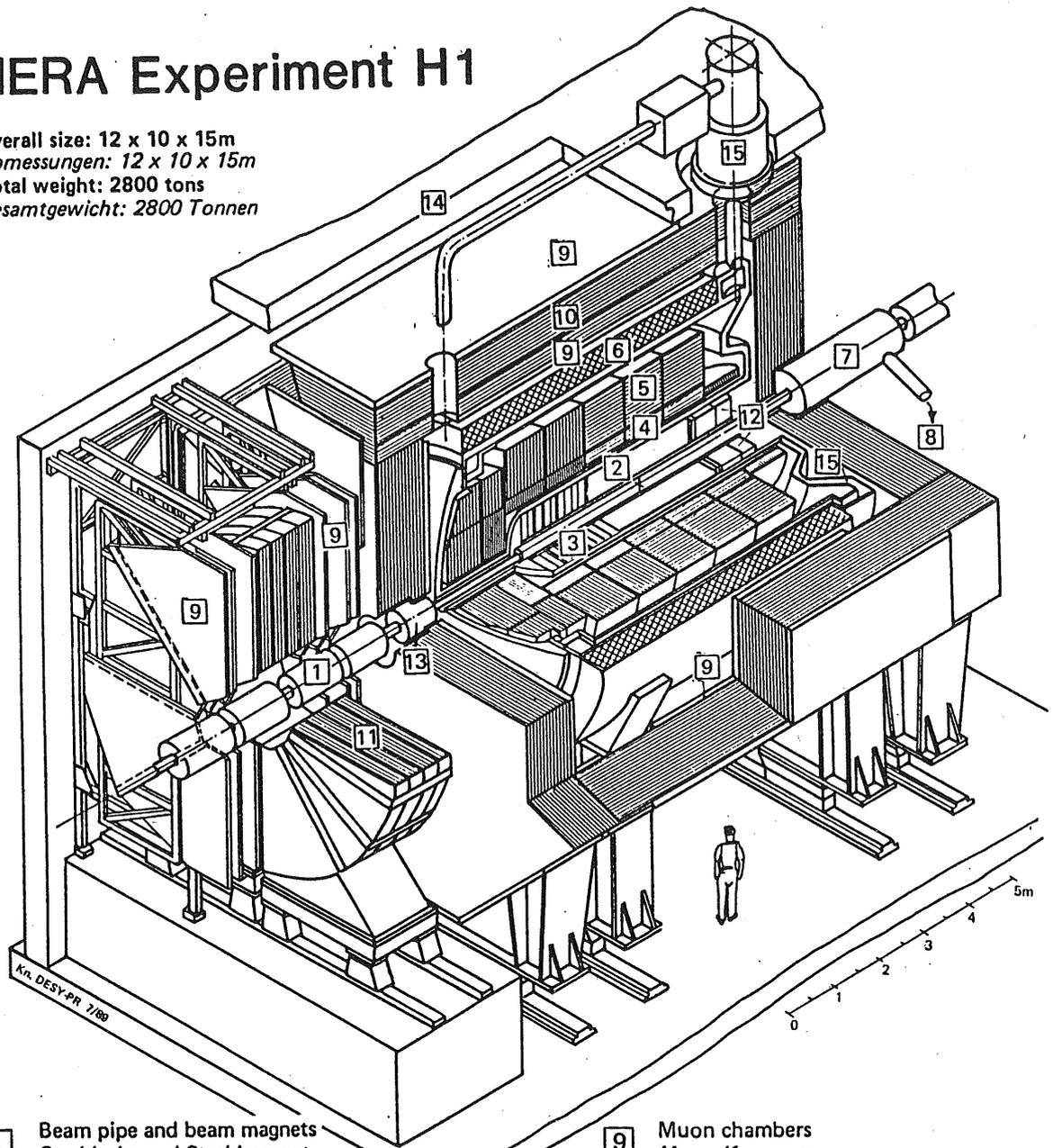
besteht aus Bleiplatten von $2,3\text{mm}$ Dicke und flüssigem Argon ($2,5\text{mm}$). Die Energieauflösung für Elektronen beträgt $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E}}$.

4. Das hadronische Kalorimeter

ist aus Eisenplatten von $1,6\text{cm}$ Dicke und flüssigem Argon ($2,5\text{mm}$) aufgebaut. Die Energieauflösung für hadronische Teilchen beträgt $\frac{\sigma_h}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$, wobei diese

HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m
 Total weight: 2800 tons
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- | | | | |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |

Abb. 2.8 Perspektivische Darstellung des Experiments der H1-Kollaboration

Energieauflösung für π^\pm -Mesonen und unter Anwendung von π^0 -Wichtung auf die Ladungsdepositionen im Kalorimeter erreicht wurde.

5. Das Blei-Szintillator-Kalorimeter besteht aus Bleiplatten und Szintillatorschichten. Es ist hochsegmentiert und erreicht deshalb eine hohe Ortsauflösung für elektromagnetische Kaskaden.
6. Die supraleitende Spule erzeugt ein homogenes Magnetfeldes von 1,2 Tesla. Die Spule befindet sich hinter den Flüssig-Argon-Kalorimetern und stört somit nicht die Messung von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen in den Kalorimetern.
7. Das Eisenjoch
Der Fluß des von der supraleitenden Spule erzeugten magnetischen Feldes wird über das Eisenjoch zurückgeführt. Das Eisenjoch besteht aus instrumentierten Eisenplatten und dient somit auch als hadronisches Endkalorimeter. Außerdem können mit dem Eisenjoch und speziell angebrachten Myonkammern Myonen identifiziert werden.
8. Der Toroid
ist ein zusätzliches magnetisches Myonspektrometer in der Protonrichtung.
9. Die Myonkammern
dienen zum Nachweis von Myonen, die vor allem bei Zerfällen von schweren Quarks erzeugt werden.
10. Das Plug-Kalorimeter
schließt ein vom Flüssig-Argon-Kalorimeter gelassenes Loch in der Protonrichtung. Dieses Kalorimeter ist ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter und kann hadronische Kaskaden im Winkelbereich von $0,7^\circ$ bis $3,6^\circ$ zur Protonrichtung messen. Die hadronische Energieauflösung dieses Kalorimeters beträgt $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}}$.

2.7 Messung der kinematischen Variablen mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors

Die präzise Bestimmung der kinematischen Variablen in der tief inelastischen $e^\mp p$ -Streuung erfordert die genaue Kenntnis der Energie und des Streuwinkels der erzeugten Sekundärteilchen. Die Energie in diesen Prozessen wird in den allermeisten Fällen mit dem Kalorimeter des H1-Detektors bestimmt werden, da sich die relative Energieauflösung vom Kalorimeter wie $\frac{\sigma}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ verhält und mit zunehmender Energie der einfallenden Teilchen besser wird. Eine Winkelinformation der zu messenden Teilchen ist entweder über die Energiedepositionen im Kalorimeter oder über die Spuren der geladenen Teilchen im Kalorimeter zu erreichen, wobei der Streuwinkel von neutralen Teilchen nur anhand ihrer Energiedeposition im Kalorimeter bestimmt werden kann.

In neutralen Stromereignissen sind die kinematischen Variablen entweder über den gestreuten Jet (Stromjet) oder aus dem gestreuten Elektron zu berechnen. In neutralen Stromereignissen herrscht über einen weiten kinematischen Bereich also eine Redundanz in der Bestimmung der kinematischen Variablen. Dies ermöglicht eventuell, eine Interkalibration im Kalorimeter in neutralen Stromereignissen durchzuführen. In geladenen Stromereignissen ist das Lepton im Endzustand ein Neutrino nicht nachweisbar. Hier steht nur der Stromjet zur Verfügung, die Kinematik des Ereignisses zu bestimmen.

Messung von neutralen Stromereignissen

Die Energieauflösung im Flüssig-Argon-Kalorimeter für Elektronen ist $\frac{\sigma}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E}}$ und wesentlich besser als die Energieauflösung von hadronischen Teilchen im Kalorimeter. Für die Untersuchung zur Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts in neutralen Stromereignissen ist in sehr vielen Untersuchungen die Elektronmessung der Messung des hadronischen Jets vorzuziehen. Die Berechnung der kinematischen Variablen aus dem gestreuten Elektron erfordert eine gute Energiekalibration des elektromagnetischen Kalorimeters von $\leq 1\%$ und eine hohe Granularität des Kalorimeters. Die Erkennung des gestreuten Elektrons im Kalorimeter ist für die Unterscheidung von neutralen und geladenen Stromereignissen wichtig.

Messung von geladenen Stromereignissen

Die präzise Messung der hadronischen Teilchen oder Jets im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird durch das ungleiche Signalverhalten des Kalorimeters auf Elektronen und Hadronen wesentlich kompliziert. Im H1-Kalorimeter ist $e/\pi > 1$; dies führt zu systematischen Unterschieden des kalorimetrischen Signals der beiden Teilchen. In [13–15] wurde gezeigt, daß die Anwendung von der π^0 -Wichtungsmethode in granularen Kalorimetern für einzelne Hadronen möglich ist und zu einem $(e/\pi)_{\text{effektiv}} \simeq 1$ führt. Ebenfalls ist eine hohe e/π -Trennung wichtig, um zwischen NC- und CC-Ereignissen unterscheiden zu können.

Eingeschränktes (x, Q^2) -Gebiet

Bei den höchsten Energien des Elektrons (Positrons) und des Protons bewegt sich der maximal meßbare (x, Q^2) -Bereich in den Grenzen von $0 \leq x \leq 1$ und $0 \leq Q^2 \leq 98400 \text{ GeV}^2$. Kleine Fehler in der Energiekalibration des Kalorimeters können dazu führen, daß erhebliche Abweichungen in der Berechnung der kinematischen Variablen x und Q^2 gemacht werden und somit der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$ für NC- und CC-Ereignisse große systematische Fehler aufweist.

Die Einflüsse der elektromagnetischen und hadronischen Kalibration des H1-Kalorimeters auf die Präzision des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden von Feltesse [35] untersucht. Gezeigt sind in Abb. 2.9 die Akzeptanzbereiche, innerhalb derer die Abweichungen vom differentiellen Wirkungsquerschnitt kleiner sind als 10% (Annahme: $\frac{\sigma_e}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E}}$, $\frac{\Delta E}{E} = 1\%$ oder $\frac{\sigma_h}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$, $\frac{\Delta E}{E} = 2\%$).

Ein Fehler von $\frac{\Delta E}{E} = 4\%$ in der hadronischen Energiebestimmung würde den gezeigten (x, Q^2) -Bereich mit der obigen Annahme noch weiter einschränken. Da Variationen im e/π -Verhältnis in Prototypen des H1-Kalorimeters bis zu 15% beobachtet wurden, ist die π^0 -Wichtung für eine präzise die Messung von physikalischen Prozessen in der tief inelastischen $e^{\mp}p$ -Streuung unerlässlich.

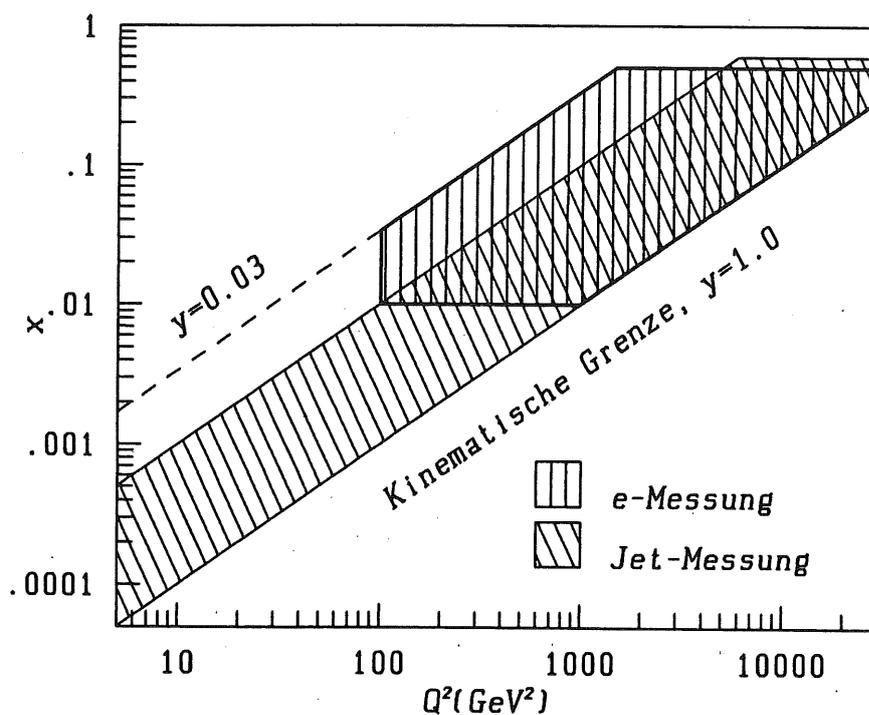


Abb. 2.9 Akzeptanzbereich des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$. Innerhalb der gezeigten Konturen ist der Fehler von $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$ kleiner als 10%. Folgende Annahmen werden gemacht: $\frac{\sigma_e}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E}}$, $\frac{\Delta E}{E} = 1\%$ und $\frac{\sigma_h}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$, $\frac{\Delta E}{E} = 2\%$.

3. Kalorimetrische Messung von Hadronen

3.1 Das Experiment am CERN

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf wurden im Sommer 1987 von der H1-Kollaboration umfangreiche Tests eines Prototyps des H1 Blei-Eisen-Flüssig-Argon Kalorimeters durchgeführt. In diesen Messungen wurden mit einem dem endgültigen H1-Kalorimeter sehr nahekommenden Aufbau die Wechselwirkungen von Elektronen und Hadronen getestet. Untersucht wurden die Energie- und Ortsauflösung dieses Kalorimeters für verschiedene Teilchen (e^- , e^+ , π , p). Ein wesentlicher Punkt bei diesen Tests war die Anwendung von π^0 -Wichtungsmethoden auf die Kaskaden von einzelnen hadronischen Teilchen.

3.1.1 Testanordnung am H6-Strahl

Der Testaufbau befand sich am sogenannten Teststrahl H6 [36] des SPS am CERN. Abb. 3.1 zeigt den Strahlverlauf von H6 mit der verwendeten Strahloptik, wobei der Strahl H6 im sekundären und tertiären Mode betrieben werden konnte. Diese Moden unterscheiden sich vor allem durch die maximal möglichen Teilchenimpulse.

Die vom SPS auf eine Energie von 450 GeV beschleunigten Protonen wurden zunächst auf das primäre Target T1 gelenkt. Ablenkmagnete, Quadrupole und Kollimatoren fokussierten die aus T1 austretenden Sekundärteilchen einer bestimmten Energie entlang der optischen Achse (siehe Abb. 3.1). Im tertiären Betriebsmode wurden dann die Teilchen auf ein weiteres Target T2 gelenkt und dann von weiteren Magneten und Quadrupolen auf den Testaufbau fokussiert. Die horizontale Ablenkung der Teilchen geschah durch den Magneten BM4. Maximale Teilchenimpulse von $p_{max} = 80 \text{ GeV}/c$ sind in diesem Betriebsmode möglich mit einer Impulsauflösung in diesem Bereich von $\Delta p/p = 0,8\%$. Im sekundären Betriebsmode waren Teilchenimpulse von $100 \text{ GeV}/c < P < 250 \text{ GeV}/c$ möglich. Die Impulsunschärfe der einfallenden Teilchen in diesem Betriebsmode betrug typischer Weise $\Delta p/p = 0,3\%$.

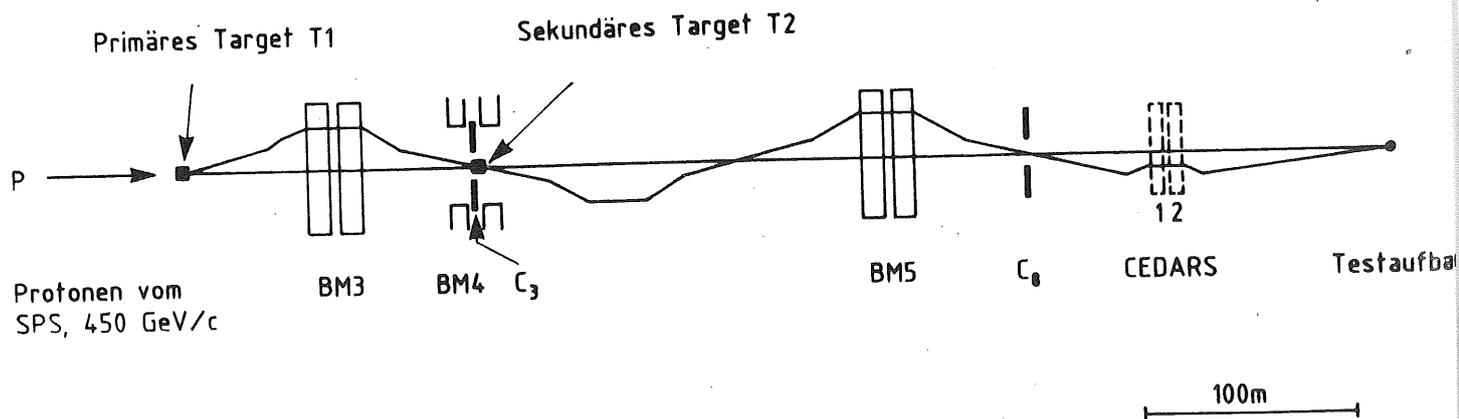


Abb. 3.1 Teststrahl H6 am CERN, vertikale Ebene

Zur Teilchenidentifikation standen 2 Čerenkov-Differential-Zähler (CEDAR's) zur Verfügung [37]. Für den Winkel des abgestrahlten Čerenkov-Lichtes gilt folgende Beziehung:

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}. \quad (3.1)$$

n ist der Brechungsindex des Mediums im Zähler (Gas), $\beta = v/c$ und θ der Winkel des abgestrahlten Čerenkov-Lichtes zur optischen Achse des Zählers. Falls $1/(n\beta) < 1$ ist, wird Čerenkov-Licht von dem durchgehenden Teilchen abgestrahlt. Bei vorgegebenem Teilchenimpuls hängt β von der Masse des Teilchens ab. Somit ist eine Identifikation des Teilchens durch (3.1) entweder über θ oder über den Brechungsindex n möglich. Bei den CEDAR's wird der Brechungsindex n des strahlenden Mediums (durch Druckänderung des Gases) verändert, um das Čerenkov-Licht der Teilchen auf 8 fest installierte Photomultiplier zu fokussieren. Eine 6, 7 oder 8-fache Koinzidenz zwischen den Photomultipliern erlaubt eine unterschiedlich starke Unterdrückung des Untergrundes.

Mit den verwendeten CEDAR's ist eine Elektron/Pion-Trennung bis zu Impulsen von $80\text{GeV}/c$ möglich. Elektronen mit $P > 80\text{GeV}/c$ werden durch Synchrotronstrahlung von Pionen separiert. Elektronen und Pionen strahlen auf Grund ihrer Masse unterschiedlich stark im Magnetfeld und besitzen aus diesem Grund verschiedene Impulse und Winkel am Ende der Ablenkstrecke im Magneten. Durch Einsatz von Kollimatoren können dann die nicht benötigten Teilchen aus dem Strahl abgetrennt werden.

3.1.2 Die Meßanordnung

In Abb. 3.2 ist der Testaufbau zusammen mit dem verwendeten Teilchentrigger dargestellt. Zunächst waren 2 Szintillationszähler B1 und B2 mit einer aktiven Fläche von $3 \times 3\text{ cm}^2$ in der optischen Achse des Strahls angeordnet. Eine Koinzidenz zwischen diesen beiden Zählern reduzierte die Breite des Strahls auf die Fläche der beiden Zähler. 4 Drahtkammern, gekennzeichnet durch MWPC gaben eine Ortsinformation der einfallenden Teilchen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5\text{ mm}$. Zur Unterdrückung des γ -Untergrundes (bzw. auch Elektronen, die ein Bremsstrahlungsphoton emittierten) wurde eine Bleiwand, bestehend aus 4 cm dicken Bleiplatten, verwendet. Die in e^-e^+ konvertierten γ 's lösten dann in den nachfolgenden Szintillatorzählern (VM) ein Vetosignal aus.

Folgende Triggerbedingungen wurden für ein Ereignis verlangt:

- Koinzidenz zwischen B1 und B2,
- kein Trigger in VM oder Lochzähler,
- nur eine Spur pro Drahtkammer,
- eine 6, (7, oder 8)-fache Koinzidenz eines CEDAR's.

Vor dem Eintritt in den Kryostaten durchquerten die Teilchen ein Mylarfenster, ein Vakuumrohr und dann ein Edelstahlfenster von $0,3\text{ mm}$ Stärke. Um die Menge von passivem Material vor dem Kalorimeter möglichst gering zu halten, war vor dem ersten Kalorimeter im Kryostaten ein Verdrängungskörper aus Styropor angeordnet. Insgesamt war von der Erzeugung der Teilchen bis zum Auftreffen auf das Kalorimeter $0,29X_0$ Material im Strahl.

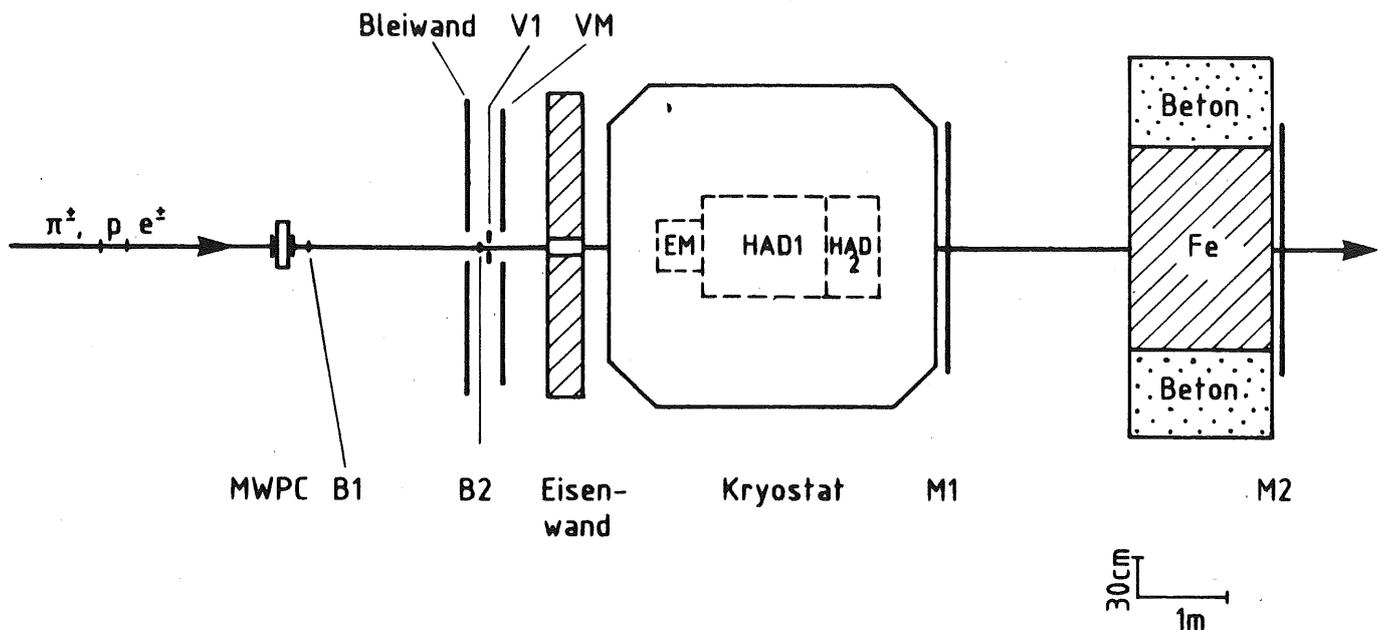


Abb. 3.2 Testaufbau

3.1.3 Das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter

Das Testkalorimeter bestand aus einem Kryostaten, in dem sich in flüssigem Argon ein elektromagnetisches und ein hadronisches Samplingkalorimeter befand. In Samplingkalorimetern wird nicht die gesamte Energie der eintreffenden Teilchen gemessen, sondern nur ein Teil der Gesamtenergie. Samplingkalorimeter bestehen aus alternierenden Schichten von passiven und aktiven Medien. Im passiven Medium oder Absorber werden die zu messenden Teilchen zu Kaskaden aufgeschauert, die dann in den nachfolgenden Schichten aus einem aktiven Medium gemessen werden. In dem getesteten Aufbau wurden als passive Medien Blei (elektromagnetisches Kalorimeter) und Eisen (hadronisches Kalorimeter) verwendet. Als aktives Medium diente flüssiges Argon.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EM) bestand aus 4 longitudinalen Sektionen, wobei diese 4 Sektionen in 3, 4, 8 und 14 einzelne Ausleseeinheiten unterteilt waren. Abb. 3.3 a zeigt einen Querschnitt durch die Ausleseeinheiten in den ersten 3 Sektionen, während in Abb. 3.3 b ein Querschnitt von Ausleseebenen in der 4. Sektion zu sehen ist. Eine Ausleseeinheit wurde aus zwei Bleiplatten und zwei Ausleseebenen gebildet. Die Bleiplatten waren, wie in Abb. 3.3 a und Abb. 3.3 b gezeigt, in einem Abstand von $2,78\text{mm}$ voneinander angebracht. Der Abstand zwischen den Bleiplatten und den Ausleseebenen (ALE) wurde durch Teflon-Abstandshalter mit einer Genauigkeit von $\pm 0,35\mu\text{m}$ gewährleistet. Das eventuelle Übersprechen einzelner Kanäle wurde durch eine entsprechend große Abblockkapazität in einer Ausleseebene unterdrückt. Dazu wurde auf die Bleiplatten eine $75\mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie geklebt, die mit einer hochohmig leitenden Schicht in Siebdrucktechnik bedruckt war (siehe Abb. 3.3). Der von dieser Schicht zusammen mit der Bleiplatte (Abb. 3.3 a) bzw. Ausleseebene (Abb. 3.3 b) gebildete Kondensator hatte eine Kapazität von $C \simeq 50\text{nF}$. Somit beträgt die Abblockkapazität im elektromagnetischen Kalorimeter $C_{Tot} = 29 \times 2 \times 50\text{nF} = 2,9\mu\text{F}$. Die Kapazität der Ionisationskammern

Material	Dicke [mm]	X_0	λ
Pb	2,44 + 2,58	0,896	0,0294
Ar(fl.)	2 · 2,78	0,040	0,0066
G10	2 · 0,8	0,005	0,0030
C	0,6	0,008	0,0008
Kapton	2 · 0,075	0,001	0,0005
Summe	12,78	0,950	0,0403

Tab. 3.1 a Schichtdicken der Ausleseebenen in EM

Material	Dicke [mm]	X_0	λ
Fe	16+3	1,079	0,1130
Ar(fl.,aktiv)	2 · 2,46	0,035	0,0059
Ar(fl.,passiv)	2,36	0,017	0,0028
G10	1	0,005	0,0019
C	2 · 0,20	0,002	0,0011
Kapton	2 · 0,125	0,002	0,0004
Cu	2 · 0,035	0,006	0,0004
Summe	28,0	1,143	0,1255

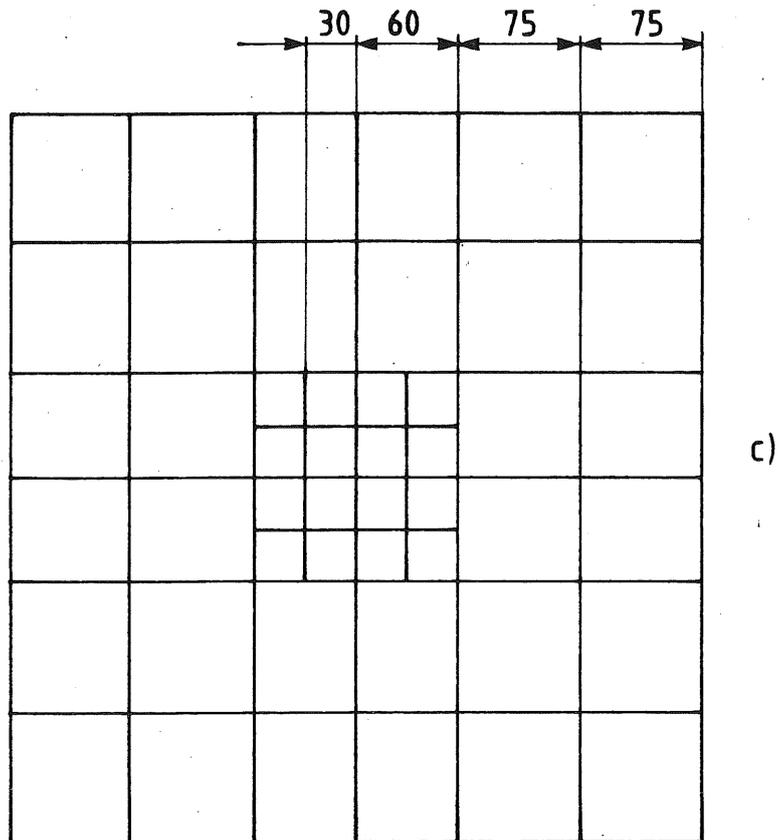
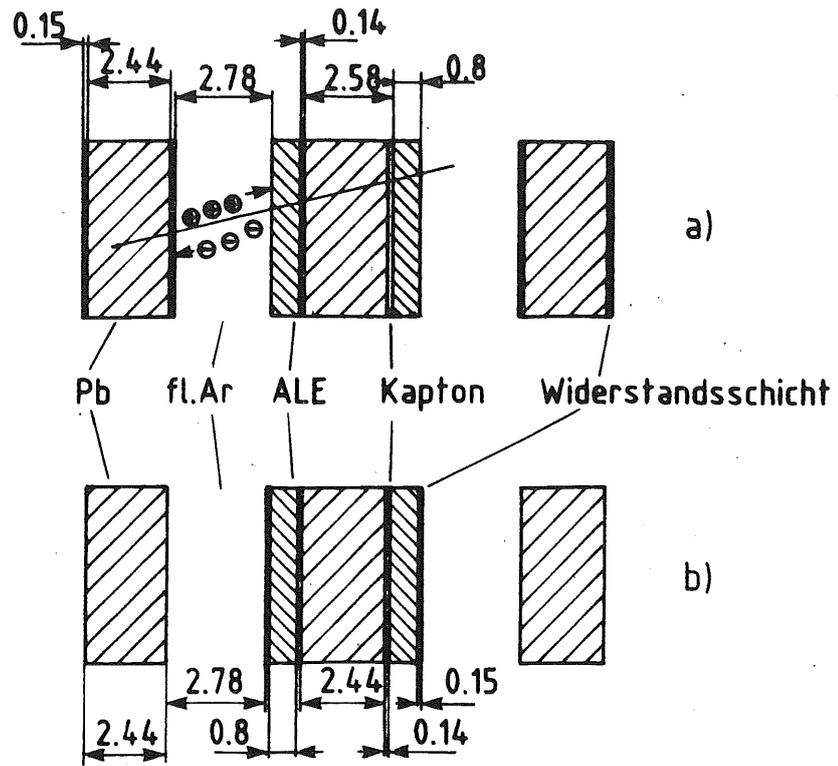
Tab. 3.1 b Schichtdicken der Ausleseebenen in HAD1

Material	Dicke [mm]	X_0	λ
Fe	25	1,421	0,1492
Ar(fl.)	2 · 4	0,057	0,0096
G10	1	0,005	0,0019
Cu	2 · 0,035	0,006	0,0004
Summe	34,07	1,489	0,1611

Tab. 3.1 c Schichtdicken der Ausleseebenen in HAD2

betrug in den 4 Sektionen 0,029, 0,038, 0,077 und 0,134 nF mit einer Gesamtkapazität von 0,278 nF.

Die Hochspannung wurde so zwischen Widerstandsfolie und Bleiplatte angelegt, daß die freigesetzten Elektronen, wie in Abb. 3.3 gezeigt, weg von der Ausleseebene drifteten und somit ein positives Signal induzierten. Die Ionen können wegen ihrer geringen Beweglichkeit in flüssigem Argon im Vergleich zu den Elektronen als statisch angenommen werden.



Dimensionen in mm

Abb. 3.3 Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters (EM)

Die laterale Unterteilung einer Ausleseebene ist in Abb. 3.3 c dargestellt. Kleine einzeln auslesbare Flächen von etwa $1R_M^2$ ²⁾ $\simeq 9\text{cm}^2$ im Zentrum einer Ebene gewährleisten eine hohe Ortsauflösung für elektromagnetische Kaskaden. Da hadronische Kaskaden im untersuchten Kalorimeter lateral etwa um den Faktor 10 größer sind als elektromagnetische Kaskaden, können wesentlich größere Ausleseflächen am Rand des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet werden. Alle gezeigten Flächen sind nun longitudinal innerhalb einer Sektion elektrisch miteinander verbunden. Somit ergibt sich eine Kanalzahl von $48 \times 4 = 192$ im elektromagnetischen Kalorimeter.

Das zentrale hadronische Kalorimeter HAD1

Im zentralen hadronischen Kalorimeter (HAD1) sind Absorberplatten und Ausleseeinheiten mechanisch voneinander getrennt. Die einzelnen Ausleseeinheiten wurden in eine vorgefertigte Schweißkonstruktion aus Absorberplatten eingeschoben. Ein Schnitt durch 3 Absorberplatten mit den eingeschobenen Ausleseeinheiten ist in Abb. 3.4 a abgebildet. Eine Ausleseeinheit wurde von 2, jeweils 1,5mm dicken Stahlplatten und der Ausleseebene (GFK) selber gebildet. Der Abstand zwischen den Stahlplatten und der Ausleseebene betrug 2,5mm. Die Dicke der Absorberplatte betrug 16mm, die im Abstand von 12mm angeordnet waren. Insgesamt hatte das zentrale hadronische Kalorimeter 4 longitudinale Sektionen mit je 6, 8, 8, und 8 Ausleseeinheiten. Im Schnitt von Abb. 3.4 ist ebenfalls gezeigt, wie die stabile Konstruktion der Ausleseeinheiten mit entsprechendem mechanischen Spiel von 2,4mm in die Schweißkonstruktion eingebracht werden konnte.

Ähnlich wie im elektromagnetischen Kalorimeter wurde eine Widerstandsfolie auf die der Ausleseebene zugewandten Seite der Stahlplatte geklebt. Der Widerstand pro Flächeneinheit betrug $\simeq 20\text{M}\Omega/\text{Quadrat}$. Der von der Stahlplatte und der Widerstandsschicht gebildete Plattenkondensator hatte eine Kapazität von etwa 96 nF.

Die Hochspannung wurde so zwischen Widerstandsfolie und Ausleseebene angelegt, daß die freigesetzten Elektronen im elektrischen Feld in Richtung Widerstandsfolie drifteten und somit einen positiven Spannungsimpuls auf der Ausleseebene induzierten. Die lateralen Dimensionen einer Ausleseebene und deren Unterteilung sind in Abb. 3.4 b dargestellt. Die 8cm breite Streifenstruktur gewährleistet eine gute Ortsauflösung für hadronische Kaskaden. Im Gegensatz zum elektromagnetischen Kalorimeter wurde hier ein alternierendes Auslesesystem gewählt. Jeweils eine Einheit hatte x-orientierte Streifen und die darauf folgende Einheit y-orientierte Streifen. In der ersten Sektion sind somit longitudinal 3 und in den restlichen 3 Sektionen jeweils 4 Ausleseeinheiten elektrisch miteinander verbunden. Dieses spezielle Auslesesystem ermöglichte das Verhalten von hadronischen Kaskaden mit der doppelten Dicke von Absorbermaterial zu untersuchen, indem entweder nur die Signale der x- oder der y-orientierten Streifen für die Analyse verwendet wurden. Insgesamt hatte dieses Kalorimeter $4 \times 2 \times 20 = 160$ elektronische Kanäle.

Das hadronische Endkalorimeter HAD2

Abb. 3.5 zeigt einen Schnitt senkrecht zu einer Ebene im hadronischen Endkalorimeter. Die 25mm dicken Fe-Absorberplatten waren im Abstand von 9mm angeordnet. In der Mitte zwischen den Platten befand sich eine 1mm dicke Ausleseebene. Die laterale Auslesestruktur dieser Ebene war identisch zu der im zentral hadronischen Kalorimeter. Der Abstand zwischen den Absorberplatten wurde durch 4 GFK-Abstandshalter gewährleistet, die jeweils an den Ecken der Absorberplatten angebracht waren. In insgesamt 2 longitudinalen Sektionen wurden 10 bzw. 8 longitudinale Ebenen verwendet mit demselben alternierenden Auslesesystem wie im zentralen hadronischen Kalorimeter.

²⁾ R_M steht für Molière-Radius [16]

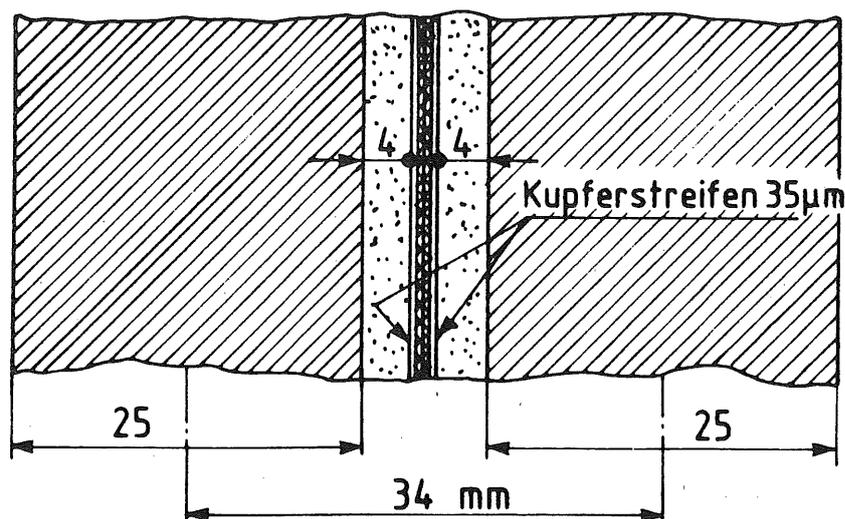


Abb. 3.5 Aufbau des hadronischen Endkalorimeters

3.1.4 Das elektronische Auslesesystem und die Datennahme

Insgesamt wurden im Testkalorimeter $192 + 160 + 80 = 432$ elektronische Kanäle verwendet. Die Signale dieser Kanäle wurden in verschiedenen elektronischen Stufen verstärkt, digitalisiert, mit einem Rechner ausgelesen und dann auf einem Magnetband abgespeichert.

Die Verstärkung der Signale zeigt Abb. 3.6. In 3 Stufen wurde das erzeugte Signal elektronisch aufbereitet und in den Analog-Digital-Wandler (ADC) gespeist. Im einzelnen sieht der Signalweg wie folgt aus: Die beim Durchgang von geladenen Teilchen erzeugten Ladungsträger wurden im elektrischen Feld des gezeigten Plattenkondensators zur Anode bzw. Kathode hin bewegt. Die Hochspannung wurde nun so gewählt, daß die negativen Ladungsträger (Elektronen) einen positiven Stromimpuls auf der Vorverstärkerseite generierten. Von der Anode wurde dann der Stromimpuls über 9 m lange Kabel durch die Durchführung des Kryostaten zum Vorverstärker geleitet. Die ladungsempfindlichen Vorverstärker erzeugten einen in Abb. 3.6 skizzierten Impuls mit einer charakteristischen Zeitkonstante von $\tau = 39 \mu\text{sec}$, wobei sich τ aus dem RC-Rückkoppelglied des Operationsverstärkers errechnet. Ein nachfolgender Treiber formte aus dem unipolaren Signal ein bipolares Signal, das dann über eine Strecke von 60 m zu einem Differentialverstärker mit anschließendem Signalformer getrieben wurde. Das Ausgangssignal des Signalformers hatte eine Halbwertsbreite von $2 \mu\text{sec}$, das dann von einem ladungsempfindlichen ADC digitalisiert wurde.

Zusätzlich ist in Abb. 3.6 das Kalibrationssystem dargestellt. Es wurden 2 Möglichkeiten einer elektronischen Ladungskalibration der Signalkette und des Auslesesystems verwendet. Es wird in beiden Methoden eine nach $Q = U \cdot C$ bekannte Ladung auf die Signalleitung eines Vorverstärkers gebracht und somit eine ladungsabhängige Kalibration der Verstärkerkette durchgeführt. In Methode A ('warme Kalibration') befand sich der Koppelkondensator C_{kA} am Eingang der Vorverstärker. Die eingebrachte Ladung Q bei dieser Methode teilt sich auf und nur ein Teil dieser Ladung fließt als effektives Signal direkt in den Vorverstärker. Die restliche Ladung fließt zunächst zum Kalorimeter, wird dort reflektiert und kommt mit einer zeitlichen Verzögerung am Vorverstärker an. Diese

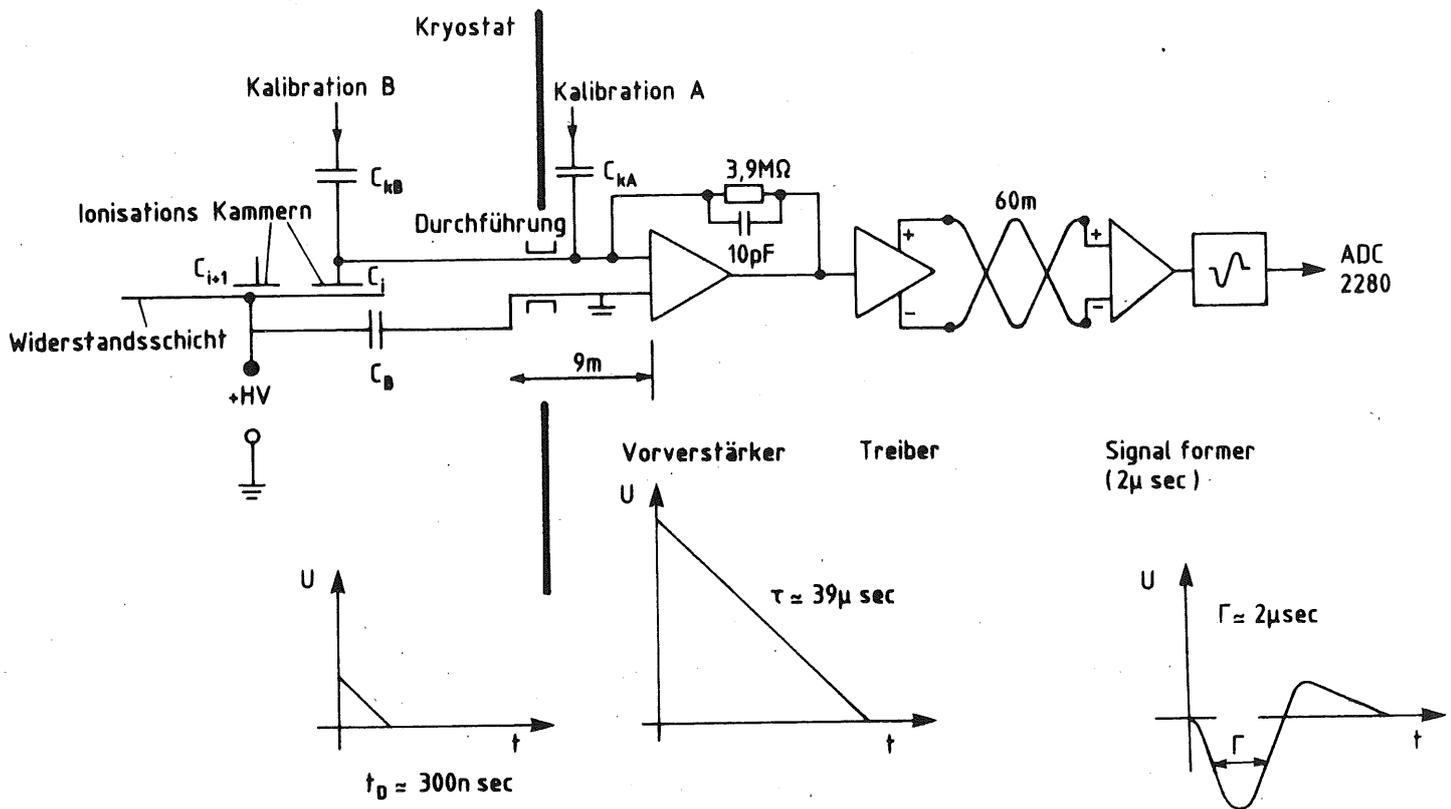


Abb. 3.6 Das elektronische Auslesesystem

Nachteile werden von der Methode B ('kalte' Kalibration) umgangen, indem die Kalibrationsladung sehr nahe an der Ionisationskammer eingebracht wurde. In der Methode A(B) wurde eine Koppelkapazität von $10 \pm 0,1 pF$ ($47 \pm 0,1 pF$) verwendet.

Die Methode A hatte den Vorteil, daß ohne das angeschlossene Kalorimeter die Eigenschaften der Elektronik getestet werden konnte. Die Methode B ist genauer und testet die Auslekette von einem angeschlossenen elektronischen Kanal im Kalorimeter bis zum ADC-Kanal am Ende der Verstärkerkette. Beide Methoden erlaubten eine schnelle und präzise Überprüfung der elektronischen Funktionen des Testkalorimeters. Zur Ladungskalibration eines elektronischen Kanals wurde die präzisere Methode B verwendet.

Im Anhang A werden das elektronische Rauschen der angeschlossenen Kanäle und die Übersprecheigenschaften des Kalorimeters diskutiert.

3.1.5 Transport von Elektronen in Flüssig-Argon-Ionisationskammern

Nur im Idealfall, d.h. bei völlig reinem Argon werden die, in der Flüssig-Argon-Ionisationskammer erzeugten freien Elektronen die Anode der Ionisationskammer erreichen. Verunreinigungen oder Ionen in der Flüssigkeit führen dazu, daß ein Teil dieser Elektronen auf dem Weg zur Anode mit Ionen rekombinieren oder an elektronegativen Elementen wie z.B. Sauerstoff angelagert werden. Eine quantitative Behandlung dieser Rekombinationseffekte wurde zum ersten Mal von Pohl (1937) [38] und später von Hofstadter (1949) [39] in Kristallen durchgeführt. Es wird gezeigt, daß beim Durchgang von minimal ionisierenden Teilchen durch eine Zelle nur Kristalldefekte oder Verunreinigungen zu einer ineffektiven Ladungssammlung führen: Die Rekombination von Elektronen mit Ionen spielt erst bei stark ionisierenden Teilchen (z.B. α 's) eine Rolle.

Die effektive Ladungssammlung in Flüssig-Argon-Ionisationskammern hat folgende Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke E (Hofmann et al. [40]):

$$Q = 2 x Q_o \left[1 - x \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{x}\right) \right) \right] \quad (3.2)$$

mit $x = \lambda/d$ und $Q_o = e(dE/dx)d/W$ der theoretischen Sättigungsladung. dE/dx ist der mittlere differentielle Energieverlust von geladenen Teilchen in flüssigem Argon und W das mittlere Ionisationspotential (gemittelt über alle Schalen des Argonatoms) für flüssiges Argon. λ ist die mittlere freie Wegstrecke der Elektronen und hängt von der angelegten Feldstärke E und der Verunreinigung p (z.B. O_2) ab:

$$\lambda = \alpha \frac{|E|}{p},$$

wobei α eine Proportionalitätskonstante ist. Die Proportionalität zwischen λ und E ist bis zu Feldstärken von $ca. 10 kV/cm$ gezeigt worden [40]. Zum Beispiel werden etwa 95% der primär erzeugten Ladungen eines minimal ionisierenden Teilchens bei einem Spaltabstand $d = 2,5 mm$ und einer Verunreinigung von etwa $2 ppm$ die Anode erreichen.

3.1.6 Das Analyseprogramm und die Ereignis Selektion

Die Ladungsdepositionen der Kaskaden im Kalorimeter wurden digitalisiert, ausgelesen und dann auf einem Magnetband abgespeichert. Das Programm zur Analyse der gemessenen Kaskaden hatte folgende Aufgaben zu erfüllen:

- Einlesen der Geometrie des Kalorimeters,
- Kalibration der ADC-Werte in Ladung,
- Selektion der getriggerten Ereignisse gemäß von Triggerbedingungen der Strahlteilchen,
- Selektion der aktiven Kanäle mit einem $\pm 1\sigma$ -Schnitt,
- Selektion von Ereignissen nach Kalorimeterkriterien,
- Analyse des eingelesenen Ereignisses.

Der $\pm 1\sigma$ -Schnitt auf den Nullpunkt eines elektronischen Kanals wurde so angewandt, daß zunächst die elektronische Breite eines Kanals in ADC-Kanälen ermittelt wurde. Danach wurden nur solche gemessenen Signale in der Analyse berücksichtigt, deren Signal größer als $+1\sigma$ oder kleiner als -1σ war. Dieser symmetrische Schnitt um den Nullpunkt

gewährleistete, daß kein elektronisches Rauschen aufsummiert wird und das Summensignal nur minimal von der Höhe des Schnitts abhängt.

Die gemessenen Kaskaden wurden auch mit einem Monte-Carlo(MC)-Programm simuliert, wobei die simulierten Daten mit dem gleichen Analyseprogramm behandelt wurden. Dieses Vorgehen garantierte eine völlige Gleichbehandlung von gemessenen und simulierten Kaskaden.

3.1.7 Kalibration des elektronischen Auslesesystems

Um eine möglichst genaue Kalibration des elektronischen Auslesesystems in Ladung zu erhalten, wurde eine Rechteckspannung auf den Koppelkondensator C_{kB} in Abb. 3.6 gegeben. In etwa 20 äquidistanten Schritten wurde der gesamte dynamische Bereich der Elektronik erfaßt. An jedem Meßpunkt M_i wurde etwa mit einer Statistik von 1000 Ereignissen gemessen, was einen statistischen Fehler von ca. 0,3% ergibt. An die Meßpunkte M_i ist anschließend eine lineare Funktion mit den Parametern a und b durch Minimalisierung von χ^2 angepaßt worden.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Schritte}}} \left(\frac{M_i - y(Q_i)}{\Delta_i} \right)^2. \quad (3.3)$$

Q ist die eingespeiste Ladung und $y(Q)$ der entsprechende ADC-Wert. Die gesamte Kalibration wurde in Abständen von etwa 24 Stunden wiederholt, um die eventuell veränderten experimentellen Bedingungen in der Kalibration zu berücksichtigen (z.B. ausgefallene Kanäle, zeitliche Variation von Verstärkern und des Nullpunkts). Um den genauen Nullpunkt (=Pedestal) jedes Kanals zu erhalten, wurde der Nullpunkt während der Datennahme mit einer speziellen Triggerelektronik bestimmt und dann dieser Wert für die Analyse verwendet.

3.2 Simulation von hadronischen und elektromagnetischen Kaskaden

Die gemessenen Kaskaden wurden mit verschiedenen Computer-Programmen simuliert. Diese Simulationsprogramme beschreiben die Wechselwirkung von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen in Materie einschließlich der Sekundärprozesse in diesen Kaskaden. Die obere Energieschranke, innerhalb der MC-Programme zuverlässig angewandt werden können, liegt in den verfügbaren Meßdaten, d.h. der derzeit maximal zugänglichen Teilchenenergie. Sie liegt bei etwa 500GeV . Die kleinste Teilchenenergie E_{min} , bis zu der Sekundärteilchen in einer Kaskade verfolgt werden, hat der Benutzer des Simulationsprogramms zu setzen. Sie ist ein Kompromiß von detailliert simulierter Kaskaden und erforderlicher Rechenzeit.

3.2.1 Die Simulationsprogramme

Für die Simulation der Wechselwirkung von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen im Testkalorimeter standen 3 Programme zur Auswahl: GEANT 3.12 [41, 42], GHEISHA 8 [43] und EGS III, IV [41]. In dieser Analyse wurden alle hadronischen Teilchen mit GHEISHA 8 und die aus Sekundärprozessen im Kalorimeter entstandenen elektromagnetischen Teilchen (e^\pm , γ , μ) mit EGS III [41] simuliert.

Die elektromagnetischen Strahlteilchen wie z.B. Elektronen und Myonen wurden mit EGS IV [41] simuliert, das in GEANT 3.12 enthalten ist und eine Weiterentwicklung von EGS III darstellt. GEANT 3.12 beinhaltet neben einem sehr umfangreichen Geometriepaket auch eine verbesserte Version von GHEISHA 8.

3.2.2 Wichtige Parameter der Simulations-Programme

Die Simulation von elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden kann durch eine Reihe von Parametern beeinflusst werden. Insbesondere sind hier die Minimalenergien E_{min} hervorzuheben, unterhalb derer Teilchen nicht mehr weiter verfolgt werden. Diese Abschneidewerte bestimmen die Genauigkeit der Simulation: Erreicht ein Teilchen die untere teilchenspezifische Grenze, so wird an der augenblicklichen Stelle des Teilchens die gesamte restliche kinetische Energie deponiert. Aus diesem Vorgehen wird klar, daß zu hohe Grenzen oder Abschneidewerte zu einer unvollständigen Simulation von Kaskaden führen, die Rechenzeit aber bei sehr hohen Abschneidewerten wesentlich kürzer wird.

Wichtige Parameter für die vorliegende Simulation von elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden sind die Abschneidewerte für γ 's und e^\pm . In [44] wurde z.B. gezeigt, daß niederenergetische γ 's einen beträchtlichen Anteil der Gesamtenergie einer elektromagnetischen Kaskade tragen und durch den Photoeffekt nachweisbare Ladung im aktiven Kalorimetermedium (flüssiges Argon) erzeugen. Da der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts bei etwa 100keV proportional zu Z^5 ist, würde ein zu hoher Abschneidewert zu einer unvollständigen Simulation führen. Die untere Abschneideenergie für Elektronen ist weniger kritisch. Mit Werten von 100keV bis 500keV wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erzielt.

Die Abschneidewerte für geladene Hadronen können wesentlich höher liegen als die der elektromagnetischen Teilchen. Hadronen sind auf Grund ihrer wesentlich höheren Masse bei etwa 1MeV nicht mehr relativistisch und ionisieren stark in Materie. Die Restreichweite der Hadronen ist deswegen sehr gering. In Tab. 3.2 sind sämtliche Abschneidewerte der verwendeten Simulationsprogramme dargestellt.

Programm	h^\pm [keV]	h^0 [keV]	e^\pm [keV]	γ [keV]
GHEISHA 8	1000	1000	500	100
GEANT 3.12	1000	1000	100	10
EGS III	-	-	500	100
EGS IV	-	-	100	10

Tab. 3.2 Abschneidewerte der verschiedenen Teilchen in den verwendeten Simulationsprogrammen.

3.2.3 Rekombination von stark ionisierenden Teilchen

In der Simulation von hochenergetischen Kaskaden in einem Flüssig-Argon Kalorimeter sind verschiedene Rekombinationseffekte zu berücksichtigen. Rekombination von Elektronen und Ionen spielen nur bei stark ionisierenden Teilchen eine Rolle, in denen hohe Dichten von Elektronen und Ionen entlang der Trajektorie eines stark ionisierenden Teilchens erzeugt werden [40]. Diese Rekombinationseffekte bewirken eine Reduktion des ursprünglich erzeugten Signals.

In der initialen Rekombination wird ein Elektron, bevor es dem Einflußbereich des Ions entkommt, sofort wieder mit dem ursprünglichen Ion rekombinieren. Dieser Effekt ist besonders groß in Szintillatorkalorimetern. Hier liegt kein äußeres elektrisches Feld an, das das Elektron vom Ion trennt. Dieser Effekt der Rekombination wurde von Onsager [45] in einer theoretischen Untersuchung erfaßt und kann mit der empirischen Birk'schen Parametrisierung [46] berücksichtigt werden:

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (3.4)$$

dE ist die deponierte Energie eines stark ionisierenden Teilchens, dx die zurückgelegte Wegstrecke und k_B ein Parameter in obiger Gleichung. k_B liegt für Szintillatoren im Bereich von [47]

$$10 \frac{g}{\text{GeV cm}^2} \leq k_B \leq 20 \frac{g}{\text{GeV cm}^2}$$

Die 'säulenartige' Rekombination geschieht entlang der Trajektorie eines stark ionisierenden Teilchens. Durch die hohe Dichte von Ionen entlang des Weges rekombiniert ein Elektron mit hoher Wahrscheinlichkeit mit einem Ion. Dieser Effekt ist in Ionisationskammern mit einem äußeren Feld sehr groß, da sich hier die Elektronen in vielen Fällen parallel oder antiparallel zu der Trajektorie des durchgehenden Teilchens bewegen.

Für diese Rekombination wurde von Jaffe ein Modell der Form [48]

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + \frac{k}{E_F} \frac{dE}{dx}} \quad (3.5)$$

abgeleitet. k ist eine Konstante in diesem Modell und E_F die angelegte Feldstärke. Das effektiv zur Verfügung stehende differentielle Signal dE'/dx ist damit proportional der angelegten Feldstärke E_F und invers proportional der eindimensionalen Energiedichte dE/dx . Mit $k/E_F = k_B$ ergibt sich die gleiche funktionale Form wie in (3.4). k_B wurde in einem Experiment mit α -Teilchen von 5MeV in einer Flüssig-Argon-Ionisationskammer bestimmt, wobei diese Ionisationskammer im Hochspannungsplateau betrieben wurde. Für k_B wurde in diesem Experiment gefunden [49, 40]:

$$k_B = 4,5 \frac{g}{\text{GeVcm}^2}.$$

Die 'säulenartige' Rekombination wurde in dieser Analyse mit (3.5) und $k_B = 4,5g/\text{GeVcm}^2$ berücksichtigt.

3.2.4 Berechnung der deponierten Ladung

Simulationsprogramme berechnen nur den Energieverlust E eines Teilchens im Kalorimetermedium, nicht aber dessen erzeugte Ladung. Um eine äquivalente Größe der Energiedeposition E in Ladung zu erhalten, wurde für jede Energiedeposition des Simulationsprogrammes in flüssigem Argon verwendet:

$$Q = \frac{E}{2W} \cdot e. \quad (3.6)$$

W ist das mittlere Ionisationspotential in flüssigem Argon und e die Elementarladung. Für W wurde ein Wert von $W = 23,6\text{eV}$ verwendet [50]. In einer Ionisationskammer wird nur die Hälfte der erzeugten Ladung als meßbares Signal verwendet. Die andere Hälfte wird von den Ionen gebildet, die wegen ihrer geringen Beweglichkeit im Vergleich zu Elektronen statisch sind und deshalb nicht zum gesamten Signal beitragen.

3.3 Resultate der Messung und Simulation von Einteilchenkaskaden

Bei einem absoluten Vergleich der deponierten Ladungen von gemessenen und simulierten Kaskaden sind Ladungssammlungsdefekte in der Flüssig-Argon-Ionisationskammer zu berücksichtigen. Die Ladungssammlungsdefekte wurden aus dem Hochspannungsverhalten der Ionisationskammer berechnet und auf die Ladungsdepositionen der MC-Simulation angewendet.

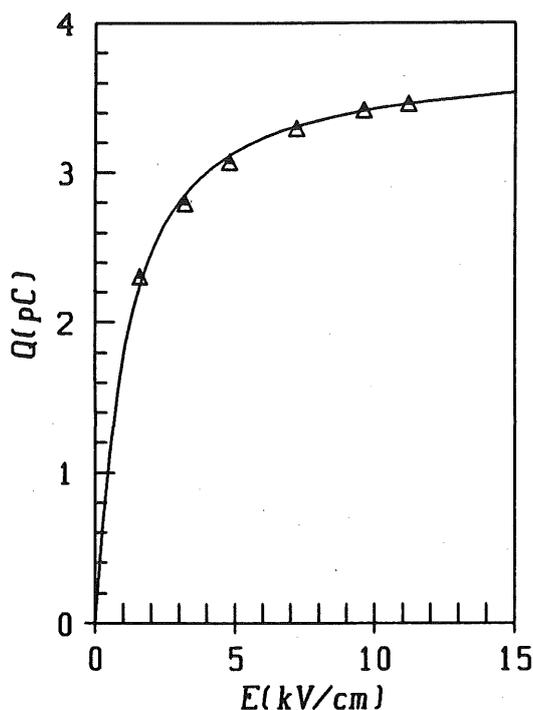


Abb. 3.7 Abhängigkeit der totalen Ladung von Elektronen in HAD1 von der angelegten Feldstärke E . Strahlenergie der Elektronen: 30 GeV.

3.3.1 Ladungssammlungsdefekte minimal ionisierender Kaskaden

Ladungssammlungsdefekte in Ionisationskammern wurden bereits im Abschnitt 3.1.5 diskutiert. Danach wird bei minimal ionisierenden Teilchen nur ein gewisser Bruchteil der primär erzeugten Ladung in einer Flüssig-Argon-Ionisationskammer als nachweisbares Signal zur Verfügung stehen. Der restliche Anteil wird an Verunreinigungen angelagert. Rekombination der Elektronen mit Ionen spielt bei minimal ionisierenden Teilchen keine Rolle [40]. Die Anlagerungsrate ist umgekehrt proportional der angelegten Feldstärke. Aus der Abhängigkeit der gesammelten Ladung $Q(E)$ von der angelegten Feldstärke kann auf die primär erzeugte Ladung Q_0 aus (3.2) geschlossen werden.

Um die primär erzeugte Ladung Q_0 von Elektronen im Testkalorimeter zu bestimmen, wurden deren Kaskaden von 30 GeV bei verschiedenen angelegten Feldstärken an der Ionisationskammer analysiert. Abb. 3.7 zeigt die mittlere gemessene Ladung in Abhängigkeit von der angelegten elektrischen Feldstärke im zentralen hadronischen Kalorimeter (In dieser Analyse wurde kein $\pm 1\sigma$ -Schnitt auf die Ladungsdepositionen angewandt).³⁾ Bei kleinen Feldstärken ($E < 10$ kV/cm) steigt die nachweisbare Ladung Q schnell mit der angelegten Feldstärke. Danach flacht die Verteilung ab und erreicht bei etwa 8 kV/cm annähernd ein Plateau. Die festgestellte Verunreinigung des flüssigen Argons mit Sauerstoff betrug etwa $(2 \pm 0,5)$ ppm. Für wesentlich höhere Verunreinigungen ist der Anstieg mit E geringer und das Hochspannungsplateau nicht so stark ausgeprägt.

³⁾In einer speziellen Phase des Testexperiments wurde das elektromagnetische Kalorimeter aus dem Kryostaten entfernt und nur mit dem zentralen hadronischen und hadronischen Endkalorimeter gemessen.

Die Abhängigkeit der gemessenen Werte wurde mit (3.2) parametrisiert, wobei der Sättigungswert Q_0 und die Verunreinigung p als freie Parameter in einer Funktionsanpassung bestimmt wurden. Für α wurde verwendet: $\alpha = 0,15 \frac{cm^2}{kV} ppm$ [40]. Diese Funktionsanpassung ergibt für

$$Q_0 = (3,76 \pm 0,03) pC$$

und

$$p = (1,8 \pm 0,4) ppm.$$

Diese Verunreinigung stimmt mit dem gemessenen Wert von $2 ppm \pm 0,5$ gut überein. Mit (3.2) und den Werten aus der Funktionsanpassung für Q_0 und p ist es nun möglich, für die Teilkalorimeter EM, HAD1, und HAD2 einen Korrekturfaktor zu errechnen, der die Ladungssammlungsdefekte von gemessenen Kaskaden in dem entsprechenden Kalorimeter angibt. Diese Korrekturfaktoren wurden anhand der angelegten Feldstärken in den entsprechenden Kalorimetern berechnet. Sie bewegen sich zwischen 0,890 und 0,909 (siehe Tab. 3.4).

Kalorimeter	Operationsfeldstärke $E[\frac{kV}{cm}]$	Korrekturfaktor $f = \frac{Q(E)}{Q_0}$
EM	$\frac{2,5}{0,278} = 8,99$	0,890
HAD1	$\frac{2,5}{0,250} = 10,0$	0,909
HAD2	$\frac{4,0}{0,400} = 10,0$	0,909

Tab. 3.4 Korrekturfaktoren für Ladungssammlung in den einzelnen Teilkalorimetern des Kalorimeters.

3.3.2 Überprüfung der Kalibration mit Myonen

Hochenergetische Myonen verhalten sich im Kalorimeter wie minimal ionisierende Teilchen und hinterlassen eine sehr genau bekannte Ladungsdeposition in den aktiven Schichten des Testkalorimeters. Sie eignen sich aus diesem Grund hervorragend, entweder eine absolute Kalibration des Testkalorimeters durchzuführen, oder die bereits existierende Kalibration zu überprüfen.

Myonen wurden selektiert, indem zu dem bereits definierten Trigger zusätzlich ein Signal in M1 gefordert wurde (Abb. 3.2). Außerdem wurde ein Signal eines minimal ionisierenden Teilchens in der ersten longitudinalen Sektion des elektromagnetischen und letzten Lage des zentral hadronischen Kalorimeters verlangt. Dieses Vorgehen gewährleistete, daß nur auf Myon getriggert wurde.

Abb. 3.8 zeigt die für Myonen typischen asymmetrischen Signalspektren der Ladungsdeposition in dünnen Schichten. Die Verteilungen erreichen schnell einen Maximalwert und fallen dann zu hohen Ladungsdepositionen langsam ab. Im Schwanz der Verteilungen von

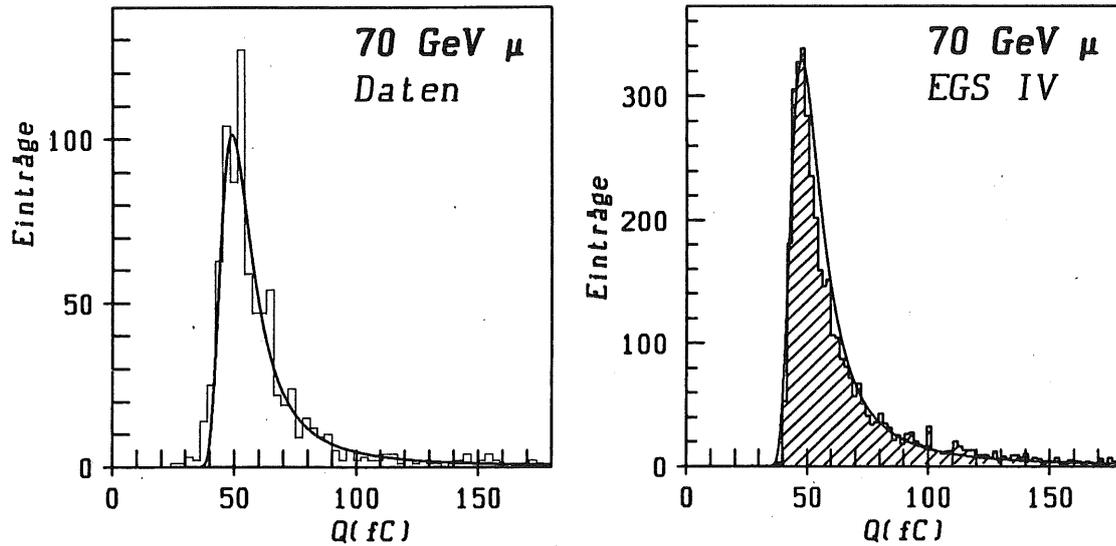


Abb. 3.8 Myonsignal in der 4. longitudinalen Sektion ($13X_0$) des elektromagnetischen Kalorimeters. Gezeigt sind die Verteilungen der gemessenen und mit EGS IV simulierten Signale in dieser Sektion. Die Kurven sind aus Funktionsanpassungen an die Verteilungen entstanden.

	Skala	$Q_\mu [fC]$	$\sigma_\mu [fC]$
Daten	560 ± 21	$49,8 \pm 0,4$	$4,1 \pm 0,1$
EGS IV	1820 ± 31	$49,6 \pm 0,1$	$4,0 \pm 0,02$
Theorie	-	50,2	-

Tab. 3.5 Werte der Funktionsanpassung an die in Abb. 3.8 gezeigten Verteilungen. Die Werte der Simulationsrechnung sind bereits dem Faktor 0,890 von Tab. 3.4 korrigiert.

Abb. 3.8 sind Strahlungsverluste von Myonen im Kalorimeter erkennbar, die zu den beobachteten hohen Ladungsdepositionen führen. Die Strahlungsverluste sind proportional α^3 und sind demzufolge weniger wahrscheinlich als die reinen Ionisationsverluste ($\propto \alpha^2$). Landau gibt für die mathematische Beschreibung der Ladungsfluktuationen von Myonen in dünnen Schichten folgende Funktion in Integraldarstellung an [51, 52]:

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \exp(\lambda u + u \ln u) du. \tag{3.7}$$

Für eine Funktionsanpassung von (3.7) in Abb. 3.8 wird folgende Parametrisierung von λ gewählt:

$$\lambda = \frac{Q - Q_\mu}{\sigma_\mu}.$$

Q_μ ist der wahrscheinlichste Wert der Ladungsdeposition und σ_μ eine der gaußschen Standardabweichung äquivalente Größe. (3.7) wird nun dazu benützt, die gemessenen

und simulierten Verteilungen in Abb. 3.8 zu beschreiben. Die Ergebnisse dieser Funktionsanpassung sind in Tab. 3.5 für die gemessenen und simulierten Daten zusammen mit dem theoretischen Erwartungswert zusammengefaßt. In dieser Tabelle werden die wahrscheinlichsten Werte für die Ladungsdepositionen von Myonen in der 4. Lage des elektromagnetischen Kalorimeters angegeben. Dieser Wert hat gegenüber der mittleren Ladungsdeposition eine wesentlich höhere Präzision, da das Maximum in Abb. 3.8 sehr gut ausgeprägt ist und die Asymmetrie in den Verteilungen von Abb. 3.8 bei der Bestimmung des wahrscheinlichsten Wertes keine Rolle spielt.

Der theoretische Erwartungswert der Ladungsdepositionen von Myonen in dünnen Schichten wurde nach einer Methode von Sternheimer berechnet. Sternheimer gibt für die Lage des Maximums des Energieverlustes von Myonen in dünnen Schichten folgende Formel an [53]:

$$\frac{E^w}{t} = \frac{b}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left(0,198 - \beta^2 - \delta(X) + \ln \frac{bZt}{A\beta^2 E_m} + \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 E_m}{I^2(Z)} \right)$$

mit t der Schichtdicke in $[MeVcm^2/g]$,

$b = \alpha^2 2\pi N_A \lambda_e^2 m_e [MeVcm^2]$, E^w dem Energieverlust in MeV ,

$\delta(X)$ der Dichtekorrektur, wobei [53] und [54] für die Berechnung der Dichtekorrektur verwendet wurde. λ_e ist die Comptonwellenlänge des Elektrons, m_e die Ruhemasse des Elektrons und E_m die maximal auf das Elektron übertragbare Energie.

Sämtliche in Tab. 3.5 berechneten Werte stimmen innerhalb der gezeigten Fehler überein. Ein Vergleich dieser Zahlen läßt den Schluß zu, daß das elektronische Auslesesystem mit der Methode B auf 0,8% genau kalibriert werden konnte.

3.3.3 Resultate zur Messung und Simulation von Elektronen

Simulation elektromagnetischer Kaskaden

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen hängen sehr von den gewählten Abschneidewerten für den Teilchentransport in Materie ab. In elektromagnetischen Kaskaden hat vor allem der Abschneidewert von γ 's einen wesentlichen Einfluß auf die mittlere deponierte Ladung in einer Auslezelle und die gesamten Fluktuationen der elektromagnetischen Kaskade [44].

Abb. 3.9 zeigt die Abhängigkeit des Signals vom γ -Abschneidewert. Der Abschneidewert für Elektronen und Positronen war in dieser Simulation $100keV$. Deutlich ist zu erkennen, daß sich das Simulationssignal zunächst plateauartig verhält und sehr gut mit dem experimentell gemessenen Wert übereinstimmt, der bei $9,47 pC$ liegt. Bei etwa $500keV$ steigt das Signal um etwa 8% an und weicht deutlich vom gemessenen Wert ab. Das Ansteigen des simulierten Signals im elektromagnetischen Kalorimeter ist mit dem Migrationseffekt niederenergetischer Photonen zu begründen [44]. γ 's von $E < 500keV$ deponieren überproportional viel Energie in Materialien mit einem hohen Z . Da im elektromagnetischen Kalorimeter die Kernladungszahl Z von Argon wesentlich kleiner ist als Z von Blei, führt ein höherer Abschneidewert zum Ansteigen des simulierten Signals im elektromagnetischen Kalorimeter. Der Abschneidewert für γ 's wurde aus diesen Gründen in der Simulation auf den kleinst möglichen Wert in diesem Programm von $E_\gamma = 10keV$ gesetzt.

Definition der Samplingfaktoren

In sogenannten Samplingkalorimetern wird immer nur ein gewisser Anteil der totalen

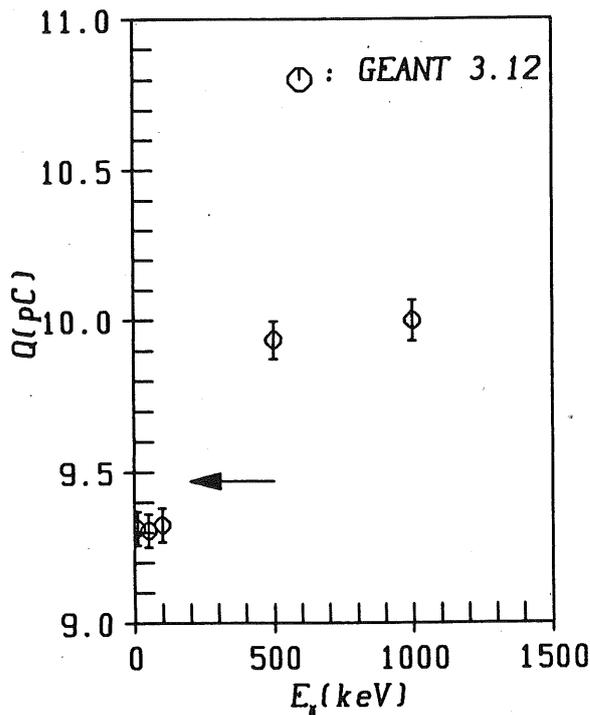


Abb. 3.9 Abhängigkeit der mittleren Ladung von elektromagnetischen Kaskaden vom Abschneidewert E_γ . Diese Simulation wurde bei 30 GeV durchgeführt. Die Messung von elektromagnetischen Kaskaden liefert bei der gleichen Energie einen Wert von $\langle Q \rangle = 9,47$ pC.

Kaskadenenergie im aktiven Medium des Kalorimeters deponiert. Abhängig vom Dickenverhältnis der aktiven zur passiven Schicht wird entsprechend viel meßbare Energie im aktiven Medium hinterlassen. Dieser Sachverhalt wird durch die sogenannten Samplingfaktoren beschrieben.

$$s_{Kal} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{aktiv} \Delta x_{aktiv}}{\sum_{i=aktiv,passiv} \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \cdot \Delta x_i} \quad (3.8)$$

Bezeichnung	Samplingfaktor
s_{EM}	0,1480
s_{HAD1}	0,0447
s_{HAD2}	0,0545

Tab. 3.6 Samplingfaktoren, nach (3.8) berechnet.

s_{Kal} wird am Minimum der differentiellen Energieabgabe dE/dx eines geladenen Teilchens berechnet und beschreibt den Bruchteil der im aktiven Medium deponierten Energie. Da z.B. elektromagnetische Kaskaden und vor allem hadronische Kaskaden nicht nur aus minimal ionisierenden Teilchen bestehen, ist die Berechnung der Samplingfaktoren nach (3.8) nur eine approximative Methode, die deponierte Energie im aktiven Medium eines Samplingkalorimeters abzuschätzen.

Die nach (3.8) berechneten Samplingfaktoren sind in Tab. 3.6 für die 3 Einzelkalorimeter gezeigt. Nach Tab. 3.6 werden z.B. im elektromagnetischen Kalorimeter 14,8% der

Strahlenergie eines elektromagnetischen Teilchens im flüssigen Argon deponiert. Im zentral hadronischen Kalorimeter und hadronischen Endkalorimeter ist dieser Prozentsatz deutlich geringer.

Eichung physikalischer Kaskaden auf die Strahlenergie

Die Ladung in einer Auslezelle ist ein Maß für die gesamte deponierte Energie in dieser Zelle. Zwischen der deponierten Ladung und der deponierten Energie besteht ein linearer Zusammenhang. Diese Proportionalitätskonstante kann für jedes Kalorimeter (EM, HAD1, HAD2) durch Minimalisierung von χ^2 gefunden werden.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{Ereig.}} \left(\frac{E_i - E_s}{\sigma} \right)^2 = \min, \quad (3.9)$$

wobei E_i die gesamte Energie der Kaskade i ist: $E_i = \sum_{j=1}^{N_{Kal}} C_j Q_j^i$. C_j sind die Proportionalitätskonstanten zwischen Ladung und Energie im Teilkalorimeter j ($j = \text{EM, HAD1, oder HAD2}$), Q_j^i die gesamte Ladung des Ereignisses i im Kalorimeter j , E_s die Strahlenergie des einfallenden Teilchens und σ der Fehler einer Messung. σ ergibt sich aus der zu erwartenden Energieauflösung im Kalorimeter. Für elektromagnetische Kaskaden wurde verwendet:

$$\sigma_e[\text{GeV}] = 0,11 \cdot \sqrt{E_s[\text{GeV}]}, \quad (3.10)$$

und für hadronische Kaskaden wurde gesetzt:

$$\sigma_h[\text{GeV}] = \sqrt{0,5^2 \cdot E_s[\text{GeV}] + 0,06^2 \cdot E_s^2[\text{GeV}^2]}. \quad (3.11)$$

Die Konstanten C_j sind durch die Bedingung (3.9) definiert: Die Forderung $\partial\chi^2/\partial C_j = 0$ ergibt ein lineares Gleichungssystem, dessen Lösung die Konstanten C_j sind.

$$\left(\sum_{i=1}^{N_{Ereig.}} \frac{Q_i^j \cdot Q_i^{j'}}{\sigma^2} \right) \cdot (C_j) \equiv M(Q) \cdot (C_j) = E_s \cdot \left(\sum_{i=1}^{N_{Ereign.}} \frac{Q_i^{j'}}{\sigma^2} \right)$$

Die Matrix M_Q wird aus den gemischten quadratischen Ladungsdepositionen in den Kalorimetern EM, HAD1 und HAD2 aufgebaut. Die parabolischen Fehler ΔC_j von C_j sind die Diagonalelemente der Matrix M_Q^{-1} . Normiert man die Elemente dieser Matrix mit $\sqrt{(M_Q^{-1})_{jj} \cdot (M_Q^{-1})_{j'j'}}$, so erhält man die Kovarianzmatrix von (3.9). Die Elemente dieser Kovarianzmatrix ergeben die Korrelationen der Parameter C_j und $C_{j'}$.

3.3.3.1 Energielinearität

Die Energielinearität von Elektronen wurde unter senkrechtem und zentralem Einschub in das elektromagnetische Kalorimeter im Energiebereich von 10 bis 80 GeV bestimmt. In dieser Analyse wurde mindestens ein Signal von $\pm 1\sigma$ -Abweichung vom Nullpunkt eines ADC-Kanals gefordert.

Das kalorimetrische Signal von Elektronen ist zu einem hohen Grade linear mit der Energie. Abweichungen von der Linearität sind für elektromagnetische Kaskaden nicht zu erwarten und würden auf systematische Unsicherheiten in der Kalibrationsprozedur, eventuelle Nichtlinearitäten in der elektronischen Ausleseketten o. ä. hinweisen. Abb. 3.10 zeigt das kalorimetrische Signalspektrum von gemessenen und simulierten Elektronen. In dieser Abbildung wurde in der MC-Simulation die bereits erwähnte Hochspannungskorrektur berücksichtigt. Bei 10 GeV ist die gezeigte Pulshöhe der MC-Simulation etwas größer als die gemessene Pulshöhe und wird dann mit zunehmender Energie laufend kleiner. Dieser Effekt ist durch die Anwendung des $\pm 1\sigma$ -Schnitts auf den Nullpunkt des ADC-Inhalts bedingt.

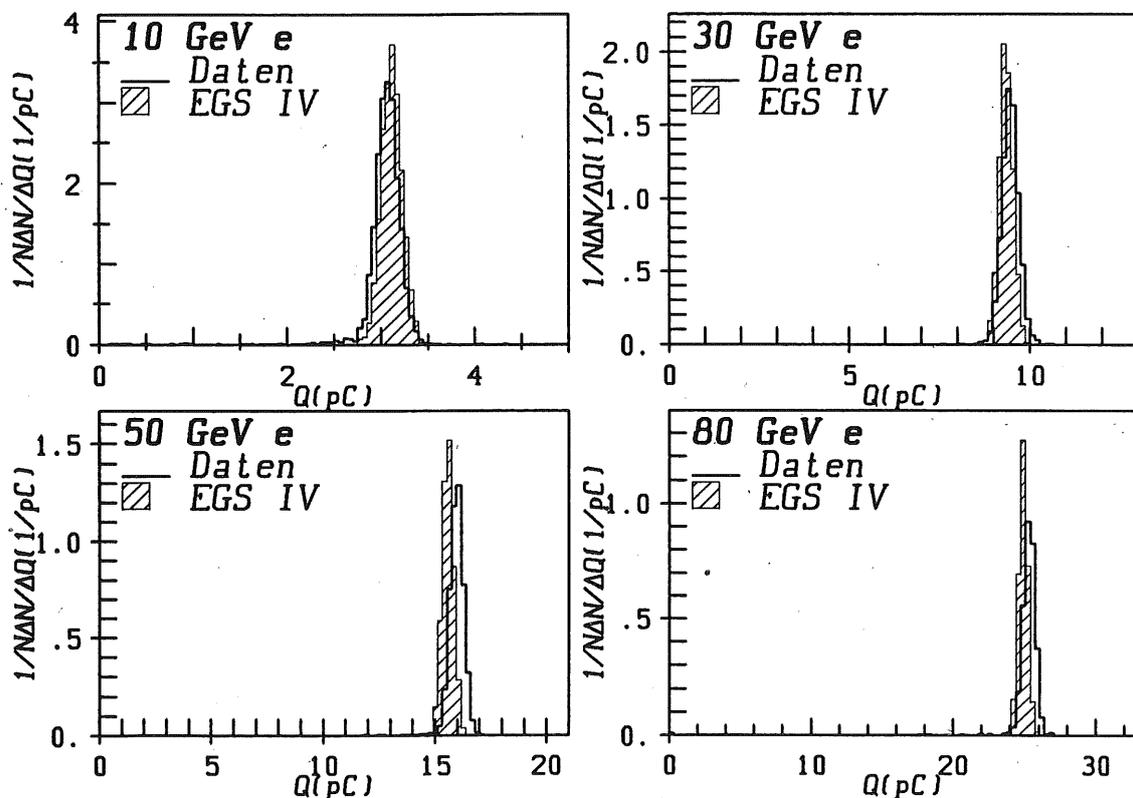


Abb. 3.10 Gemessene und simulierte Signalspektren von Elektron induzierten Kaskaden im elektromagnetischen Kalorimeter im Energiebereich von 10 bis 80 GeV.

Um die Abweichungen von der Linearität für elektromagnetische Kaskaden festzustellen, wurden mit (3.9) die Kalibrationskonstanten C_{EM}^e im elektromagnetischen und zentralen hadronischen Kalorimeter für die verschiedenen Energiepunkte bestimmt. Es wurde, abweichend von (3.9), nur über die ersten 2 Kalorimeter summiert (EM und HAD1). Im Fall von einem vollkommen linearen Verhalten des Elektronensignals würde die Konstante C_{EM}^e keine Energieabhängigkeit zeigen. Tatsächlich wird für die gemessenen Kaskaden

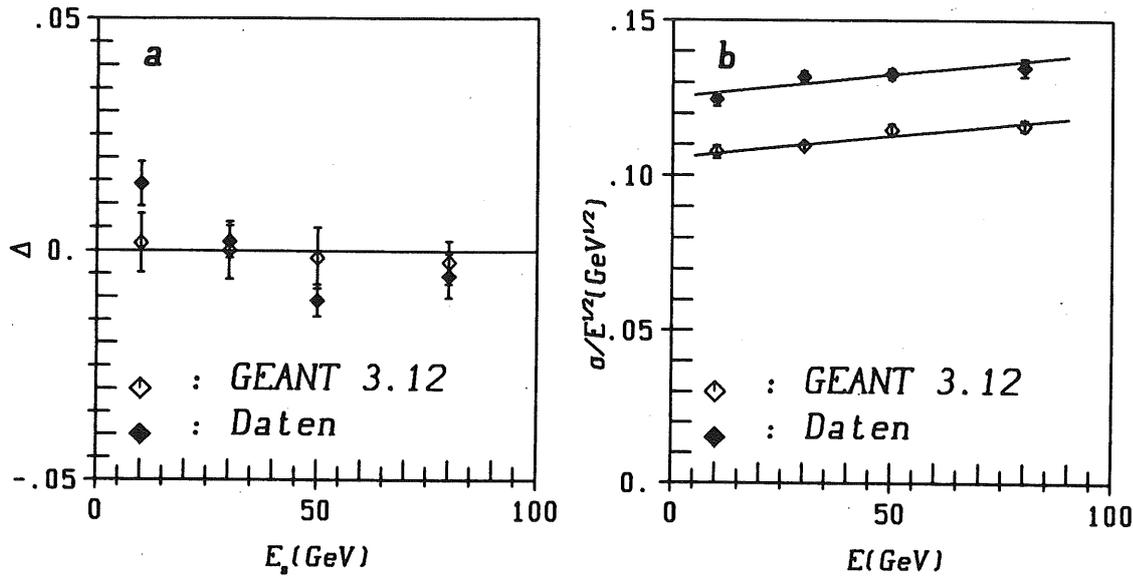


Abb. 3.11 Linearität und Energieauflösung von Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter. a zeigt die relative Abweichung der Kalibrationskonstante C_{EM}^e vom Mittelwert $\langle C_{EM}^e \rangle$ für die Daten und die Simulation. In b ist die Energieauflösung für Elektronen aufgetragen.

eine kleine Energievariation in C_{EM}^e beobachtet, die durch den $\pm 1\sigma$ -Schnitt bedingt ist. Die Variation von C_{EM}^e ist in Abb. 3.11 a als relative Abweichung vom Mittelwert gezeigt. Der Mittelwert der gemessenen Kalibrationskonstanten beträgt $\langle C_{EM}^e \rangle = (3,155 \pm 0,030) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}$ und stimmt innerhalb von 2 Standardabweichungen mit dem Ergebnis der MC-Simulation von $\langle C_{EM}^e \rangle = (3,200 \pm 0,002) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}$ überein. Die mittlere Abweichung vom Mittelwert beträgt bei den gemessenen (simulierten) Elektronen 0,7(0,1)%. Das Ergebnis zur Linearität von elektromagnetischen Kaskaden ist ein weiterer Test des elektronischen Auslesesystems und der Simulation von elektromagnetischen Kaskaden. Während Myonen einen Test des elektronischen Auslesesystems im untersten Abschnitt des dynamischen Bereichs der Elektronik ermöglichen, stellt der Vergleich mit Elektronen einen Test bei sehr hohen Signalen dar. In beiden Fällen wird eine gute Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Daten erzielt.

3.3.3.2 Ladungsdeposition von Elektronen und minimal ionisierenden Teilchen

Während der wahrscheinlichste Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens nur von der Schichtdicke des aktiven Mediums abhängt, ist die Ladungsdeposition von Elektronen im Kalorimeter wesentlich komplexer und kann nur unter Berücksichtigung von vielen Materialparametern beschrieben werden. Um den Einfluß dieser Materialparameter quantitativ zu erfassen, wird das e/mip -Verhältnis verwendet: Die Ladungsdeposition von Elektronen relativ zu der von minimal ionisierenden Teilchen (mip's) im Kalorimeter. Die Ladungsdeposition eines minimal ionisierenden Teilchens ist am Minimum der differentiellen Energieabgabe durch die Bethe-Bloch-Gleichung gegeben. Größen, wie z.B. das Verhältnis der Kernladungszahlen Z von Absorber und aktivem Medium oder der

Transitioneffekt [55, 56] beeinflussen erheblich das e/mip im Kalorimeter. Im allgemeinen ist $e/mip < 1$. Die Größe e/mip erhält man aus der Beziehung:

$$\frac{e}{mip} = \frac{\frac{\langle Q_e \rangle}{E_s}}{\frac{Q_{mip}}{E_{mip}}} = \frac{\frac{\langle Q_e \rangle}{C^e \langle Q_e \rangle}}{\frac{E_{mip} \cdot s \cdot k}{E_{mip}}} = \frac{1}{C^e \cdot s \cdot k}. \quad (3.12)$$

$\langle Q_e \rangle$ ist die deponierte Ladung eines Elektrons im aktiven Medium des Kalorimeters, E_s die Strahlenergie des Elektrons, Q_{mip} die deponierte Ladung eines mip's im aktiven Medium des Kalorimeters und E_{mip} der Energieverlust eines mip's im Kalorimeter. C^e ist die Kalibrationskonstante für Elektronen, k ein Konversionsfaktor, der die Zuordnung zwischen deponierter Energie und Ladung in flüssigem Argon unter Verwendung von (3.6) bestimmt und s der Samplingfaktor im entsprechenden Kalorimeter. Anhand von (3.12) ergibt sich nun im elektromagnetischen Kalorimeter:

$$\left(\frac{e}{mip} \right)_{EM} = \frac{1}{\langle C_{EM}^e \rangle \cdot k \cdot s_{EM}} = 0,63 \pm 0,01,$$

und im hadronischen Kalorimeter folgt mit $\langle C_{HAD1}^e \rangle = 8,70 GeV/pC$:

$$\left(\frac{e}{mip} \right)_{HAD1} = \frac{1}{\langle C_{HAD1}^e \rangle \cdot k \cdot s_{HAD1}} = 0,75 \pm 0,01.$$

Die beiden Zahlen zum e/mip -Verhältnis sind noch nicht auf die ineffektive Ladungssammlung korrigiert. Verwendet man die in Tab. 3.4 aufgetragenen Zahlen zu dieser Korrektur, so beträgt das korrigierte e/mip

$$\left(\frac{e}{mip} \right)_{EM} = 0,69 \pm 0,01$$

im EM und

$$\left(\frac{e}{mip} \right)_{HAD1} = 0,83 \pm 0,01$$

im HAD1.

Diese sehr unterschiedlichen e/mip -Werte werden verständlich, wenn die Atomzahlen Z des aktiven und passiven Kalorimetermediums betrachtet werden. So beträgt z.B. das Verhältnis Z_{passiv}/Z_{aktiv} im elektromagnetischen Kalorimeter 3,2 und im zentral hadronischen Kalorimeter 2,1. In [56] wurde in einem Uran/Flüssig-Argon-Kalorimeter und $Z_{passiv}/Z_{aktiv} = 3,5$ ein $e/mip = 0,53$ gemessen. Dieses Ergebnis wurde auch von Simulationsrechnungen bestätigt [44]. In dieser Untersuchung wurde gezeigt, daß niederenergetische γ 's ($E_\gamma < 1000 keV$) in der elektromagnetischen Kaskade einen wesentlichen Teil der Gesamtenergie der elektromagnetischen Kaskade tragen und sich deshalb das Verhältnis Z_{passiv}/Z_{aktiv} beträchtlich auf das meßbare Signal von Elektronen im Kalorimeter auswirkt.

3.3.3.3 Energieauflösung elektromagnetischer Kaskaden

Die Energieauflösung für elektromagnetische Kaskaden wurde ebenfalls im elektromagnetischen Kalorimeter und im Energiebereich von 10 bis 80 GeV bestimmt. Das Signal in dieser Untersuchung setzte sich zusammen aus den gesamten Ladungsdepositionen im elektromagnetischen und zentral hadronischen Kalorimeter, wobei die Daten mit dem bereits erwähnten $\pm 1\sigma$ -Schnitt behandelt wurden.

Abb. 3.10 zeigt die Signalspektren, mit denen die Energieauflösung von elektromagnetischen Kaskaden bestimmt wurde. Die Energieauflösung wurde auf zwei verschiedene Arten berechnet. Die mittlere quadratische Abweichung ist

$$RMS = \sqrt{\frac{N_{Ereign.} \sum_{i=1}^{N_{Ereign.}} (Q_i - \langle Q \rangle)^2}{N_{Ereign.}}}, \quad (3.13)$$

wobei $\langle Q \rangle$ der Mittelwert der Ladung ist. In der zweiten Methode wurde mit einer gaußschen Funktionsanpassung σ nur im zentralen Bereich der Verteilung bestimmt:

$$\langle Q \rangle - 3 \cdot RMS \leq Q_i \leq 3 \cdot RMS + \langle Q \rangle. \quad (3.14)$$

	$A[\text{GeV}^{1/2}]$	B
Experiment	$0,125 \pm 0,011$	$0,007 \pm 0,002$
Geant 3.12	$0,106 \pm 0,011$	$0,006 \pm 0,002$
Theorie [16]	0,094	-

Tab. 3.7 Energieauflösung $\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$ für Elektronen: Gemessene und simulierte Samplingfluktuationen A und systematische Unsicherheit B für Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter.

In Abb. 3.11 b ist die Energieauflösung für Elektronen dargestellt und wie folgt parametrisiert:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}. \quad (3.15)$$

A beschreibt die Samplingfluktuationen der elektromagnetischen Kaskade und stellt somit die physikalische Abhängigkeit der Energieauflösung von Elektronen im Kalorimeter dar. A setzt sich aus den intrinsischen Fluktuationen, den Landauffluktuationen und den Spurlängenfluktuationen zusammen. In Samplingkalorimetern mit einem dichten aktiven Medium wie z.B. flüssiges Argon sind die beiden letzten Beiträge gegenüber dem ersten klein und die Samplingfluktuationen sind allein durch die intrinsischen Samplingfluktuationen der elektromagnetischen Kaskade bestimmt [57—58].

In B werden systematisch bedingte Verbreiterungen des Signals, insbesondere Dickenschwankungen der Absorberplatten, Dickenschwankungen der Schichtdicke des aktiven Mediums und die Impulsunschärfe der einfallenden Teilchen berücksichtigt.

Der gemessene Wert von A stimmt innerhalb von 2 Standardabweichungen mit dem Wert der Simulationsrechnung überein. A kann mit der Schichtdicke des Absorbers im elektromagnetischen Kalorimeter von 2,58mm Blei auch theoretisch berechnet werden [16]. In

dieser Rechnung kann aber die Menge von $0,29X_0$ inaktivem Material vor dem Kalorimeter nicht berücksichtigt werden, so daß in dieser Rechnung der Wert von A unterschätzt wird.

Sehr gute Übereinstimmungen zwischen der Messung und der Simulationsrechnung werden in B beobachtet.

3.3.4 Resultate der Messung und Simulation von Hadronen

Selektionskriterien

Hadronische Teilchen sind im Meßaufbau mit den bereits diskutierten Kriterien identifiziert worden. Darüber hinaus wurde noch ein Kalorimeterschnitt an den gemessenen Kaskaden angebracht, um den Untergrund von Myonen zu reduzieren. Eine π/μ -Trennung mit den Čerenkov-Zählern (CEDAR) ist wegen des geringen Massenunterschieds der beiden Teilchen nicht möglich. Abb. 3.12 zeigt die normierte Ladungsdeposition von Pionen, Myonen und Elektronen im Kalorimeter. Während das Testkalorimeter die Kaskaden von Hadronen zu etwa 95% bei einer Strahlenergie von 30GeV absorbiert [17], ist der Energieverlust von Myonen annähernd konstant und klein im Kalorimeter. Aus diesem Grund kann eine Abtrennung des Myon-Untergrunds mit einem einfachen Kalorimeterschnitt erfolgen. Der Kalorimeterschnitt zur Abtrennung von Myonen erfolgte an der in Abb. 3.12 gezeigten Stelle im normierten Kalorimetersignal⁴⁾

$$S_{Tot} = \frac{Q_{EM}}{s_{EM} \cdot \left(\frac{e}{mip}\right)_{EM}} + \frac{Q_{HAD1}}{s_{HAD1} \cdot \left(\frac{e}{mip}\right)_{HAD1}} + \frac{Q_{HAD2}}{s_{HAD2} \cdot \left(\frac{e}{mip}\right)_{HAD1}}$$

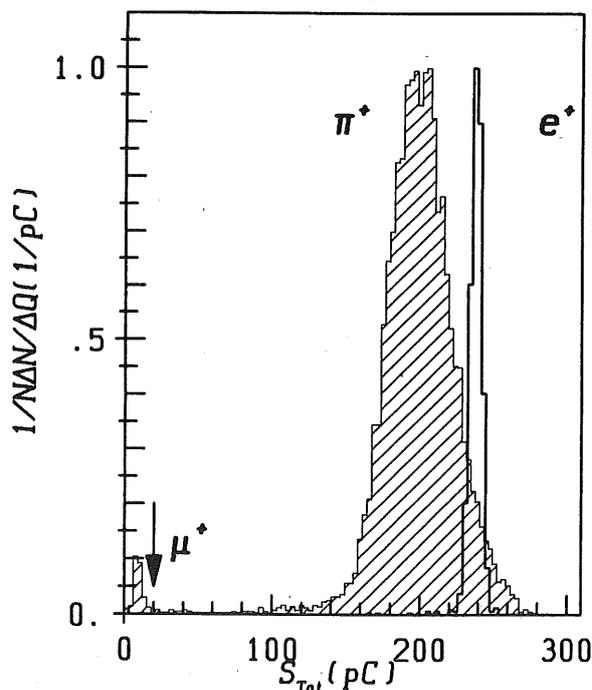


Abb. 3.12 Signalspektren von π^+ -Mesonen, Positronen und Myonen im Kalorimeter bei einer Energie von $E_s = 70\text{GeV}$. Der Myon-Schnitt erfolgte mit $S_{Tot} = 20\text{pC}$.

4) $\left(\frac{e}{mip}\right)_{HAD2}$ wurde nicht experimentell bestimmt. In guter Näherung gilt aber:
 $\left(\frac{e}{mip}\right)_{HAD2} \simeq \left(\frac{e}{mip}\right)_{HAD1}$

3.3.4.1 Fluktuationen hadronischer Kaskaden

Hadronische Kaskaden bestehen im wesentlichen aus 2 Komponenten: einer elektromagnetischen und einer rein hadronischen Komponente. Die elektromagnetische Komponente der hadronischen Kaskade wird in inelastischen Reaktionen des einlaufenden oder eines sekundären Hadrons mit dem Kalorimetermaterial gebildet. Die in diesen Reaktionen erzeugten π^0 -Mesonen zerfallen in 2 Photonen und führen somit zu einer elektromagnetischen (em) Komponente der hadronischen Kaskade. Während sich die rein hadronische Komponente der hadronischen Kaskade mit der nuklearen Absorptionslänge λ im Kalorimeter ausbreitet, sind die Kaskaden der elektromagnetischen Subkomponenten der hadronischen Kaskaden, induziert von den oben erwähnten Photonen wesentlich kleiner und skalieren mit der Strahlungslänge X_0 . X_0 ist in dem getesteten Kalorimeter um etwa den Faktor 10 kleiner als λ .

Abb. 3.13 zeigt die Energieanteile der Einzelkomponenten für simulierte hadronische Kaskaden im Testkalorimeter (EM, HAD1 und HAD2). Hierbei wurde die weiter oben definierte hadronische Komponente in eine geladene Komponente (h^+) und in eine neutrale Komponente (h^0) aufgeteilt. Die neutrale Komponente h^0 in Abb. 3.13 besteht ausschließlich aus Energiedepositionen von direkten und verzögerten γ -Quanten angeregter Kerne. Die verzögerten γ -Quanten wurden hierbei bis zur Dauer des Argonimpulses von 300ns berücksichtigt.

Die Fluktuationen in der hadronischen Kaskade sind enorm und erstrecken sich über den ganzen Bereich von 0 bis 1. Der Mittelwert des elektromagnetischen Anteils steigt aber kontinuierlich mit zunehmender Strahlenergie an. Entsprechend kleiner wird der Mittelwert aus rein hadronischen Energiedepositionen. Das Ansteigen des elektromagnetischen Anteils ist in der Anzahl der möglichen inelastischen Reaktionen der hadronischer Kaskade begründet. Bei kleiner Strahlenergie, etwa 1GeV, ist im Mittel nur eine inelastische Reaktion möglich und der mittlere elektromagnetische Anteil beträgt 1/3GeV (Isospin-symmetrie). Steigt die Strahlenergie an, so nimmt die Anzahl der Kaskadengenerationen und somit auch der mittlere elektromagnetische Energieanteil der Kaskade zu. Abb. 3.14 zeigt die Mittelwerte der Verteilungen von Abb. 3.13 als Funktion der Energie. Die Zunahme des elektromagnetischen Anteils ist besonders im Bereich bis zu 30GeV sehr groß. Danach flacht die Verteilung deutlich ab. Der elektromagnetische Anteil f_{em} wird nun wie folgt parametrisiert:

$$f_{em} = \kappa \ln \frac{E}{E_0} \quad (3.16).$$

Die Konstanten κ und E_0 in (3.16) wurden in einem χ^2 -Fit bestimmt. (siehe Tab. 3.8).

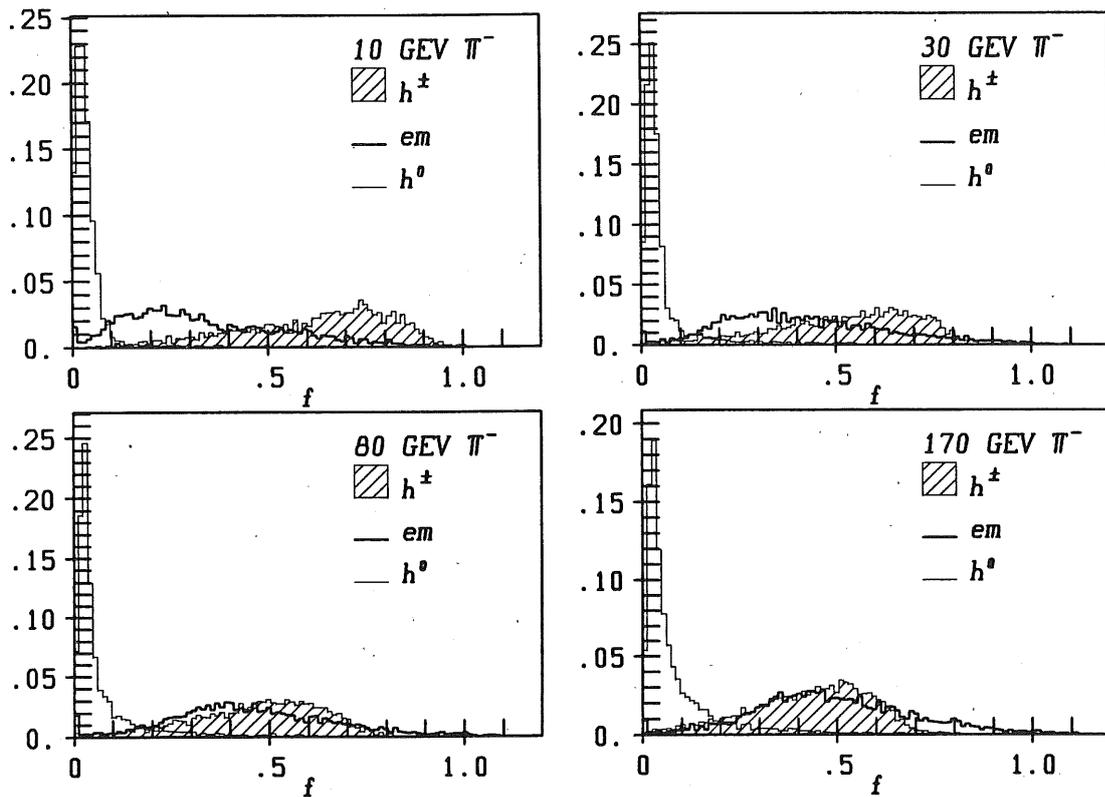


Abb. 3.13 Fluktuationen in hadronischen Kaskaden. Gezeigt sind die Verteilungen der relativen Energiedepositionen f von der elektromagnetischen Komponente (em), der neutralen Komponente (h^0) und der rein hadronischen Komponente (h^\pm) der hadronischen Kaskade.

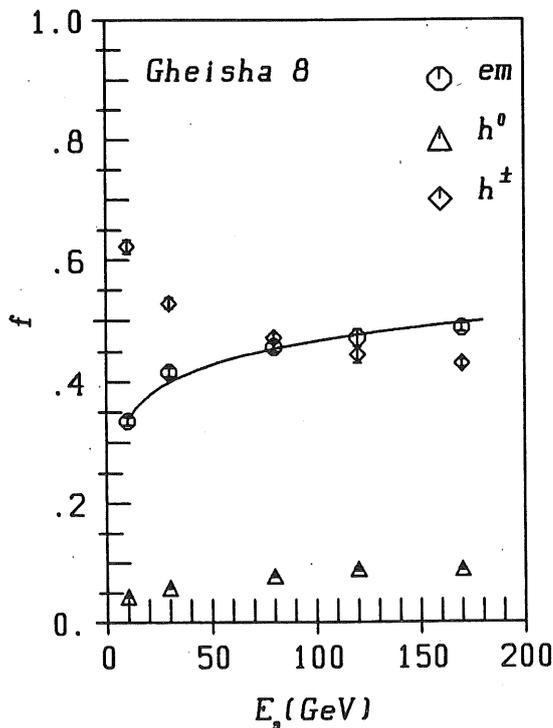


Abb. 3.14 Mittlerer Energieanteil der geladenen hadronischen Kaskadenkomponente h^\pm , der neutralen Komponente h^0 und der elektromagnetischen Komponente em von simulierten hadronischen Kaskaden. Der mittlere elektromagnetische Energieanteil ist parametrisiert mit $f_{em} = \kappa \cdot \ln(E/E_0)$.

	κ	$E_0[\text{GeV}]$
GHEISHA 8	$0,056 \pm 0,004$	$0,024 \pm 0,008$

Tab. 3.8 Werte der Funktionsanpassung mit (3.16).

3.3.4.2 Linearität von π^\pm -Mesonen und Protonen

Elektromagnetische und hadronische Kaskaden unterschieden sich vor allem durch deren deponierte Energie im Kalorimeter, d.h. die gesamte Energiedeposition im aktiven und passiven Mediums des Kalorimeters. Während elektromagnetische Kaskaden die gesamte Strahlenergie im System aus aktiven und passiven Schichten deponieren, werden bei hadronischen Kaskaden nur etwa 60 bis 80 % der Strahlenergie abgelegt. Die restliche Energie geht in Kernbindungsenergie und Teilchenmassen verloren. Außerdem werden in hadronischen Kaskaden nicht oder schwer nachweisbare Teilchen (z.B. ν, μ) im Kalorimeter produziert, die einen beträchtlichen Teil an Energie tragen können. Diese Energieverluste sind nicht linear und führen besonders im Bereich von $P_s < 30 \text{ GeV}/c$ zu starken Nichtlinearitäten im hadronischen Signal.

Im einzelnen sind folgende Energieverluste von Bedeutung:

- Kernbindungsenergie,
- Energieverlust in nicht nachweisbaren Teilchen im Kalorimeter und
- Teilchenmassen.

Abb. 3.15 a zeigt die gemessene Ladung Ph als Funktion des Strahlimpulses P_s für π^\pm -Mesonen und Protonen im Energiebereich von 10 bis 205 GeV . Die totale Pulshöhe einer Kaskade ist wie folgt definiert:

$$Ph = \sum_{i=1}^{N_{EM}} \frac{Q_{EM}^i}{s_{EM}} + \sum_{i=1}^{N_{HAD1}} \frac{Q_{HAD1}^i}{s_{HAD1}} + \sum_{i=1}^{N_{HAD2}} \frac{Q_{HAD2}^i}{s_{HAD2}}. \quad (3.17)$$

Der Mittelwert der simulierten Pulshöhe ist um etwa 5 bis 10 % höher als die gemessenen Pulshöhen. In Abb. 3.15 b sind die Abweichungen von der Linearität dargestellt. Die größten Nichtlinearitäten sind im Bereich $P_s < 30 \text{ GeV}/c$ zu sehen. Hier betragen die Abweichungen von der Linearität bis zu 8 %. Die Abhängigkeit der Pulshöhe Ph von dem Strahlimpuls wird nun wie folgt parametrisiert:

$$Ph(P_s) = P_s(A + B \exp(-CP_s)). \quad (3.18)$$

	$A[\frac{pC}{\text{GeV}/c}]$	$B[\frac{pC}{\text{GeV}/c}]$	$C[\frac{1}{\text{GeV}/c}]$
Daten	$1,97 \pm 0,004$	$-0,259 \pm 0,086$	$0,062 \pm 0,014$
GHEISHA 8	$2,17 \pm 0,008$	$-0,215 \pm 0,018$	$0,015 \pm 0,003$

Tab. 3.9 Werte der Funktionsanpassung für die Beschreibung der totalen mittleren Pulshöhe Ph als Funktion von P_s nach (3.18). Gezeigt sind die Werte für A , B und C für gemessene und simulierte (GHEISHA 8) π^\pm -Mesonkaskaden.

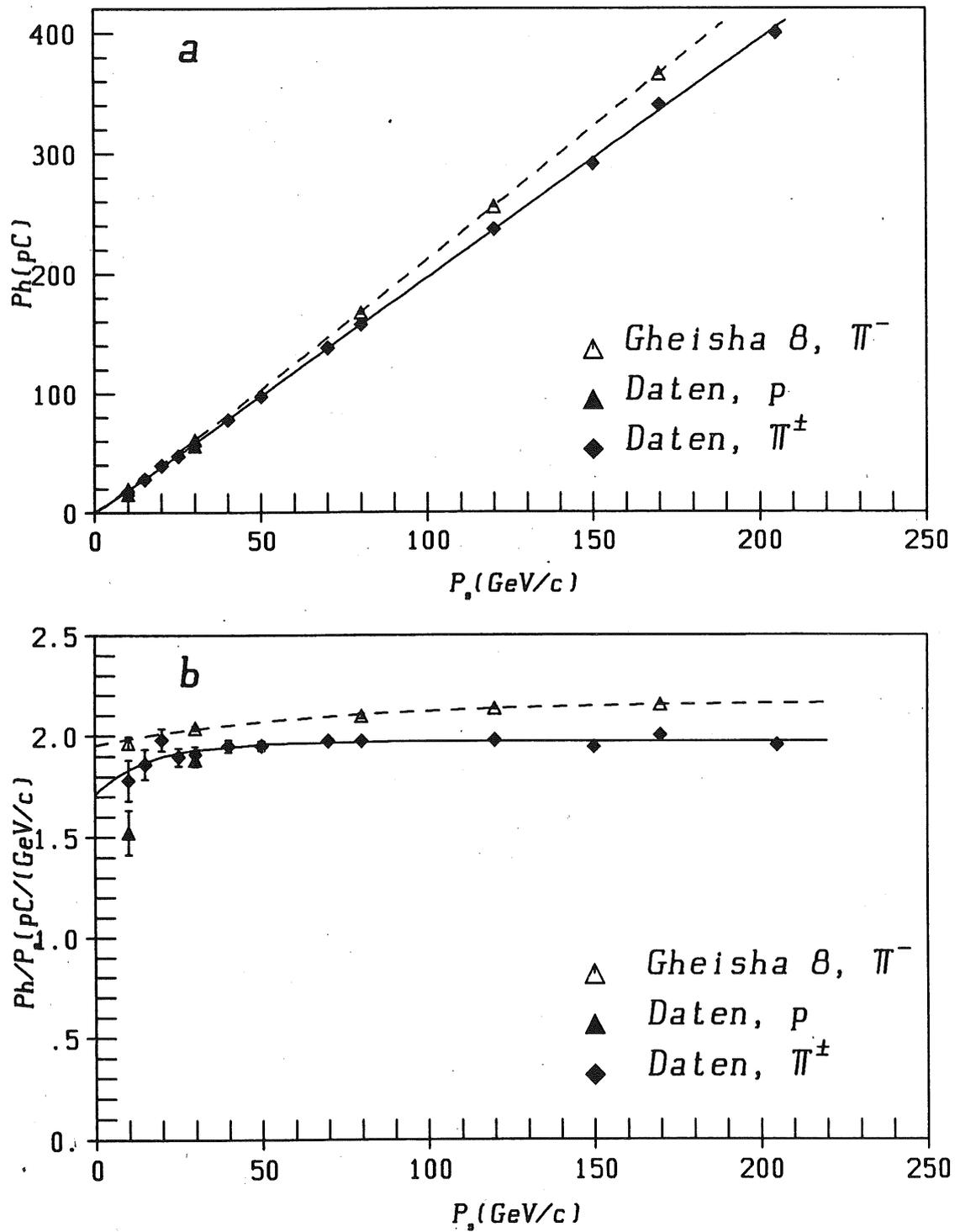


Abb. 3.15 Gemessene und simulierte mittlere Pulshöhen Ph im Testkalorimeter für π^\pm -Mesonen und Protonen. (a) zeigt Ph und in (b) ist Ph/P_s als Funktion des Strahlimpulses P_s dargestellt.

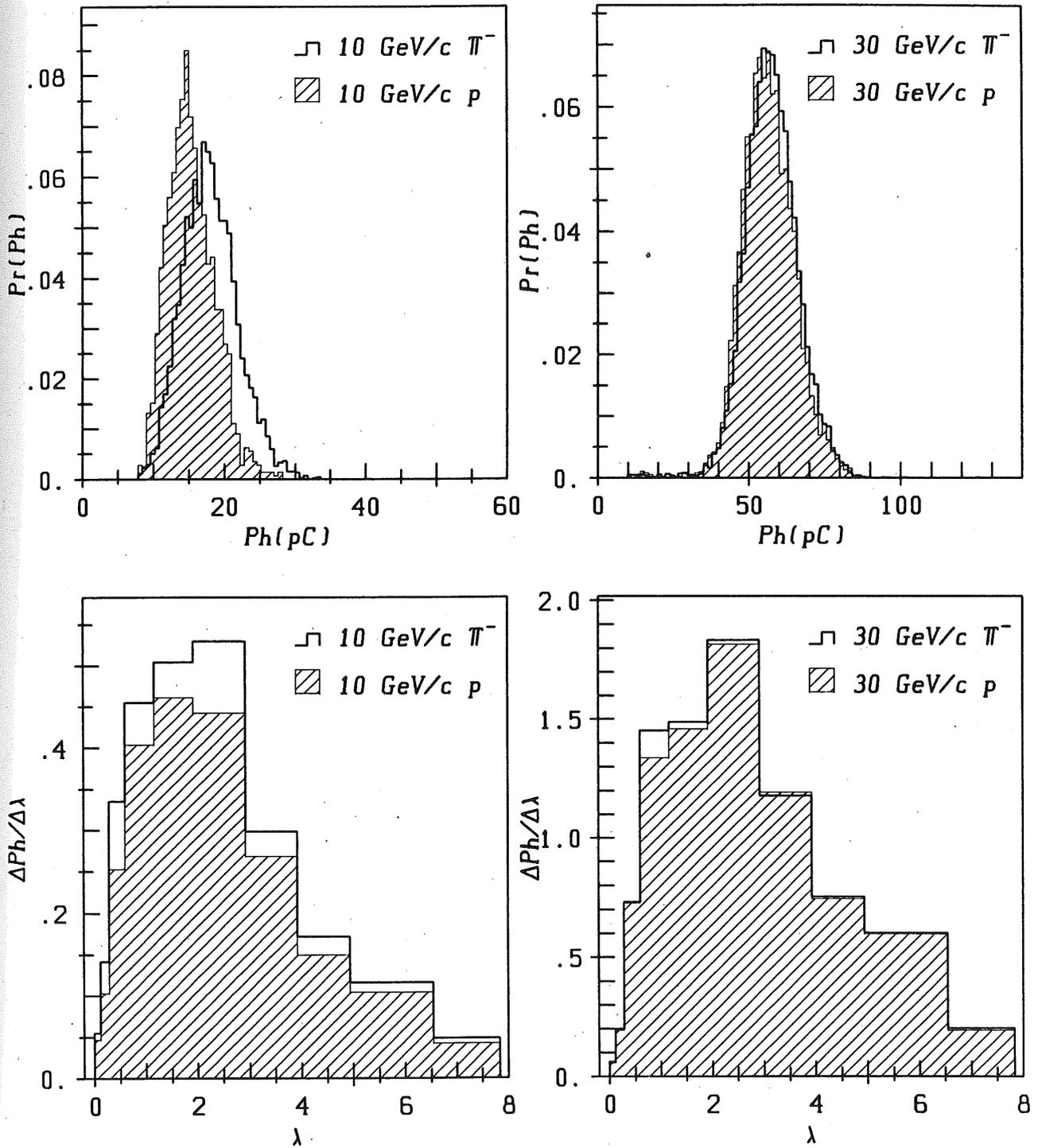


Abb. 3.16 Gemessene Pulshöhenspektren und longitudinale Kaskadenprofile von π^- -Mesonen und Protonen. λ ist die Tiefe des Kalorimeters in nuklearen Absorptionslängen.

In Tab. 3.9 sind die Ergebnisse der Funktionsanpassung an die Pulshöhen der π^\pm -Meson gezeigt. Die unterschiedlichen Ladungsdepositionen im Kalorimeter für simulierte und gemessene π^\pm -Mesonen führen zu einem deutlich unterschiedlichen A : Bei simulierten Kaskaden ist A um etwa 10% kleiner als bei gemessenen. In Abb. 3.15 ist auch die mittlere Pulshöhe von Protonen für zwei verschiedene Impulse aufgetragen. Protonen deponieren bei gleichem Strahlimpuls wegen ihrer größeren Masse entsprechend weniger Energie. Für die kinetischen Energien erwartet man ein Verhältnis von $E_{k,\pi}/E_{k,p} = 1,082$ bei 10GeV und $1,028$ bei 30GeV . Diese Abweichungen von 8 bzw. 3 % stimmen im Rahmen der Fehler mit den gemessenen Werten in Abb. 3.15 überein. Abb. 3.16 zeigt die gemessenen Signalspektren und longitudinalen Kaskadenprofile für Pionen und Protonen bei 10 bzw. $30\text{GeV}/c$ Strahlimpuls. Die kleinere, zur Verfügung stehende kinetische Energie in Protonkaskaden gegenüber Pionkaskaden beeinflusst nicht nur die Pulshöhe Ph , sondern auch das longitudinale Kaskadenprofil.

3.3.4.3 Messung von $\frac{e}{\pi}$ mit π^\pm -Mesonen

Eine der zentralen Größen in der Hadronkalorimeterphysik ist das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis. Das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis ist im allgemeinen das Verhältnis der Signale von elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden der gleichen Strahlenergie. Da die sichtbaren Signale im untersuchten Samplingkalorimeter von den verwendeten Absorbern und aktiven Medien abhängig sind, ist das $\frac{e}{\pi}$ eine materialspezifische Größe. Im allgemeinen ist $\frac{e}{\pi} > 1$; Energieverluste in hadronischen Kaskaden reduzieren die verfügbare kinetische Energie der Kaskade und führen im allgemeinen zu einem effektiv kleineren Signal im Kalorimeter [16]. Man kann durch Einsatz von speziellen Materialien erreichen, daß die hadronische Komponente im aktiven Medium proportional mehr Energie deponiert als im passiven Medium. Durch entsprechende Auswahl der aktiven Schichtdicken ist es dann möglich, $\frac{e}{\pi} = 1$ in hadronischen Kalorimetern zu erreichen, d.h. man erreicht Kompensation. Das gemessene hadronische Signal ist gleich dem elektromagnetischen Signal [44].

Im vorliegenden Kalorimeter ist $\frac{e}{\pi} > 1$; das elektromagnetische Signal ist größer als das hadronische. Das Kalorimetersignal S_{Tot} in Abb. 3.12 von Elektronen ist bedeutend größer als für π^\pm -Mesonen. Das Signal S_{Tot} setzt sich aus den gesamten Ladungsdepositionen im Testkalorimeter zusammen und ist auf die unterschiedlichen Samplingverhältnisse (s_{Kal}) und $\frac{e}{mip}$ -Verhältnisse in den entsprechenden Kalorimetern korrigiert. Bei einem gleichen elektromagnetischen und hadronischen Signalverhalten würde man deshalb ein gleiches mittleres Signal von Positronen (e^+) und Pionen (π^+) erwarten. Diese Signaldefinition ist auch unabhängig davon, in welchem Kalorimeter (EM, HAD1, oder HAD2) ein elektromagnetisches Teilchen absorbiert wird.

Berechnung von $\frac{e}{\pi}$ im Testkalorimeter

Bestünde der gesamte Testaufbau nur aus einem bestimmten Absorber und aktiven Medium mit einer konstanten Schichtdicke im gesamten Kalorimeter, so ließe sich das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis sofort durch Messung von hadronischen und elektromagnetischen Kaskaden angeben, indem einfach die beiden Pulshöhen ins Verhältnis gesetzt werden.

Im vorliegenden Aufbau wurden aber drei verschiedene Zusammensetzungen von aktiven Medien (fl. Argon) und passiven Medien (Pb, Fe) gewählt. Da in allen drei relativ unterschiedlich viel Energie im aktiven Medium deponiert wird, ist die gemessene Ladung

zunächst mit einem Faktor $1/s'_{Kal}$ zu skalieren, der diese unterschiedliche Ladungsdeposition ausgleicht. Eine gute Näherung der Faktoren s'_{Kal} sind die in (3.8) eingeführten Samplingfaktoren, d.h.

$$s'_{Kal} \simeq s_{Kal}.$$

s_{Kal} wurde unter der Annahme einer Kaskade aus nur minimal ionisierenden Teilchen berechnet. Da $\frac{e}{mvp} < 1$ im vorliegenden Kalorimeter ist, sind deutliche Abweichungen von den nach (3.8) berechneten Samplingfaktoren zu erwarten. s'_{Kal} sind nur in der MC-Simulation zu berechnen, wo die deponierten Energien im aktiven und passiven Medium zugänglich sind. Am Experiment ist jedoch die im passiven Medium deponierte Energie nicht bekannt. Da eine unbekannte Energie, wie bereits oben erklärt, in Teilchenmassen, Kernbindungsenergie und Energieverlusten verloren geht, können die Faktoren s'_{Kal} am Experiment nicht berechnet werden.

In dieser Analyse werden die relativen Wichtungen der Einzelkalorimeter mit Hilfe von (3.9) berechnet. Die nach (3.9) berechneten Kalibrationsfaktoren sind bis auf einen gemeinsamen Faktor die inversen Faktoren s'_{Kal} und werden außerdem so berechnet, daß die gesamte mittlere Energie der hadronischen Kaskade gleich der Strahlenergie E_s ist. Für ein kleineres Signal werden deshalb größere Kalibrationsfaktoren benötigt als für ein relativ größeres. Da elektromagnetische Kaskaden fast vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert werden, kann das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis über die Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen Kalorimeter berechnet werden:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{C_{EM}^h}{\langle C_{EM}^e \rangle}. \quad (3.19)$$

C_{EM}^h ist die Kalibrationskonstante im elektromagnetischen Kalorimeter für eine hadronische Kaskade und $\langle C_{EM}^e \rangle$ die mittlere Kalibrationskonstante für Elektronen im gleichen Kalorimeter. Da in dieser Definition die Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen Kalorimeter ins Verhältnis gesetzt werden, beziehen sich die damit verbundenen Aussagen zum $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis auf das elektromagnetische Kalorimeter, also auf eine Absorptionslänge Pb .

Abb. 3.17 und Abb. 3.18 zeigen zunächst die Signalspektren der simulierten und gemessenen hadronischen Kaskaden mit den nach (3.9) bestimmten Kalibrationskonstanten. Die in diesen Verteilungen verwendeten Kalibrationskonstanten sind in Abb. 3.19 für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter in Abhängigkeit des Strahlimpulses dargestellt: In Abb. 3.19 a sind alle Teilchenkaskaden verwendet. Um Ereignisse, in denen das Pion spät im Kalorimeter wechselwirkt und damit entsprechend viel Energie longitudinal nicht gemessen wird zu unterdrücken, wurde in den, in Abb. 3.19 b gezeigten Verteilungen folgender Schnitt verwendet:

$$E_{HAD2(2)} < 1 GeV. \quad (3.20)$$

Die Anwendung dieses Schnittes erlaubt es auch, eine Abschätzung des systematischen Fehlers in der Kalibrationskonstante C_{EM}^h zu machen, die zur Berechnung des $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnisses verwendet wird. Die Differenz der beiden Konstanten (ohne und mit Kalorimeterschnitt nach (3.20)) ist der systematische Fehler der Kalibrationskonstante und wird zum statistischen Fehler von C_{EM}^h addiert.

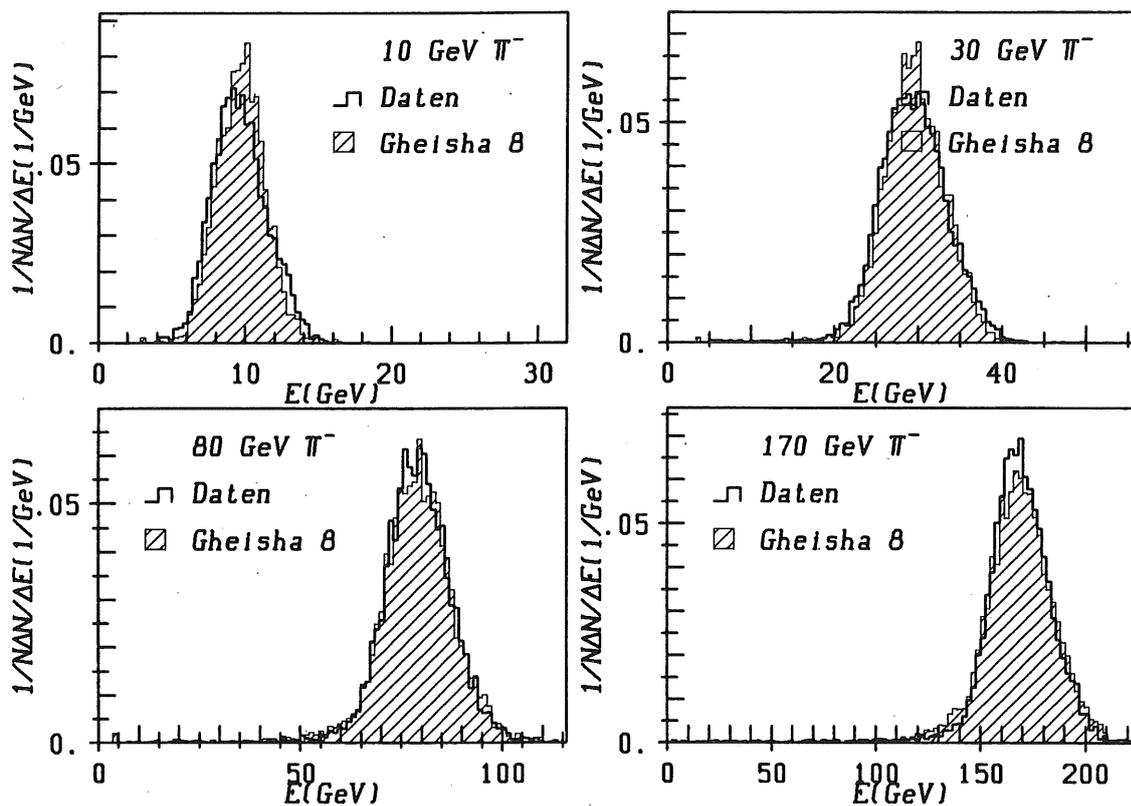


Abb. 3.17 Signalspektren gemessener und simulierter π^\pm -Mesonen ohne Kalorimeterschnitt

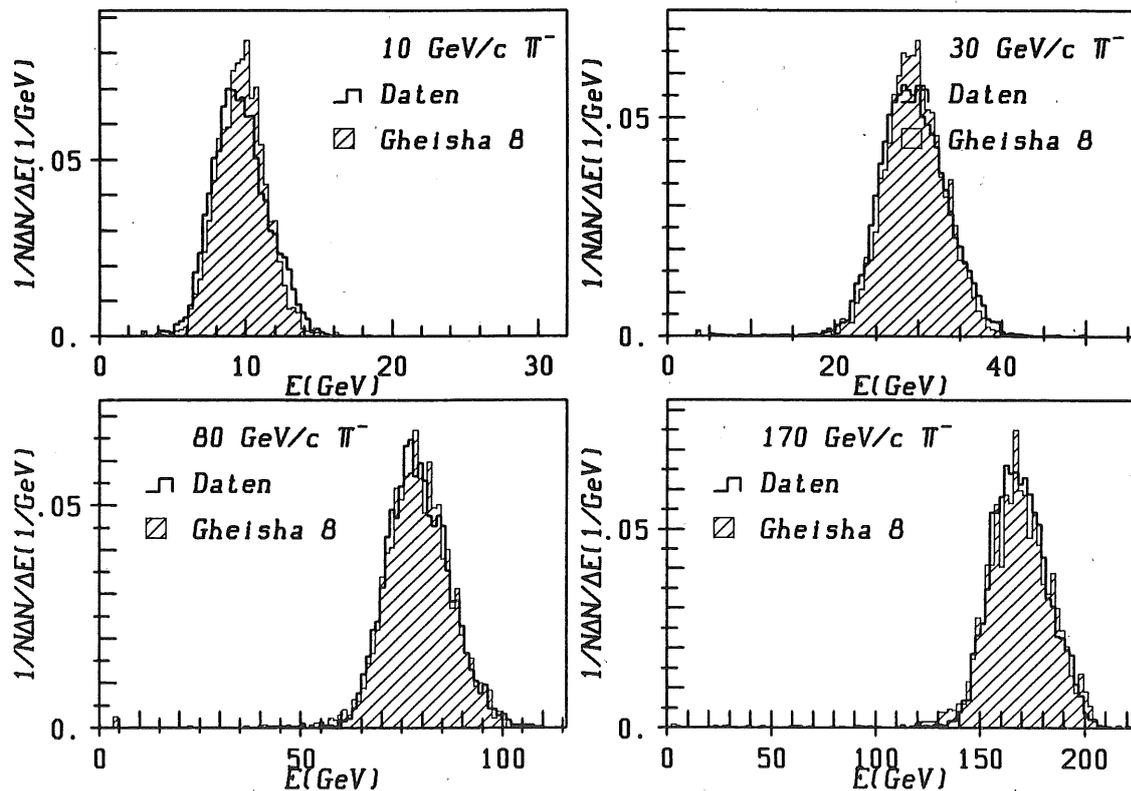


Abb. 3.18 Signalspektren gemessener und simulierter π^\pm -Mesonen mit Kalorimeterschnitt((3.20)).

In Abb. 3.20 ist das gemessene und simulierte $\frac{e}{\pi}$ als Funktion des Teilchenimpulses für π -Mesonen und Protonen dargestellt. Das $\frac{e}{\pi}$ für Protonen ist deshalb wesentlich größer als für π -Mesonen, da in den von Proton induzierten hadronischen Kaskaden 1 GeV weniger kinetische Energie für die hadronische Kaskade zur Verfügung steht. Im Vergleich zur experimentellen Messung sind die $\frac{e}{\pi}$ -Werte von π -Mesonen der MC-Simulation in allen simulierten Strahlenergien wesentlich größer. Die gezeigte Diskrepanz zwischen Experiment und MC-Simulation wird bei der Parametrisierung von $\frac{e}{\pi}$ noch genauer diskutiert.

Parametrisierung von $\frac{e}{\pi}$

Es wurde bereits erwähnt, daß die elektromagnetische Komponente der hadronischen Kaskade energieabhängig ist. Aus dieser Tatsache resultiert ein energieabhängiges $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis mit der Parametrisierung [59]:

$$\pi \equiv e f_{em} + h_i f_h.$$

h_i ist das sichtbare (gemessene), in diesem Ansatz energieunabhängige Signal der rein hadronischen Komponente, e das sichtbare (gemessene) Signal der elektromagnetischen Komponente aus π^0 und η -Zerfällen, f_{em} der elektromagnetische und f_h der hadronische Energieanteil der Kaskade. Mit $f_h = 1 - f_{em}$ und Ansatz (3.16) folgt dann:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h_i}}{\kappa \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) \cdot \left[\frac{e}{h_i} - 1\right] + 1}. \quad (3.21)$$

$\frac{e}{h_i}$ beschreibt das Signalverhältnis von einer elektromagnetischen zu einer rein hadronischen Kaskade (ohne elektromagnetische Kaskaden). Falls $\frac{e}{h_i} = 1$ gilt, ist (3.21) unabhängig von der Strahlenergie und $\frac{e}{\pi} = 1$.

Die Parameter κ und $\frac{e}{h_i}$ können durch einen Fit bestimmt werden. Die Konstante E_0 wurde von (3.16) übernommen und auf den Wert $E_0 = 0,024 \text{ GeV}$ festgesetzt. Die Parameter κ und $\frac{e}{h_i}$ sind stark korreliert. In einer speziellen Korrelationsanalyse wurde sowohl der Diagonalfehler von κ und $\frac{e}{h_i}$ als auch die Korrelation zwischen diesen beiden Größen berücksichtigt. Diese Analyse ergab symmetrische Fehler für $\frac{e}{h_i}$ und asymmetrische Fehler für κ .

Das rein hadronische Verhalten der Kaskade wird vom Simulationsprogramm richtig berechnet. Die Werte des intrinsischen $\frac{e}{h_i}$ stimmen innerhalb der Fehler überein. Signifikante Abweichungen sind in der Konstante κ zu beobachten. $\kappa \ln(E/E_0)$ beschreibt den elektromagnetischen Energieanteil der hadronischen Kaskade, der in den simulierten hadronischen Kaskaden wesentlich kleiner ist als in den gemessenen Kaskaden.

Die in Abb. 3.19 gezeigten Kalibrationskonstanten wurden auch dazu verwendet, die Energieauflösung von hadronischen Teilchen im Testkalorimeter zu untersuchen. Eine ausführliche Diskussion der hadronischen Energieauflösung ist im Anhang B zu finden.

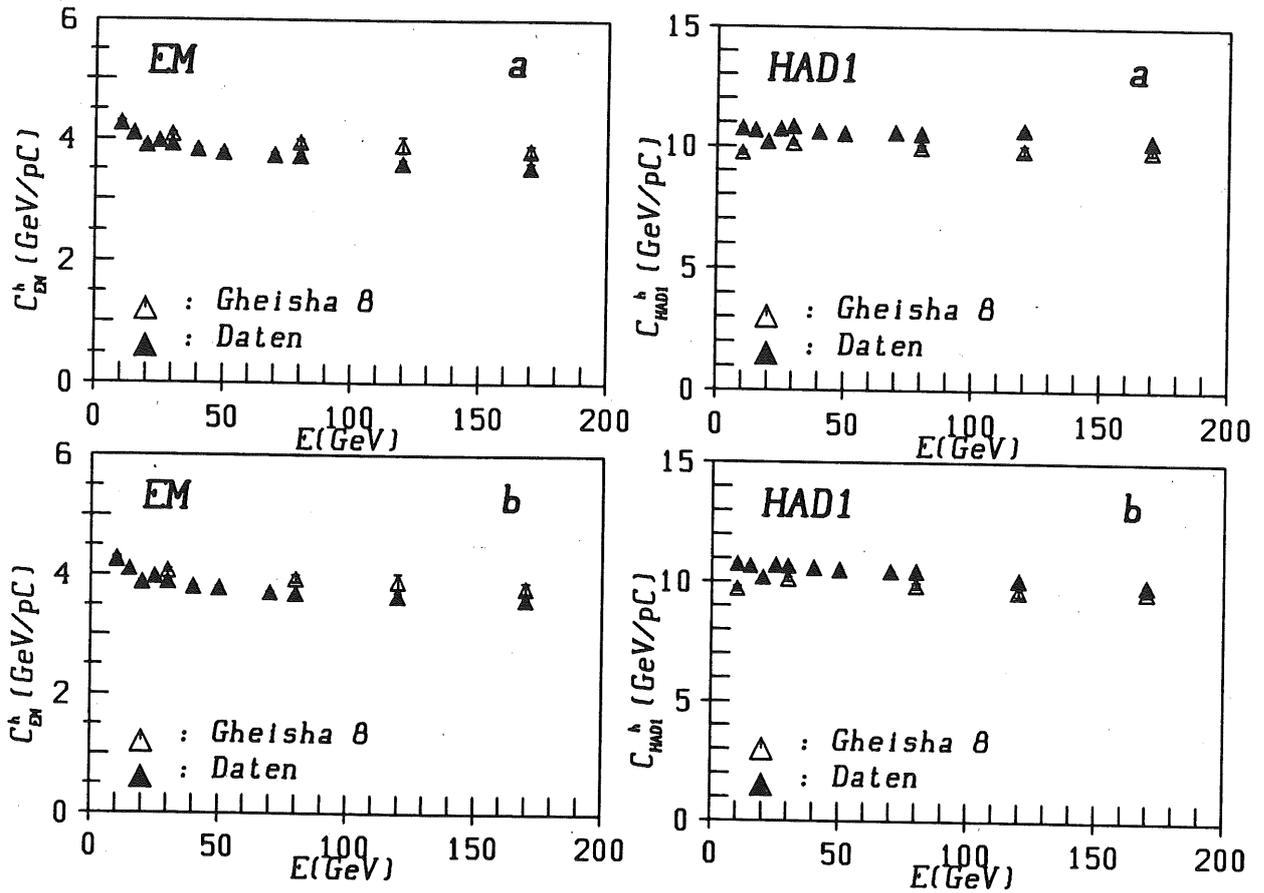


Abb. 3.19 Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen und zentralen hadronischen Kalorimeter für verschiedene Strahlenergien. In a sind die Konstanten ohne und in b sind die Konstanten mit Schnitt nach (3.20) bestimmt.

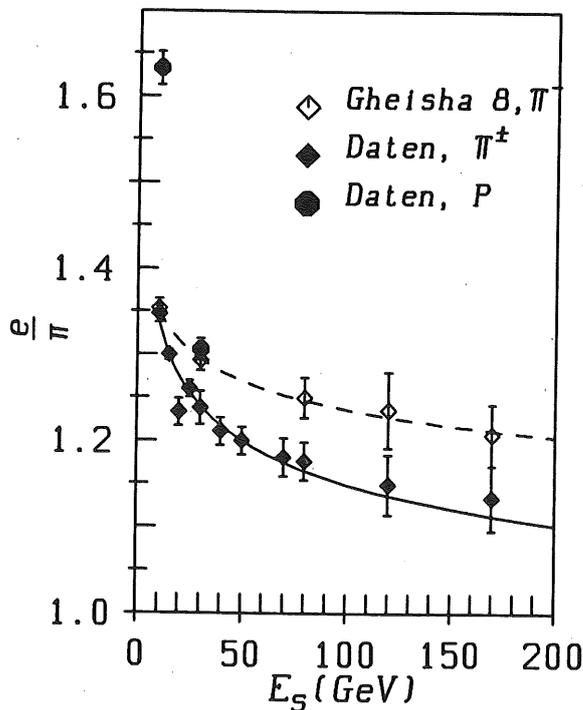


Abb. 3.20 $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für die gemessenen und simulierten hadronischen Kaskaden.

	$\frac{e}{h_i}$	κ
Daten	$1,88 \pm 0,05$	$0,115^{+0,05}_{-0,06}$
GHEISHA 8	$1,72 \pm 0,06$	$0,073^{+0,009}_{-0,010}$

Tab. 3.10 $\frac{e}{h_i}$ und κ für gemessene und simulierte hadronische Kaskaden.

3.4 Methoden zur Reduzierung hadronischer Kaskadenfluktuationen

3.4.1 Erläuterung der prinzipiellen Problematik

Zusammenfassend sind in nicht kompensierenden hadronischen Kalorimetern ($\frac{e}{\pi} \neq 1$) folgende Defekte bei der Messung von hadronischen Kaskaden festzustellen:

- Abhängig vom f_{em} der hadronischen Kaskade werden im Mittel unterschiedlich hohe Signale gemessen.
- Die Varianz des hadronischen Signalspektrums wird durch die f_{em} -Abhängigkeit des Signals wesentlich vergrößert; insbesondere ist $\frac{\sigma}{E} \neq \frac{\sigma_0}{\sqrt{E}}$ mit $\sigma_0 \simeq 0,50 \text{ GeV}^{1/2}$.
- Hadronische Kaskaden sind wegen $\langle f_{em} \rangle = \langle f_{em}(E) \rangle$ nicht linear in E .

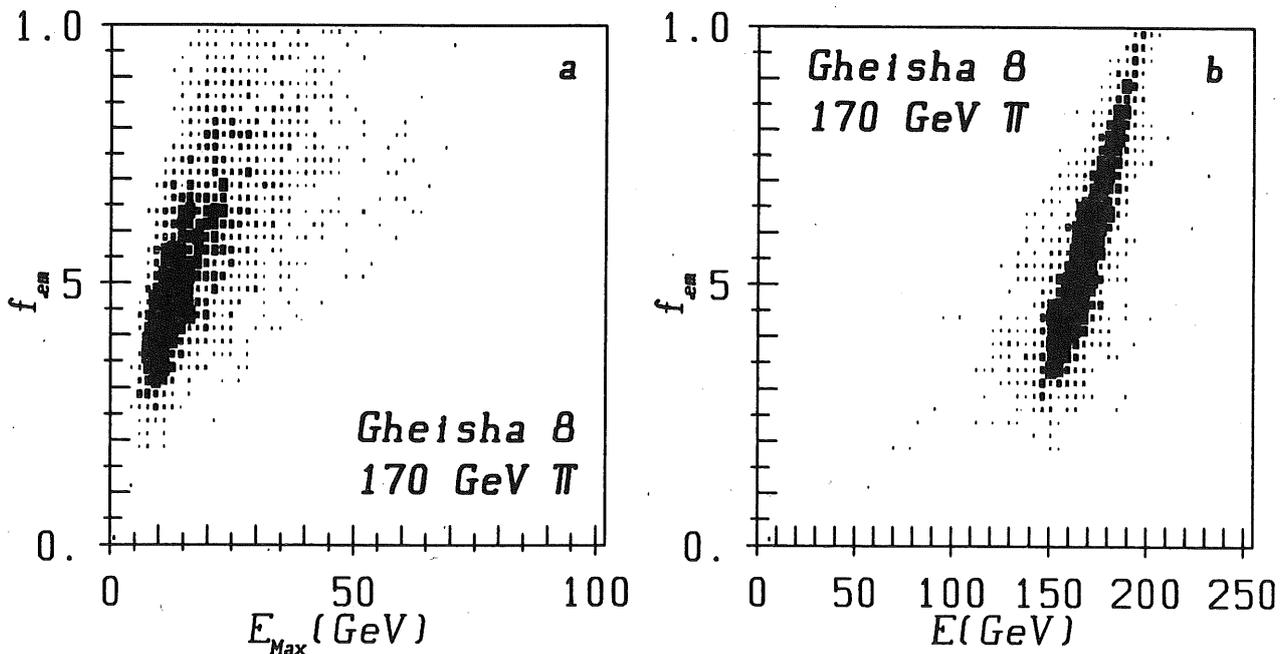


Abb. 3.22 In a ist die Korrelation zwischen dem maximalen Signal einer hadronischen Kaskade (E_{max}) und f_{em} dargestellt, während in b die Korrelation zwischen E und f_{em} gezeigt ist. Strahlenergie der hadronischen Kaskade: 170 GeV.

Die MC-Simulation von hadronischen Kaskaden erlaubt eine einfache Untersuchung der Korrelationen zwischen f_{em} und dem gesamten hadronischen Signal. Hier ist der Ursprung jeder Energiedeposition in einer Auslesezone bekannt und kann entsprechend zugeordnet werden. Abb. 3.22 zeigt die Korrelation zwischen dem totalen (maximalen) Signal einer hadronischen Kaskade und dem elektromagnetischen Energieanteil f_{em} . Das totale Signal $E = \sum_{i=1}^N E_i$ ist die Summe aller Energiedepositionen im Kalorimeter, während das maximale Signal $E_{max} = \max(E_i)$ gleich der maximalen Energiedeposition im Testkalorimeter ist. In beiden Abbildungen ist eine positive Korrelation festzustellen: Für einen hohen elektromagnetischen Anteil f_{em} der hadronischen Kaskade ist entsprechend mehr totales (maximales) Signal zu beobachten. Da immer nur die Projektion in Abb. 3.22

b auf die Abszisse gemessen wird, führt ein ungleiches elektromagnetisches und hadronisches Signalverhalten eines Kalorimeters zu einer größeren Varianz des hadronischen Signalspektrums.

3.4.2 Verfahren zur Bestimmung der Kompensationsfunktion $E(Q)$

Die elektromagnetischen Fluktationen in einer hadronischen Kaskade verursachen asymmetrische, nicht gaußförmige und nicht lineare Signalspektren. Um diese Defekte in der Messung von hadronischen Teilchen zu beseitigen sind Verfahren nötig, die die elektromagnetischen Fluktuationen der hadronischen Kaskade dämpfen.

Eine Möglichkeit, die elektromagnetischen Fluktuationen entsprechend ihrer auftretenden Wahrscheinlichkeit zu behandeln, wird in folgendem gezeigt. Diese Möglichkeit basiert auf einem grundlegenden Unterschied zwischen hadronischen und elektromagnetischen Kaskaden. Hadronische und elektromagnetische Kaskaden entwickeln sich im Kalorimeter räumlich entsprechend der nuklearen Absorptionslänge λ bzw. der Strahlungslänge X_0 . Die Ladungsdichte in einer Auslesezelle ist wegen $\frac{\lambda}{X_0} \simeq 10$ für elektromagnetische Kaskaden wesentlich höher als für hadronische Kaskaden. Da hadronische Kaskaden aus einer rein hadronischen Komponente und einer elektromagnetischen Komponente bestehen, sind die elektromagnetischen Subkaskaden als räumlich kompakte Ladungsdepositionen in einem Kontinuum von hadronischer Energie im Kalorimeter anzusehen. Betrachtet man nun die einzelnen Ladungsdepositionen in einer Auslesezelle, so werden die sehr hohen Ladungen in einer Auslesezelle mit hoher Wahrscheinlichkeit von elektromagnetischen Subkaskaden stammen, während kleine Ladungsdepositionen mit hoher Wahrscheinlichkeit von hadronischen Energiedepositionen in einer Auslesezelle herrühren. In Abb. 3.22 wird offensichtlich, daß die maximalen Signale elektromagnetischen Ursprungs sind. Wegen $\frac{e}{\pi} > 1$ erhält man deswegen eine positive Korrelation zwischen den maximalen Signalen in einer Kaskade und dem gesamten Signal der hadronischen Kaskade.

In Abb. 3.23 und Abb. 3.24 wird dieser Sachverhalt noch deutlicher. Hier ist für die MC-Simulation der mittlere Anteil der elektromagnetischen Energie in einer Auslesezelle $f_{em}^A(Q)$ als Funktion der Ladung Q gezeigt. $f_{em}^A(Q)$ ist auch als Wahrscheinlichkeit zu interpretieren, elektromagnetische Ladung in einer Auslesezelle zu messen.

$f_{em}^A(Q)$ ist in allen Energiepunkten anfänglich (für kleine Q) klein und steigt dann mit zunehmendem Q an. Besonders im elektromagnetischen Kalorimeter wird bei den höchsten Energien sehr schnell ein Plateauwert von etwa 0,9 erreicht. Die kleinen lateralen Auslesezellen in diesem Kalorimeter erlauben mit einer hohen Effizienz, elektromagnetische Ladung nachzuweisen. Im hadronischen Kalorimeter ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $f_{em}^A(Q)$ nicht so deutlich, da die relativ großen lateralen Auslesezellen eine größere Überlappung zwischen elektromagnetischer und hadronischer Ladung ermöglichen.

Für die Untersuchung der Eigenschaften hadronischer Kaskaden ergibt sich aus Abb. 3.23 und Abb. 3.24 die sehr wichtige Konsequenz, daß durch Messung der Ladung Q über $f_{em}^A(Q)$ in einer Auslesezelle die mittlere elektromagnetische Kaskadenenergie berechnet und somit das unterschiedliche elektromagnetische und hadronische Signalverhalten des Kalorimeters ausgeglichen werden kann. Aus diesen beiden Zahlen ist dann Q' gemäß der Gleichung:

$$Q' = \left[f_{em}^A(Q) + [1 - f_{em}^A(Q)] \cdot \frac{e}{h_i} \right] Q = a'(Q) \cdot Q$$

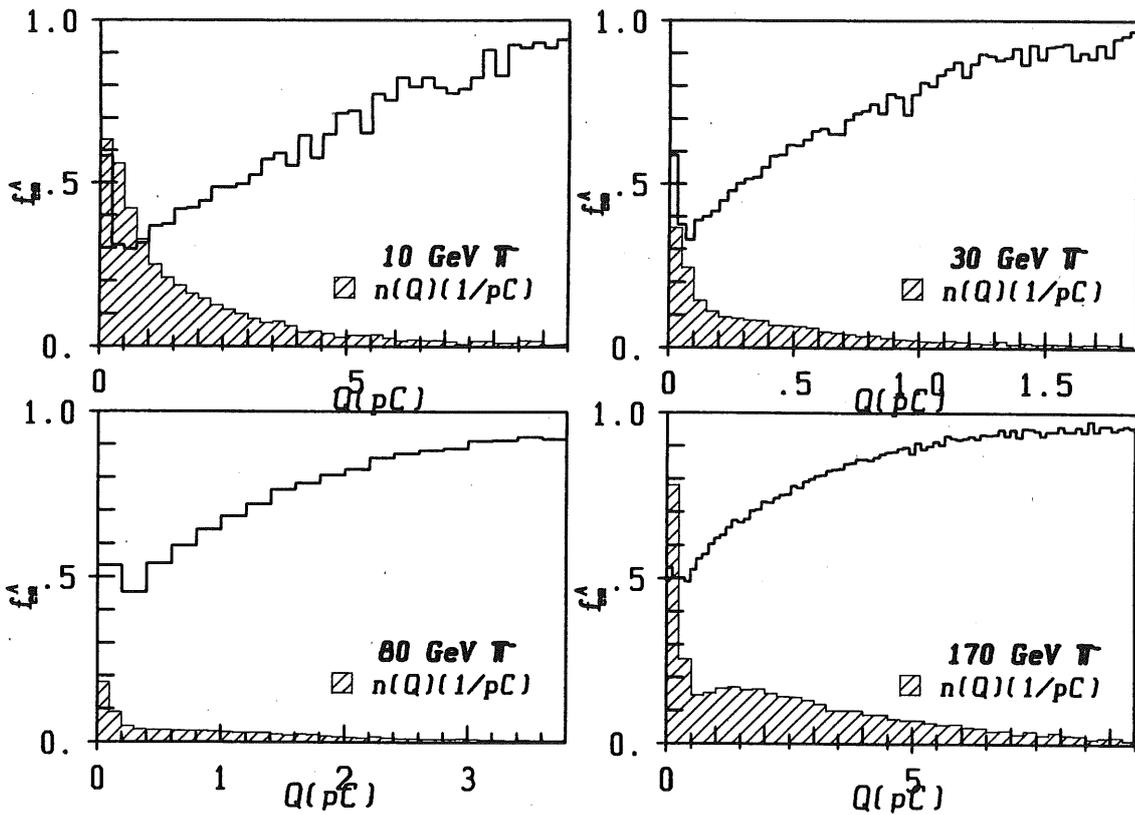


Abb. 3.23 Mittlerer elektromagnetischer Energieanteil $f_{em}^A(Q)$ im elektromagnetischen Kalorimeter. $n(Q)$ (schraffiert) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Ladung Q in einer Auslesezone zu messen.

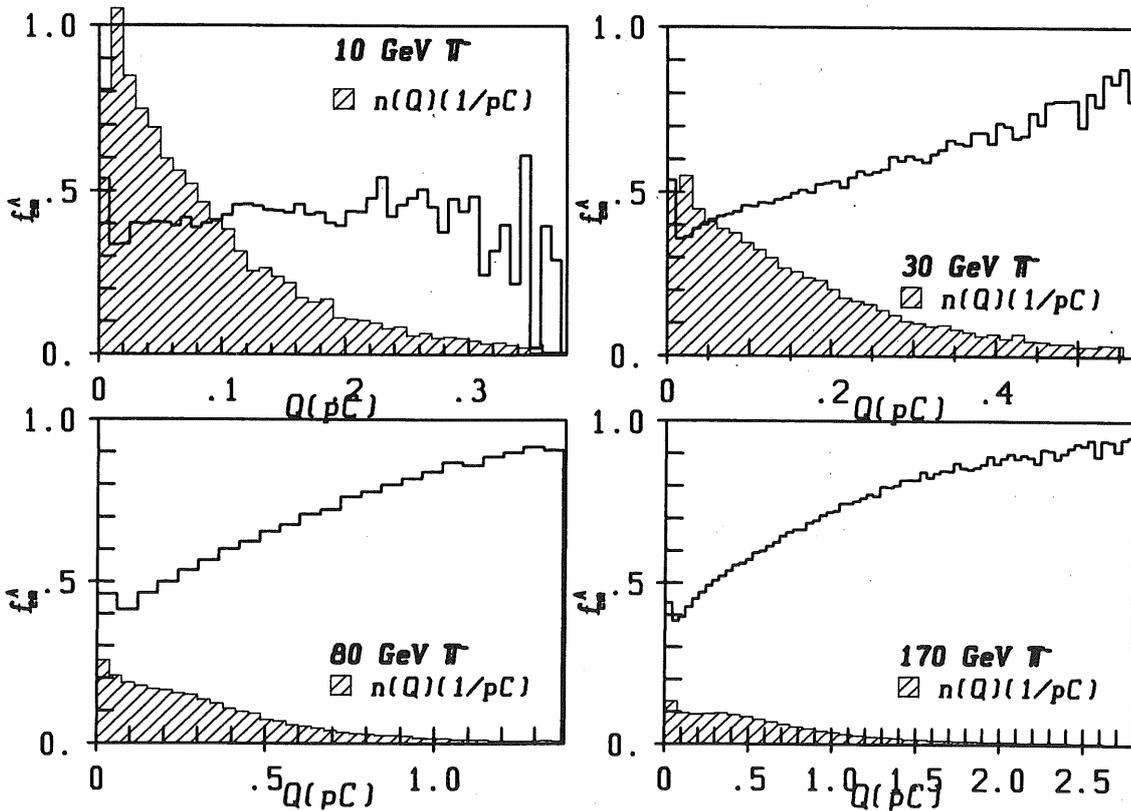


Abb. 3.24 Mittlerer elektromagnetischer Energieanteil $f_{em}^A(Q)$ im zentralen hadronischen Kalorimeter. $n(Q)$ (schraffiert) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Ladung Q in einer

zu berechnen. Q' ist die kompensierte Ladung, der mit einem Konversionsfaktor C ein Energieäquivalent zugeordnet werden kann.

$$E(Q) = CQ' = Ca'(Q)Q = a(Q)Q \quad (3.22)$$

Der Zusammenhang zwischen Q und $E(Q)$ wird mit einer Funktion hergestellt, die in dieser Analyse auch Kompensationsfunktion genannt wird.

Approximative Methode zur Bestimmung der Kompensationsfunktion $E(Q)$

Der funktionale Zusammenhang $f_{em}^A(Q)$ oder $a(Q)$ ist nur in der MC-Simulation bekannt. In folgendem wird eine approximative Methode aufgezeigt, mit der die Kompensationsfunktion aus den Ladungsdepositionen der hadronischen Kaskade im Testkalorimeter ohne Kenntnis von f_{em}^A oder $a(Q)$ bestimmt werden kann. Somit ist diese Methode universell sowohl für die gemessenen als auch für die simulierten Daten verwendbar. Von der Kompensationsfunktion $E(Q)$ werden folgende Eigenschaften verlangt:

- Kompensation der hadronischen Kaskade,
- einfacher Ansatz von $E(Q)$.

Nach (3.22) lautet die Beziehung zwischen einer gemessenen Ladung Q_i und der Energie E_i in der Auslesezone i :

$$E_i = Ca'(Q)Q_i = a(Q)Q_i,$$

und in linearer Näherung zwischen Q_i und E_i folgt dann:

$$E_i = a^j Q_i, \quad (3.23)$$

mit j aus: $(j-1) \cdot \Delta Q_i \leq Q_i < j \cdot \Delta Q_i$. Der Zusammenhang von Q_i und E_i wurde in obiger Gleichung linearisiert, indem der gesamte zu messende Bereich von Q in gleichbreite Bereiche $\Delta Q (j = 1, \dots, 40)$ unterteilt worden ist. In diesen Bereichen gilt dann ein linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Ladung Q_i und der zugehörigen Energie E_i . In (3.23) wurde noch nicht berücksichtigt, daß das gesamte Testkalorimeter aus 3 Einzelkalorimetern besteht. Die Gesamtenergie einer hadronischen Kaskade k im Testkalorimeter ist deshalb gegeben durch:

$$E_k = \sum_{i=1}^{N_{EM}} a_{EM}^j Q_i + \sum_{i=1}^{N_{HAD1}} a_{HAD1}^j Q_i + a_{HAD2} \cdot \sum_{i=1}^{N_{HAD2}} Q_i. \quad (3.24)$$

Mit der Forderung⁵⁾

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N_{Kask.}} \left(\frac{E_k - E_s}{\sigma_h} \right)^2 = \min. \quad (3.25)$$

⁵⁾ σ_h wurde nach Gleichung (3.11) errechnet

können die Koeffizienten a_{EM}^j für das elektromagnetische, a_{HAD1}^j für das zentrale hadronische, und a_{HAD2} für das hadronische Endkalorimeter berechnet werden. σ ist die Breite des hadronischen Signalspektrums bei der Strahlenergie E_s .

Abb. 3.25 bis Abb. 3.28 zeigen die nach (3.25) bestimmten Koeffizienten für verschiedene Strahlenergien. Die dargestellten Fehler sind nur die Diagonalfehler der Koeffizienten. Ebenfalls ist die Wahrscheinlichkeitsdichte $n(Q)$ eingezeichnet, eine Ladung Q in einer Auslesezone zu messen. $n(Q)$ ist in allen gezeigten Verteilungen eine monoton fallende Funktion. Kleine Energiedepositionen sind in einer hadronischen Kaskade sehr wahrscheinlich. Das heißt, daß die hadronische Kaskade im allgemeinen räumlich ausgebreitete Kaskaden bildet. In manchen Fällen jedoch werden hohe Ladungsdepositionen beobachtet, die in Verbindung mit den Aussagen von Abb. 3.23 und Abb. 3.24 eine hohe Wahrscheinlichkeit besitzen, elektromagnetischen Ursprungs zu sein. Für die Koeffizienten im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter ist das erwartete Verhalten in allen simulierten und gemessenen Verteilungen zu beobachten. Bei kleinen Ladungen werden wegen $\frac{\epsilon}{\pi} > 1$ relativ hohe Werte der Koeffizienten benötigt, um ein gleiches elektromagnetisches und hadronisches Signalverhalten zu erreichen: Die hadronischen Energiedepositionen werden also angehoben. Die Koeffizienten nehmen monoton ab und erreichen vor allem bei den höchsten Energien im elektromagnetischen Kalorimeter annähernd ein Plateau; d.h. sehr hohe Ladungen werden unterdrückt. Es wird durch die in Abb. 3.25 bis Abb. 3.28 gezeigten Koeffizienten eine Kompensation zwischen elektromagnetischer Ladung und hadronischer Ladung erreicht, indem die gemessenen Ladungen entsprechend den gezeigten Werten gewichtet werden.

Dieses Verfahren wird auch π^0 -Wichtung genannt, da die elektromagnetischen Fluktuationen der hadronischen Kaskade durch eine ladungsabhängige Wichtung gedämpft werden und somit ein gleiches elektromagnetisches und hadronisches Signal im Testkalorimeter erreicht werden kann.

Im allgemeinen ist die Variation der Koeffizienten in HAD1 aus verschiedenen Gründen größer als in EM.

- Mit hoher Wahrscheinlichkeit werden in HAD1 niederenergetischere π^0 -Mesonen oder elektromagnetische Kaskaden produziert. Deren Ladungsdepositionen unterscheiden sich nicht mehr so deutlich von den rein hadronischen. Diese größere Überlappung der elektromagnetischen und hadronischen Ladungsdepositionen in einer Auslesezone führt zu einer stärkeren Variation der Koeffizienten.
- Die lateralen Ausleseflächen im hadronischen Kalorimeter ($8 \times 40 \text{ cm}^2$) sind im Vergleich zum elektromagnetischen Kalorimeter wesentlich größer. Dort werden laterale Ausleseflächen von der Größe eines Molière-Radius, also etwa einer elektromagnetischen Kaskade verwendet, die eine bessere Erkennung von Ladung elektromagnetischen Ursprungs erlauben.

Tendenziell ist die Variation der Koeffizienten in Abb. 3.25 bis Abb. 3.28 zwischen den gemessenen und simulierten Daten gleich. Doch in den Absolutwerten sind relativ große Abweichungen festzustellen: Sie beträgt bei 170 GeV Strahlenergie und großem Q ca. 12%. Im zentralen hadronischen Kalorimeter beträgt die Differenz ca. 19%.

Die Reduktion der π^0 -Fluktuationen der hadronischen Kaskade ist in Abb. 3.29 a für die MC-Simulation dargestellt, wobei in diesem Bild in a das maximale und in b das totale Signal in Korrelation mit f_{em} zu sehen ist. Die maximalen Signale zeigen noch eine Korrelation mit f_{em} , wobei aber diese Korrelation im Vergleich zu Abb. 3.22 reduziert sind. Die elektromagnetischen Kaskadenfluktuationen werden also durch (3.24) gedämpft.

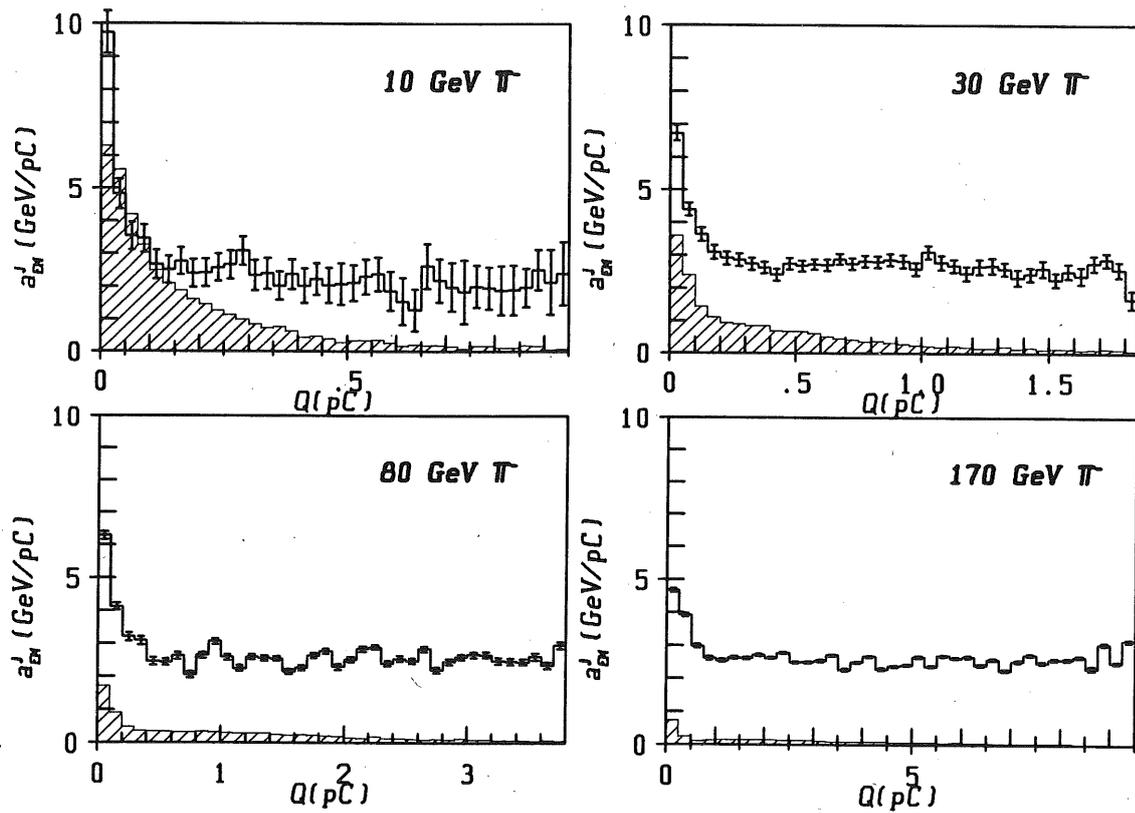


Abb. 3.25 Koeffizienten a_{EM}^j von simulierten π^- -Mesonkaskaden (GHEISHA 8). $n(Q)$ (schraffiert) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Ladung Q zu messen.

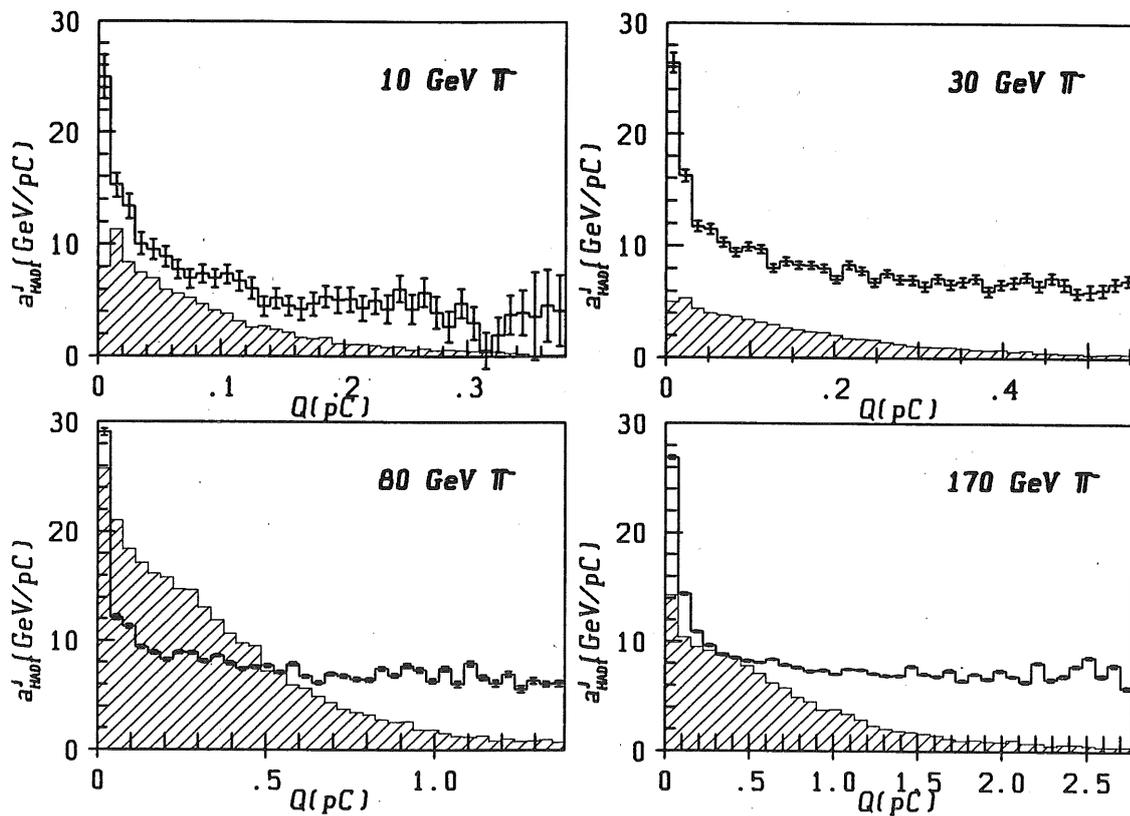


Abb. 3.26 Koeffizienten a_{HAD1}^j von simulierten π^- -Mesonkaskaden (GHEISHA 8). $n(Q)$ (schraffiert) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Ladung Q zu messen.

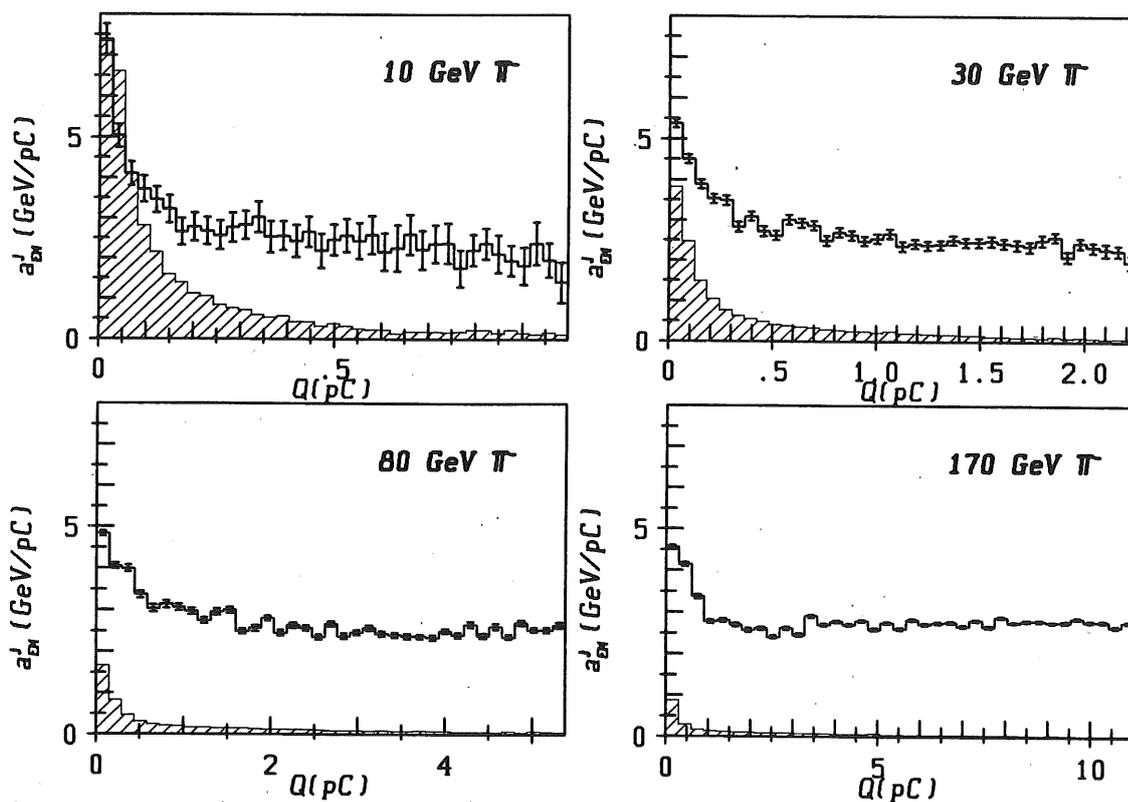


Abb. 3.27 Koeffizienten a_{EM}^j von gemessenen π -Mesonkaskaden. $n(Q)$ (schraffiert) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Ladung Q zu messen.

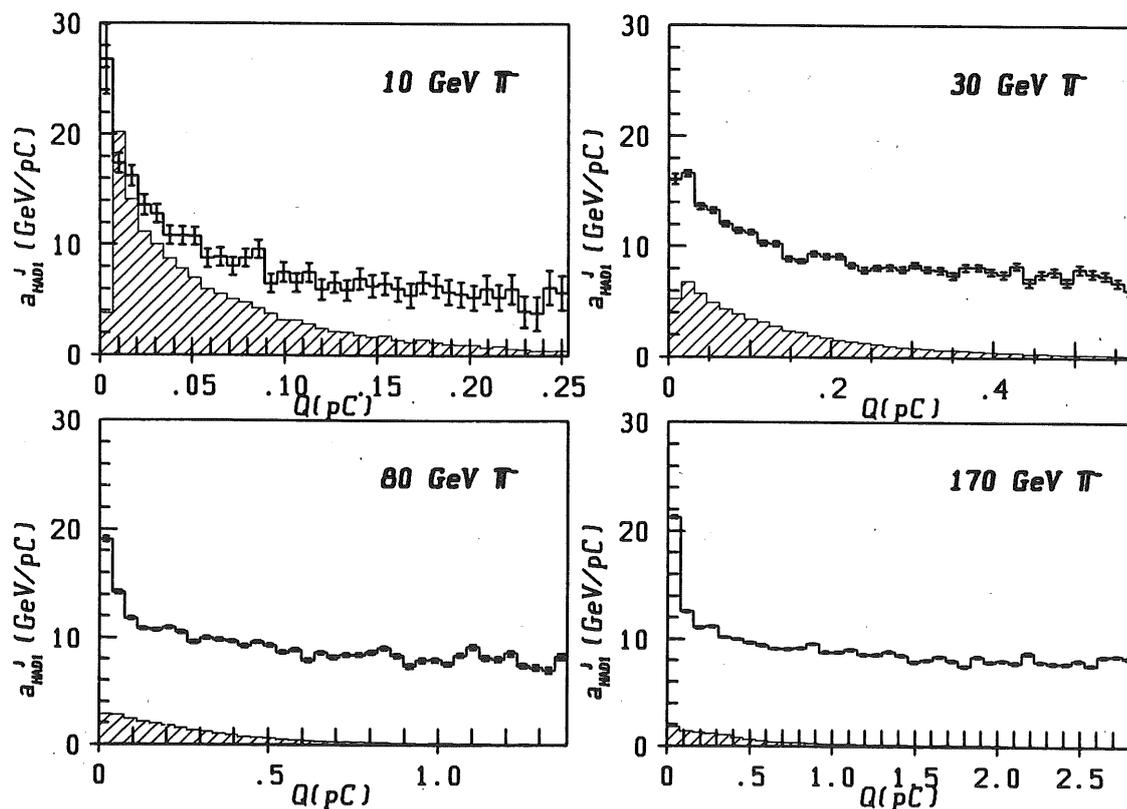


Abb. 3.28 Koeffizienten a_{HAD1}^j von gemessenen π -Mesonkaskaden. $n(Q)$ (schraffiert) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Ladung Q zu messen.

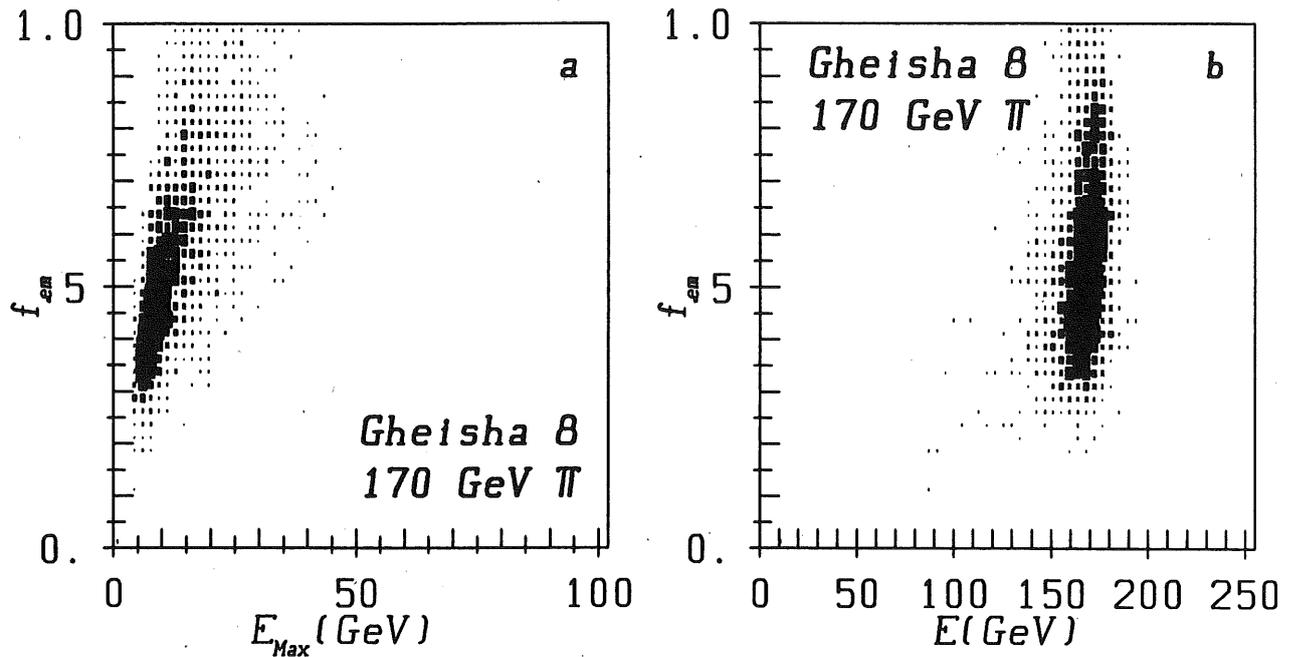


Abb. 3.29 Korrelation zwischen E_{Max} (a) bzw. E (b) und f_{em} simulierter hadronischer Kaskaden nach Anwendung von π^0 -Wichtung auf die Ladungsdepositionen in den Auslesezellen des Testkalorimeters (vgl. auch mit Abb. 3.22).

Nur noch ganz schwache Korrelationen sind zwischen E und f_{em} in Abb. 3.29 b zu beobachten.

3.4.3 Energielinearität und Energieauflösung

Die Kompensation hadronischer Kaskaden wurde durch eine ladungsabhängige Beziehung zwischen der gemessenen Ladung Q_i und der zugehörigen Energie E_i im Auslesekanal i erreicht. Diese Kompensation hadronischer Kaskaden ist in einem Kalorimeter mit hoher Granularität möglich, d.h. für eine laterale und longitudinale Segmentation des Kalorimeters, die etwa die Größe einer elektromagnetischen Kaskade erreicht. Für wesentlich größere Volumina der Auslesezellen wäre die Erkennung von sehr lokalen elektromagnetischen Subkaskaden wesentlich schwieriger und im Grenzfall des Einzellenkalorimeters eine Erkennung von Ladung elektromagnetischen Ursprungs nicht mehr möglich.

Funktionale Realisierung von $E(Q)$

Die Kompensation hadronischer Kaskaden wurde im obigen Abschnitt durch $40+40+1 = 81$ Koeffizienten erreicht. Die Variation dieser Koeffizienten ist jedoch in allen gezeigten Diagrammen ähnlich. Diese geringe Variation der Koeffizienten kann auch mit einer kleineren Anzahl von Koeffizienten oder Konstanten beschrieben werden, indem die Abhängigkeit der Koeffizienten von Q mit einer sogenannten Kompensationsfunktion $E(Q)$ beschrieben wird. Der Fit (3.25) wird in folgendem nur dazu benützt, die funktionale Form von $E(Q)$ abzuleiten. Diese funktionale Form von $E(Q)$ ist a priori nicht bekannt und wird außerdem stark vom Kalorimeteraufbau und der Segmentation des Kalorimeters abhängig sein.

Die Kompensationsfunktion $E(Q)$ wird nach folgenden Kriterien ausgewählt. Die Parameter der Funktion sollen

- weitgehend unkorreliert sein,
- mit einem einfachen numerischen Verfahren bestimmbar und
- eine einfache physikalische Bedeutung haben.

Aus (3.23) folgt: $\frac{E_i}{Q_i} = a^j(Q_i)$ Die Koeffizienten a^j beschreiben demnach $E(Q)/Q$. Für die funktionale Form von $E(Q)/Q$ wurden verschiedene Funktionen getestet:

$$\frac{E(Q)}{Q} = C_1 + C_2 Q + C_3 Q^2, \quad (3.26)$$

$$\frac{E(Q)}{Q} = \alpha(1 - \eta Q), \text{ mit } (1 - \eta Q) > \delta, \quad (3.27)$$

$$\frac{E(Q)}{Q} = C_1 + C_2 \tanh[\alpha(Q - Q_0)], \quad (3.28)$$

$$\frac{E(Q)}{Q} = C_1 \exp(-\alpha Q) + C_2, \quad (3.29)$$

$$\frac{E(Q)}{Q} = C_1 \exp(-\beta Q) + C_2 \exp(-\beta' Q) + C_3. \quad (3.30)$$

Für diese Funktionen wurden in derselben Weise wie in (3.25) die entsprechenden Parameter in einem Fit bestimmt. In Abb. 3.30 sind diese Funktionen zusammen mit den Koeffizienten a_{EM}^j und a_{HAD1}^j gezeigt. Diese Koeffizienten stellen den realen Verlauf von $E(Q)$ in Abhängigkeit der Ladung Q dar.

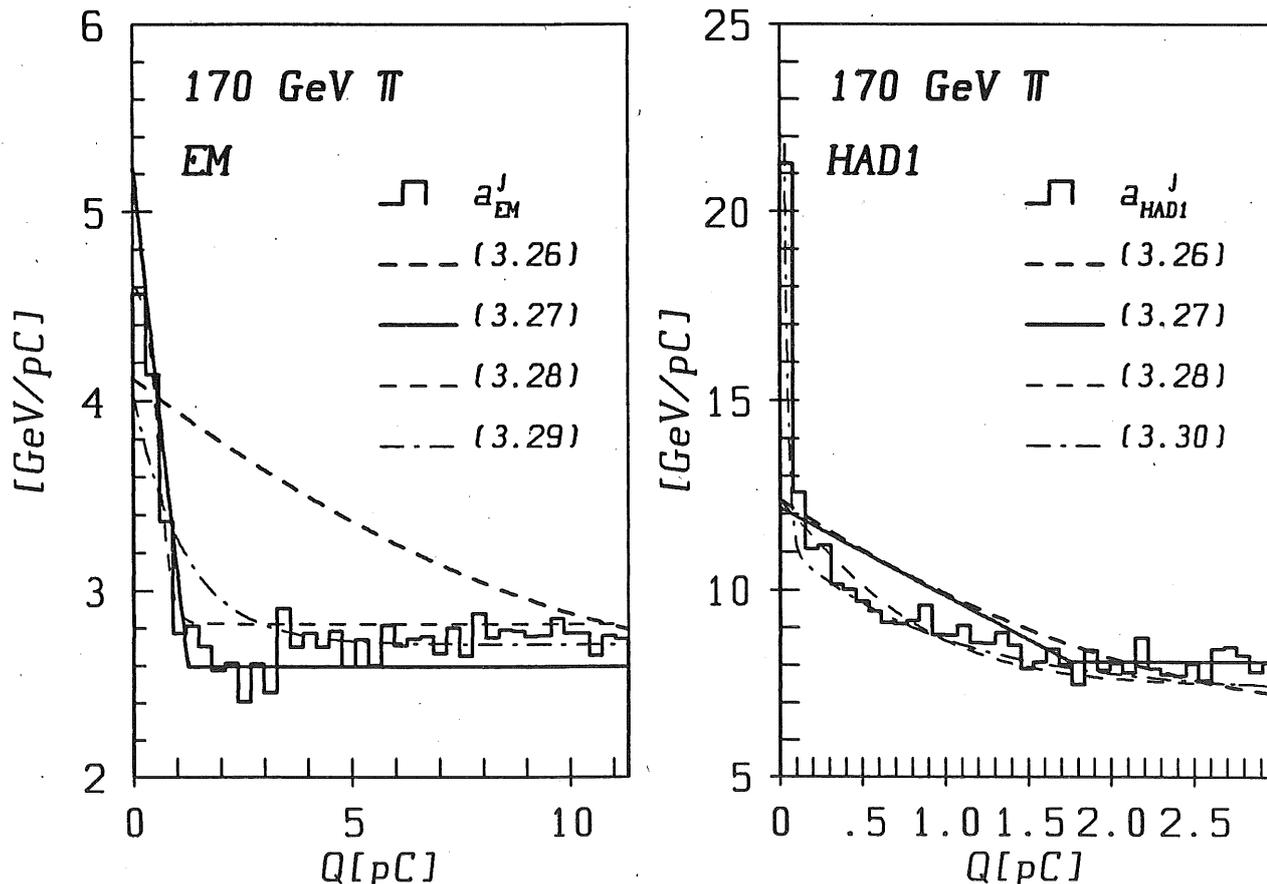


Abb. 3.30 Funktionale Abhängigkeit der verschiedenen getesteten Kompensationsfunktionen. Die Koeffizienten a_{EM}^j und a_{HAD1}^j stellen den realen Verlauf von $E(Q)/Q$ dar.

Ansatz (3.26) ist linear in allen Parametern und deshalb sehr einfach anzuwenden [13]. Diese Funktion kann aber die stufenartige Variation der Koeffizienten nicht nachvollziehen und erreicht deshalb vor allem im elektromagnetischen Kalorimeter eine nicht vollständige Beschreibung der Koeffizienten. Ansatz (3.26) ist nicht gegen hohe elektromagnetische Fluktuationen der hadronischen Kaskade stabil. Für sehr hohe Ladungen wird (3.26) nach Erreichen des Minimums wieder größer und wichtet die hohen elektromagnetischen Ladungen entgegen den $\frac{e}{\pi}$ -Anforderungen zu stark.

Der Ansatz (3.27) wurde zuerst von [19] verwendet und dann von der CDHS-Kollaboration [60–61] weiterentwickelt. η in diesem Ansatz ist positiv und unterdrückt hohe Ladungen, wobei aber diese Reduktion durch einen weiteren Parameter δ begrenzt wird. (3.27) paßt sich im elektromagnetischen Kalorimeter sehr gut der Variation von a_{EM}^j an. Im zentralen hadronischen Kalorimeter wird nur eine unzulängliche Beschreibung der Koeffizienten a_{HAD1}^j von (3.27) beobachtet. Außerdem ist (3.27) nicht analytisch und an der Stelle $\delta = 1 - \eta Q$ nicht differenzierbar.

Ansatz (3.28) paßt sich sehr gut dem Verlauf von a_{EM}^j an. Der Übergang von kleinen Ladungen nach großen Ladungen der Koeffizienten im elektromagnetischen Kalorimeter ist stufenartig und kann durch die Funktion (3.28) sehr gut realisiert werden. Im zentralen hadronischen Kalorimeter erfolgt dieser Übergang in zwei Schritten. Hier zeigt (3.28) größere Abweichungen auf.

Sehr gute Übereinstimmungen werden mit (3.29) im elektromagnetischen und (3.30) im zentralen hadronischen Kalorimeter erreicht. Die Abhängigkeit der Koeffizienten im zentralen hadronischen Kalorimeter kann im wesentlichen durch 2 Geraden beschrieben werden. Die erste Gerade beschreibt den steilen Abfall von a_{HAD1}^j bei sehr kleinem Q , während die zweite Gerade eine nur sehr kleine Steigung aufweist. Demzufolge sind zwei Exponentialfunktionen zu verwenden, um den Verlauf von a_{HAD1}^j im zentralen hadronischen Kalorimeter zu realisieren.

Bestimmung der Parameter der Kompensationsfunktion $E(Q)$

Die ausgewählten Funktionen sind in EM, HAD1 und HAD2:

$$\begin{aligned} \frac{E_{EM}(Q)}{Q} &= A_1 + A_2 \exp(-\alpha Q), \\ \frac{E_{HAD1}(Q)}{Q} &= B_1 + B_2 \exp(-\beta Q) + B_3 \exp(-\beta' Q), \\ \frac{E_{HAD2}(Q)}{Q} &= C \end{aligned} \quad (3.31)$$

wobei die Parameter in (3.31) in einer χ^2 -Anpassung an die Strahlenergie bestimmt wurden. Die Bestimmung der Parameter in (3.31) ist nur mit numerischen Näherungsverfahren möglich, da (3.31) nicht linear in α , β , und β' ist.

Aus diesem Grund werden Energieparametrisierungen für die Exponenten α , β , und β' in (3.31) verwendet. Mit diesen Parametrisierungen können dann alle anderen Parameter in (3.31) in einer einfachen Matrixinversion bestimmt werden. Dieses Vorgehen ist möglich, da Korrelationen besonders zwischen A_2 und α , bzw. B_2 und β , bzw. B_3 und β' existieren.

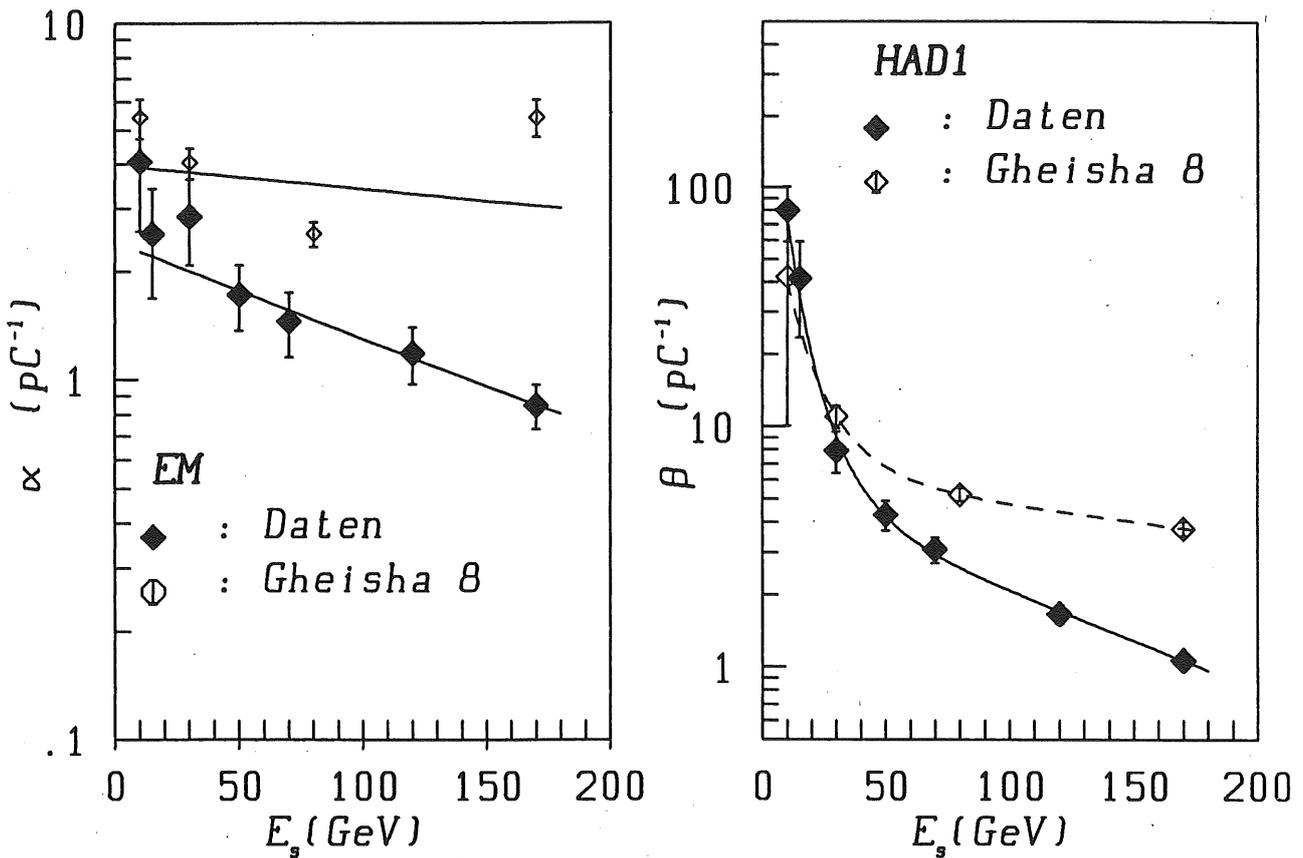


Abb. 3.31 α und β für gemessene und simulierte hadronische Kaskaden. Die Kurven stellen Parametrisierungen von α und β dar, deren explizite Formulierung in Tab. 3.13 zu finden ist.

Die Parametrisierungen für α , β , β' wurden so gewonnen, daß mit einer geringeren Zahl von Ereignissen (typischerweise 1000) und bei festen Werten von A_2 , B_2 , B_3 und C die oben genannten Exponenten für mehrere Energien abgeschätzt wurden.

In Abb. 3.31 sind die so bestimmten Exponenten α und β für die Daten und die MC-Simulation gezeigt. Im allgemeinen ist die Energieabhängigkeit von β für die Daten und die MC-Simulation größer als von α : Die Auslesezellen in HAD1 erlauben eine höhere Überlappung der rein hadronischen und elektromagnetischen Komponente der hadronischen Kaskade. Eine Erkennung der elektromagnetischen Komponente mit $E(Q)$ ist wesentlich schwieriger und verursacht größere Variationen in β . β beschreibt den in Abb. 3.30 gezeigten flachen Abfall der Koeffizienten a_{HAD1}^j . Dieser Abfall ist nach Abb. 3.31 stark energieabhängig, während die steile Komponente der Koeffizienten a_{HAD1}^j in den gemessenen und simulierten Kaskaden nahezu energieunabhängig ist. In den gemessenen (simulierten) Kaskaden wurde ein Wert von $\ln \beta' = 3,91(5,5 - 0,0112 \cdot E_s)[1/\text{pC}]$ verwendet.

3.4.3.1 Energieauflösung von kompensierten hadronischen Kaskaden

Mit den Parametrisierungen von α , β , und β' wurden die Kalibrationskonstanten A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , B_3 und C mit allen Ereignissen und bei jeder gemessenen und simulierten Energie bestimmt. In Abb. 3.32 ist σ/\sqrt{E} als Funktion der Strahlenergie E_s für die gemessenen und simulierten Kaskaden aufgetragen. Die Parametrisierung der hadronischen Energieauflösung nach

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$$

liefert die in Tab. 3.12 dargestellten Werte für die hadronische Energieauflösung. Unterschiede zwischen den gemessenen und simulierten Kaskaden werden sowohl in A als auch B festgestellt.

A ist für die simulierten Kaskaden wesentlich kleiner als in den gemessenen Kaskaden. Der Unterschied beträgt $-0,103\text{GeV}^{1/2}$. Insgesamt sind also in den simulierten Kaskaden die Samplingfluktuationen und intrinsischen Fluktuationen wesentlich kleiner als in den gemessenen Kaskaden. Die Diskrepanz in B beträgt $+0,022$.

3.4.3.2 Energielinearität und Energieauflösung unter einer vollständigen kalorimetrischen Energierekonstruktion

Die Aufgabe zur Optimierung der hadronischen Energieauflösung und Energielinearität ist noch komplexer als bisher geschildert wurde. Wie z.B. Abb. 3.31 zeigt, ist α abhängig von der Strahlenergie des einfallenden Teilchens. Bisher wurde die Strahlenergie dieses Teilchens verwendet, um den genauen Wert von z.B. α zu berechnen. Da die Energie des Teilchens in einem realistischen Experiment nicht bekannt ist, hat ein Algorithmus zur Optimierung der hadronischen Energieauflösung und Energielinearität den Wert von z.B. α allein aus den Ladungsdepositionen der hadronischen Kaskade im Kalorimeter zu berechnen.

Das in dieser Analyse angewandte Verfahren zur Berechnung der Konstanten A_1 , A_2 , α , B_1 , B_2 , B_3 , β , und β' , aus den Ladungsdepositionen der hadronischen Kaskade im Kalorimeter arbeitete iterativ: Zunächst wurde das Gesamtsignal Q_{Tot} der Kaskaden mit energieunabhängigen Konstanten abgeschätzt. Mit Q_{Tot} sind dann die Werte der Kalibrationskonstanten gemäß einer Energieparametrisierung zu berechnen. Die Anwendung dieser so erhaltenen Konstanten auf die gleichen Ladungsdepositionen der Kaskade im Kalorimeter ergibt eine bessere Abschätzung der Kaskadenenergie, die dann wieder für eine neue Berechnung der Kalibrationskonstanten und Kaskadenenergie verwendet werden kann. Dieser letzte Schritt in diesem Algorithmus wurde nun so oft wiederholt, bis sich die neu abgeschätzte Energie nur noch um 1% änderte.

Das Gesamtsignal Q_{Tot} einer Kaskade ist

$$Q_{Tot} = \langle C_{EM}^h \rangle Q_{EM} + \langle C_{HAD1}^h \rangle Q_{HAD1} + \langle C_{HAD2}^h \rangle Q_{HAD2}, \quad (3.32)$$

wobei $\langle C_{EM}^h \rangle$, $\langle C_{HAD1}^h \rangle$, und $\langle C_{HAD2}^h \rangle$ die Mittelwerte von Abb. 3.19 sind.
Parametrisierung der Kalibrationskonstanten

	A_1 [GeV/pC]	A_2 [GeV/pC]	$\ln \alpha$ [1/pC]
Daten	$2,26 + 0,00276 \cdot E$	2,20	$0,875 - 0,0061 \cdot E$
MC	2,64	2,63	$1,39 - 0,0016 \cdot E$

Tab. 3.13 a Parametrisierungen von A_1 , A_1 , und α in EM.

	B_1 [GeV/pC]	B_2 [GeV/pC]	B_3 [GeV/pC]	$\ln \beta'$ [pC ⁻¹]	$\ln \beta$ [pC ⁻¹]
Daten	7,70	4,60	20,0	3,91	$5,00 \cdot e^{-0,059 \cdot E} - 0,0094 \cdot E + 1,65$
MC	6,83	7,90	60,0	$5,50 - 0,0112E$	$3,22 \cdot e^{-0,054 \cdot E} - 0,0032 \cdot E + 1,86$

Tab. 3.13 b Parametrisierungen von B_1 , B_2 , B_3 , β , und β' in HAD1.

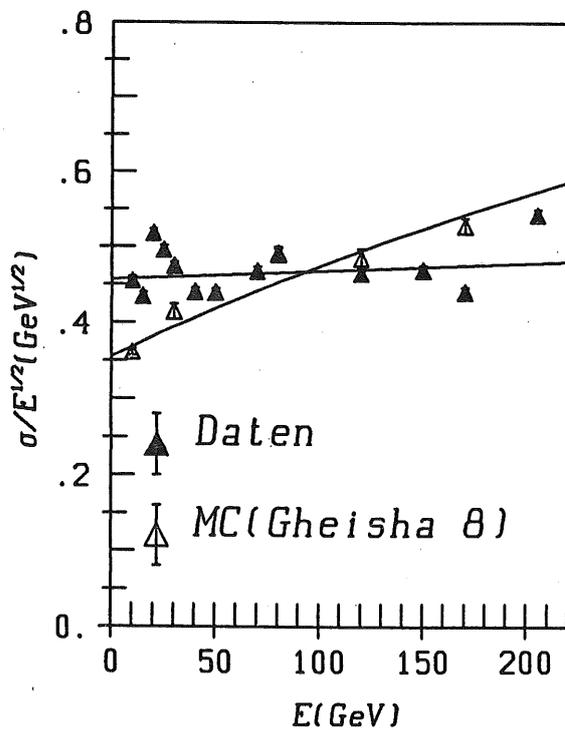


Abb. 3.32 Energieauflösung kompensierter hadronischer Kaskaden als Funktion der Strahlenergie E_s .

	A [GeV ^{1/2}]	B
Daten	$0,457 \pm 0,003$	$0,010 \pm 0,002$
Daten (*)	$0,461 \pm 0,006$	$0,015 \pm 0,002$
GHEISHA 8	$0,354 \pm 0,006$	$0,032 \pm 0,002$

Tab. 3.12 Parameterisierung der hadronischen Energieauflösung für simulierte und gemessene Kaskaden. Die Werte von A und B wurden mit der Parameterisierung $\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$ errechnet. In (*) wurde die rekonstruierte Kalorimeterenergie verwendet, um A und B zu berechnen.

Die Kalibrationskonstanten A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , B_3 und C zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Strahlenergie der einfallenden Teilchen. Um nun den Wert der Kalibrationskonstanten aus den Ladungsdepositionen der hadronischen Kaskade im Testkalorimeter berechnen zu können, sind Parametrisierungen dieser Konstanten nötig, die die Variation mit der Strahlenergie des einfallenden Teilchens angeben. Eine erste Analyse dieser Abhängigkeit zeigte jedoch, daß besonders die Konstanten A_1 und A_2 , bzw. B_1 , B_2 und B_3 noch deutliche Korrelationen aufweisen und somit nicht unabhängig voneinander sind. Um diese Korrelationen in einer Parametrisierung zu berücksichtigen, wurden die Parametrisierungen von A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , B_3 und C in drei iterativen Schritten gewonnen. Es wurden zunächst die Konstanten A_2 , B_2 auf den in Tab. 3.13 gezeigten Wert festgesetzt und die verbleibenden Konstanten A_1 , B_1 und B_3 bei verschiedenen Strahlenergien

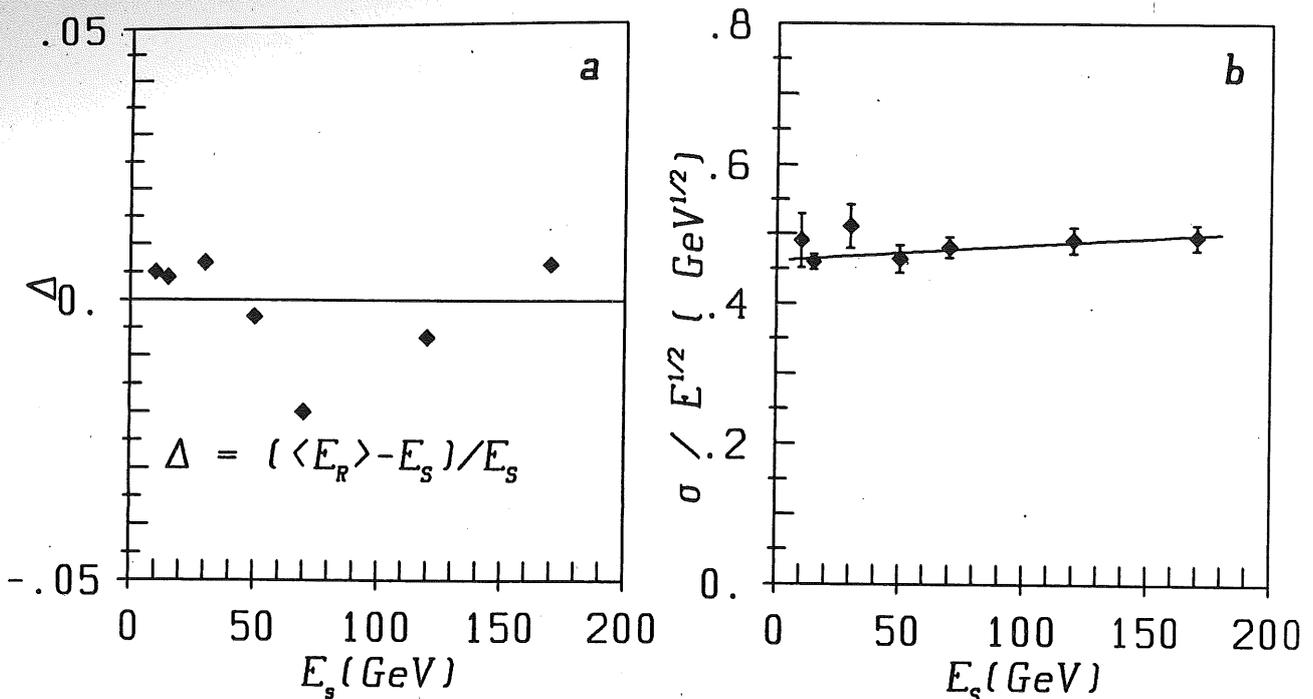


Abb. 3.33 a Relative Abweichung der Kalorimeterenergie $\langle E_R \rangle$ von der Strahlenergie. Abb. 3.33 b zeigt die Energieauflösung für gemessene hadronische Kaskaden. In der Berechnung von E_R und σ wurden nur die Ladungsdepositionen der hadronischen Kaskade im Kalorimeter verwendet.

berechnet und parametrisiert. Im letzten Schritt des Verfahrens wurden dann die Parametrisierungen von A_1 , B_1 und B_3 verwendet und A_2 , B_2 erneut bei den verschiedenen Strahlenergien bestimmt. Dieses Verfahren garantierte, daß die Fluktuationen der Parameter bedingt durch vorhandene Korrelationen minimiert wurden. Die verbleibende Energievariation von A_2 und B_2 ist gering; zur Parametrisierung von A_2 und B_2 wurden die Mittelwerte der verschiedenen Energiepunkte verwendet (siehe Tab. 3.13).

Linearität und Energieauflösung mit rekonstruierter Kalorimeterenergie

Mit der in Tab. 3.13 gezeigten Parametrisierung der Kalibrationskonstanten für die hadronischen Kaskaden ist nun die Energie eines Teilchens allein aus der Kalorimeterinformation zu berechnen, ohne die Strahlenergie des Teilchens zu verwenden. Diese so berechnete Energie wird in folgendem rekonstruierte Kalorimeterenergie genannt.

In Abb. 3.33 a ist die relative Abweichung der rekonstruierten Kalorimeterenergie von der Strahlenergie gezeigt. In fast allen Punkten sind die Abweichungen von der nominellen Strahlenergie kleiner als 1%. Die Verwendung der rekonstruierten Kalorimeterenergie führt zu einer etwas größeren hadronischen Energieauflösung (Abb. 3.33 b). In Tab. 3.12 sind die Werte der parametrisierten Energieauflösung A und B gezeigt. Im Vergleich zu den optimalen Werten in Tab. 3.12 ist nur eine signifikante Änderung in B um $\Delta B = +0,005$ festzustellen.

4. Messung von Jets im Flüssig-Argon-Kalorimeter

4.1 Motivation

In der tief inelastischen Streuung von Elektronen an Protonen werden Teilchenbündel oder Jets erzeugt. Im Partonmodell [9] streut ein Konstituent ('Parton') des Protons am Elektron und fragmentiert in hadronische Teilchen (einen 'Jet'). Die Teilchen im Jet sind stark um die Achse des Jets gebündelt. Dies führt dazu, daß deren Kaskaden in einem Kalorimeter stark überlappen.

Durch die Überlappung der Kaskaden werden die Ladungsdichten in einer Auslesezone gegenüber π^\pm -Mesonen verändert. Somit sind die im vorherigen Kapitel für π^\pm -Mesonen gewonnenen Kalibrationskonstanten $\alpha, \beta, \beta', A_1, A_2, B_1, B_2$, und B_3 nicht direkt für eine genaue Berechnung der Energie des Jets zu verwenden. In [62] wurde gezeigt, daß die Anwendung dieser Konstanten auf eine Jetkaskade zu einer erheblich falschen Abschätzung der Energie von Jets führt.

Es sind aus diesem Grund Methoden zu entwickeln, mit denen eine genaue Bestimmung der Kalibrationskonstanten für Jets und somit eine präzise Bestimmung der Jetenergie durchgeführt werden kann. Zwei dieser Methoden werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.2 Modelle zur Energiebestimmung von Jets

Um die Kalibrationskonstanten für Jets in einem Teststrahlexperiment zu ermitteln, ist zunächst in einer inelastischen Wechselwirkung des einlaufenden Teilchens mit einem Target ein Jet zu erzeugen. Für detaillierte Aussagen über die Kalibrationskonstanten von Jets ist die Kenntnis der in dieser Wechselwirkung erzeugten Teilchen und deren Impulse nötig. Diese sind im allgemeinen nicht bekannt. Außerdem erfordert die kalorimetrische Messung von Jets eine große laterale Akzeptanz des Testkalorimeters. Eine solche Anforderung kann in einem Teststrahlexperiment nur mit großem Aufwand erfüllt werden.

In folgendem werden zwei Möglichkeiten diskutiert, die Kalibrationskonstanten für Jets zu bestimmen.

Simulation von Jets mit einem MC-Programm

Detaillierte Untersuchungen sind mit MC-Programmen möglich. Dabei ist es wesentlich, daß komplizierte geometrische Strukturen in allen Details in ein solches Programm eingebaut werden können. Das Programm GEANT 3 [42] bewältigt eine solche Aufgabe mit einer sehr modularen und übersichtlichen Programmstruktur. Die größten Probleme bei einer kalorimetrischen Simulation von Jets liegen in der Simulation der hadronischen Kaskaden. Es wurde bereits gezeigt, daß das MC-Programm GHEISHA 8 in der Lage ist, wichtige kalorimetrische Größen wie z.B. die totale Pulshöhe von π^\pm -Mesonen auf 10% und das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis im Testkalorimeter auf etwa 10 % genau zu simulieren. Diese Präzision reicht jedoch nicht aus, um die Anforderungen des H1-Detektors zu erfüllen. Für diesen Detektor wird eine Genauigkeit der Energiebestimmung von $< 2\%$ gefordert.

Somit kann die augenblickliche Version von GHEISHA 8 nicht für eine exakte Bestimmung der Kalibrationskonstanten von Jets verwendet werden.

Simulation von Jets mit Einteilchenmessungen

Alternativ zu der obigen Methode wird in der vorliegenden Analyse ein anderer Weg aufgezeigt, die präzise Bestimmung der Kalibrationskonstanten für Jets durchzuführen. Es werden Kaskaden von einzelnen Teilchen (z.B. π^\pm -Mesonen, γ) zu einem Jet überlagert. Es werden keine Parametrisierungen vorgenommen, sondern direkt die einzelnen Ladungsdepositionen in einer Auslesezone einer Kaskade verwendet. Somit werden auch die typischen Fluktuationen von Teilchenkaskaden im Kalorimeter exakt verwendet. Der durch Superposition von Einteilchenmessungen erzeugte Jet gibt aus diesem Grund am besten die Ladungsdepositionen eines Jets im Kalorimeter wieder.

4.3 Erzeugung von Jets

4.3.1 u-Quark Jets

Im Partonmodell streut das punktförmige Elektron an einem Konstituenten des Protons, z.B. an einem u-Quark. Das gestreute u-Quark aus dem Proton ist nicht farbneutral und fühlt deshalb die starke 'confinement'-Kraft. Es fragmentiert in hadronische farbneutrale Teilchen (einen Jet).

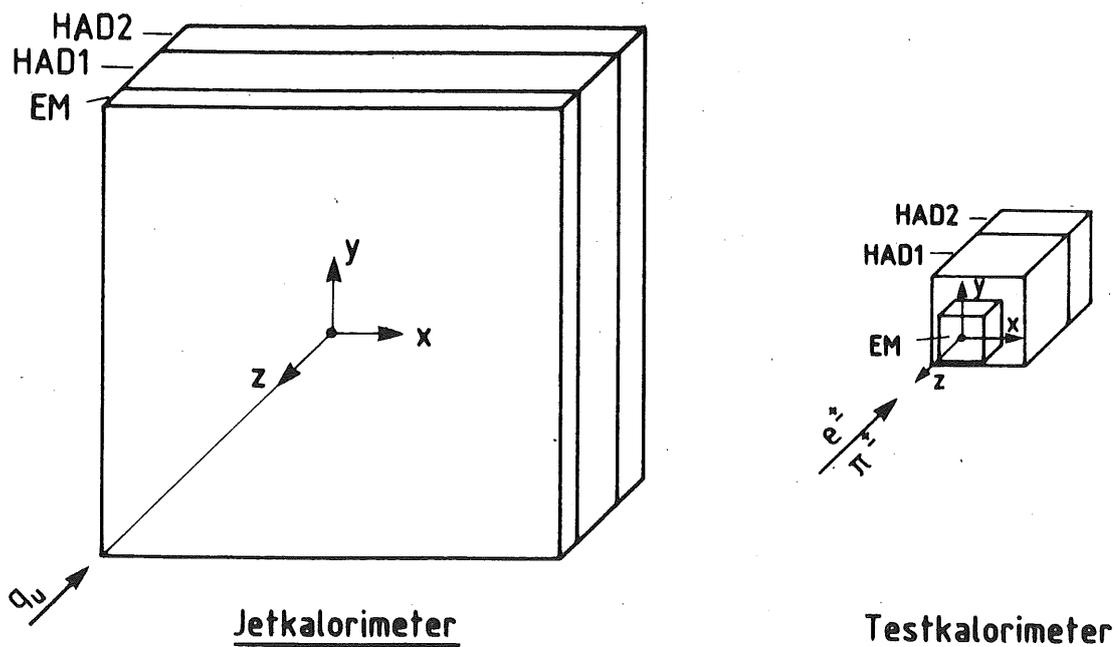


Abb. 4.1 Kalorimeter in perspektivischer Ansicht

Um die Eigenschaften von Jets in hadronischen Kalorimetern zu untersuchen, werden u-Quarks im Energiebereich von 20GeV bis 250GeV analysiert. Der Wechselwirkungspunkt befindet sich in einem Abstand von $2m$ vor dem angenommenen Kalorimeter (siehe Abb. 4.1). Die Fragmentation und die anschließende Hadronisation des u-Quarks wird mit dem Modell der unabhängigen Fragmentation (IF) durchgeführt.

Verschiedene MC-Generatoren stehen zur Verfügung, die Fragmentation und die Hadronisation von Quarks zu simulieren. In dieser Analyse wurde das Programm JETSET 6.3 [63] von der Universität Lund verwendet. Es wurde bereits in vielen e^+e^- -Experimenten mit den entsprechenden Messungen [64–65] verglichen und ist in der Lage, physikalische Phänomene in der Fragmentation und Hadronisation des Quarks zu beschreiben.

In Tab. 4.1 ist die Anzahl der generierten u-Quarks Jets gezeigt. Die Reduktion der analysierten Jets ergibt sich durch einen Kalorimeterschnitt, der später noch genauer diskutiert wird.

Energie [GeV]	Anzahl ohne Schnitt	Anzahl mit Schnitt	Reduktion [%]
20	5000	4960	0,8
40	10000	9809	1,2
60	10000	9563	4,3
100	10000	9154	8,5
150	10000	8665	13,4
250	8000	5713	28,6

Tab. 4.1 Anzahl der generierten u-Quark Jets.

4.3.2 Fragmentation der Quarks

Die Simulation der Fragmentation eines u-Quarks q_u und die anschließende Hadronisierung [66] wird iterativ behandelt. In den phänomenologischen Modellen wird so vorgegangen, daß entlang u-Quarks q_u Quark-Antiquark-Paare $q\bar{q}$ aus dem Vakuum in einem gewissen Abstand zueinander erzeugt werden. Der Abstand der beiden Quarks wird dazu verwendet, die transversale Masse m_t von Teilchen zu generieren. Die Wahrscheinlichkeit, daß m_t generiert wird, ist gegeben durch

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

$\kappa = 0,2\text{GeV}^2$ ist eine phänomenologische Konstante in diesem Modell [66]. Das Antiquark \bar{q} bildet in dem hier vereinfachten Prozeß mit q_u ein farbneutrales Meson der Masse m und dem Transversalimpuls p_t . p_t und p_l ist der Transversalimpuls bzw. Longitudinalimpuls

bezüglich der Richtung des fragmentierenden Quarks. $E + P_l$ dieses Mesons ist durch die Größe z bestimmt:

$$z = \frac{(E + P_l)_{\text{Meson}}}{(E + P_l)_{\text{Quark}}}.$$

Die Verteilung in z erfolgt gemäß der empirischen Fragmentationsfunktion $f(z)$ [67]. Die Fragmentationsfunktion $f(z)$ bestimmt das Impulsspektrum der erzeugten hadronischen Teilchen und hat die Form:

$$f(z) = \frac{1}{z}(1-z)^a \exp \frac{-bm_t^2}{z}. \quad (4.1)$$

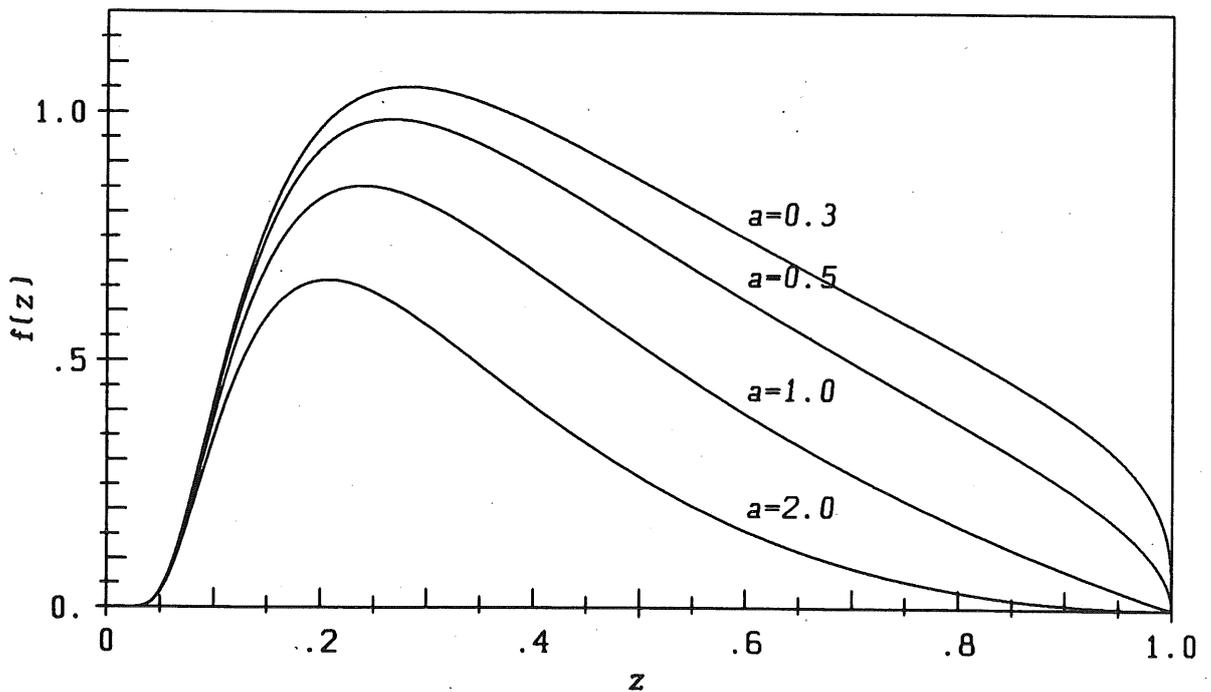


Abb. 4.2 Die Fragmentationsfunktion $f(z)$ für verschiedene Parameter a . In dieser Abbildung ist $b = 0,9\text{GeV}^{-2}$ und $m_t = 0,35\text{GeV}$.

a beschreibt das Verhalten von $f(z)$ in der Umgebung von $z \sim 1$ und beeinflusst somit das generierte Impulsspektrum der Hadronen. In Abb. 4.2 ist $f(z)$ für verschiedene Werte von a gezeigt. Für große Werte von a wird das Spektrum der Sekundärteilchen weicher. Für $a(b)$ wurden Werte von $a = 0,5$ ($b = 0,9\text{GeV}^{-2}$) verwendet [68].

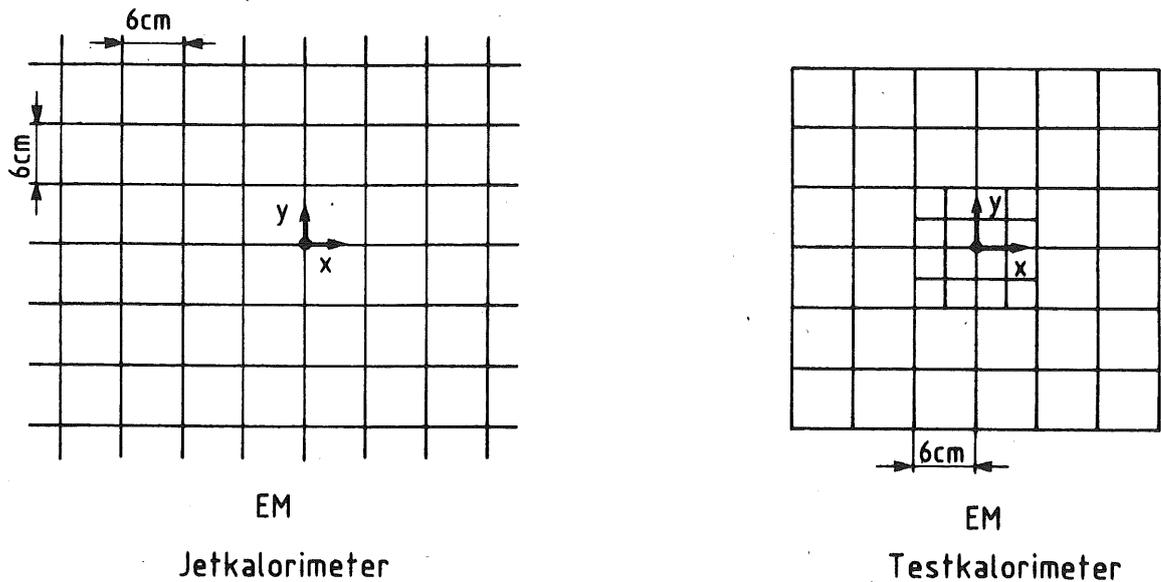


Abb. 4.4 Laterale Segmentation der Auslesezellen im EM

im zentralen hadronischen und hadronischen Endkalorimeter ist in beiden Kalorimetern gleich.

Die Verwendung von gemessenen Einteilchenkaskaden zur kalorimetrischen Untersuchung von Jeteigenschaften ist unter Berücksichtigung von 2 grundsätzlichen Gesichtspunkten möglich.

- Die Energie und Masse des Teilchens im Jet ist identisch mit dem verwendeten Teilchen.
- Sämtliche Teilchen im Jet werden im Testkalorimeter unter dem richtigen Auftreffwinkel gemessen.

Diese Punkte sind unter realistischen experimentellen Bedingungen nicht zu erfüllen. Die oben genannten Punkte verlangen, daß sämtliche vorkommenden Winkel und Energien gemessen werden. Da dies nicht der Fall ist, wurde eine Methode entwickelt, von den Messungen bei einem festen Winkel und einer bestimmten Energie auf die gewünschten Winkel und Energien zu schließen. Diese Modellvorstellung beinhaltet, daß

- (1) die Energie eines Jetteilchens durch Skalierung der gemessenen Pulshöhe einer Einteilchenkaskade approximiert wird, und
- (2) die unter senkrechtem Einfall gemessenen Einteilchenkaskaden gemäß dem Winkel eines Jetteilchens rotiert werden (Abb. 4.3).

4.4.1 Ermittlung der Pulshöhen

Elektromagnetische Teilchen können sehr genau mit dem MC-Programm EGS IV simuliert werden. Dies hat ein Vergleich von Daten mit MC-simulierten Ereignissen bei verschiedenen Energien bestätigt. Deshalb konnten für die elektromagnetischen Teilchen des Jets direkt die Simulationsergebnisse verwendet werden.

Da die Energien der hadronischen Teilchen im Jet alle Werte zwischen 0 und der Maximalenergie des u-Quarks annehmen können, ist die korrekte Pulshöhe eines hadronischen Jetteilchens durch Skalieren der gemessenen Pulshöhe zu finden.

Die Abb. 3.15 zeigt die Abhängigkeit der Pulshöhe vom Strahlimpuls der einfallenden π^\pm -Mesonen. Die mittlere Pulshöhe der gemessenen π^\pm -Kaskaden kann mit der gezeigten Funktion sehr genau parametrisiert werden. In der Analyse wurde nun so verfahren, daß gemäß der Parametrisierung von Ph mit einem Faktor zwischen der gemessenen und geforderten Pulshöhe skaliert wurde.

4.4.2 Rotation der Einteilchenkaskaden

Für die Untersuchungen der Eigenschaften von Jets werden Einteilchenkaskaden verwendet, die unter senkrechtem Einfall auf das Testkalorimeter gemessen wurden. Um einen Auftreffwinkel α für ein Jetteilchen zu simulieren, wurde ein Algorithmus entwickelt, der die Kaskaden von einzelnen Teilchen um diesen Winkel rotierte. Der Rotationsalgorithmus rotiert im wesentlichen den Mittelpunkt der Auslesezone i des Testkalorimeters mit der Ladung Q_i entsprechend den Winkeln eines Jetteilchens. Danach wird die gesamte Ladung Q_i am Ort im Jetkalorimeter abgelegt.

Die Resultate zur Rotation hadronischer Kaskaden überprüft und iterativ verbessert. Zunächst wurden π^- -Mesonen unter senkrechtem Winkel im Testkalorimeter mit dem MC-Programm GHEISHA 8 simuliert und mit dem Rotationsalgorithmus um einen Winkel α in das Jetkalorimeter rotiert. Danach wurden π^- -Mesonen unter den gleichen Bedingungen im Jetkalorimeter simuliert. Abb. 4.5 und Abb. 4.6 zeigen das Ergebnis dieser Untersuchung mit einem bereits optimierten Algorithmus. Die Ergebnisse des Rotationsalgorithmus werden in Abb. 4.5 und Abb. 4.6 mit 'Modellrotation' bezeichnet.

Lineare Kalibrationskonstanten

In Abb. 4.5 a sind die nach (3.9) bestimmten Kalibrationskonstanten in Abhängigkeit des Drehwinkels α gezeigt. Die Kalibrationskonstante im elektromagnetischen Kalorimeter zeigt nur eine geringe Variation mit dem Rotationswinkel α . Erst bei etwa $\alpha > 40^\circ$ werden durch laterale Energieverluste der Einteilchenkaskade im Jetkalorimeter deutliche Abweichungen beobachtet. Diese Abweichungen sind im Bereich $\alpha < 40^\circ$ kleiner als der Fehler dieser Konstanten. C_{HAD1} zeigt etwa das gleiche Verhalten wie C_{EM} . Die Kalibrationskonstante C_{HAD2} im hadronischen Endkalorimeter weicht wegen lateralen Energieverlusten der hadronischen Kaskade schon bei etwa $\alpha = 30^\circ$ von dem konstanten Verhalten ab. Diese Variation von C_{HAD2} wird jedoch bis zu Winkeln von $\alpha \simeq 40^\circ$ ausreichend gut simuliert. Die maximalen Abweichungen in den Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen und zentralen hadronischen Kalorimeter betragen für $\alpha \leq 35^\circ$ 2%, während die Abweichungen im hadronischen Endkalorimeter in manchen Fällen bis auf 2,5 % ansteigen.

Hadronische Energieauflösung

Die Energieauflösung von π^- -Mesonen im hadronischen Kalorimeter ist vor allem durch die Samplingfluktuation und intrinsische Fluktuation der hadronischen Kaskade gegeben.

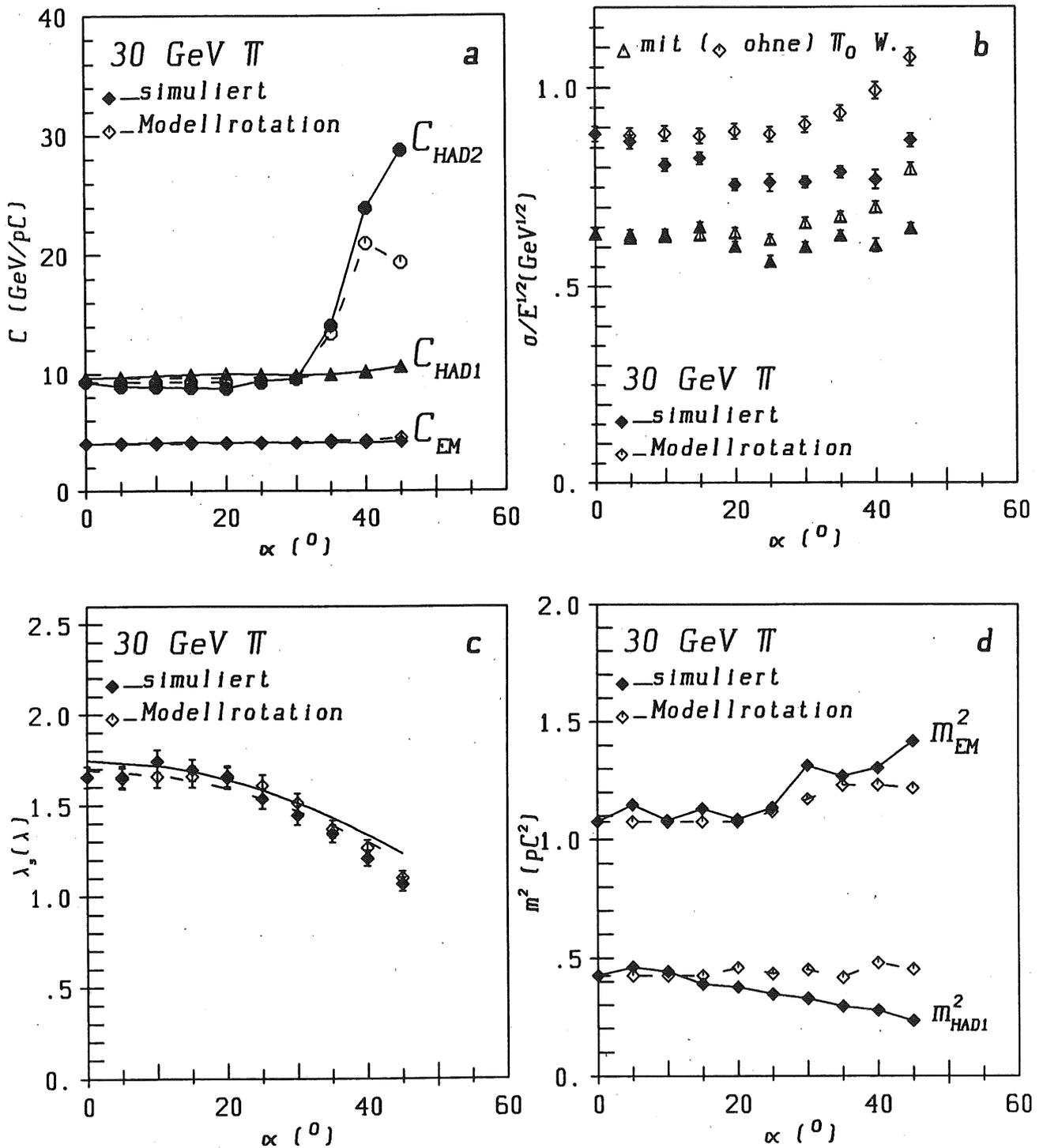


Abb. 4.5 Ergebnisse der Rotation hadronischer Einteilchenkaskaden bei 30 GeV. Es werden die unter einem bestimmten Winkel α simulierten π^- -Mesonen mit den Ergebnissen des Rotationsalgorithmus (Modellrotation) verglichen. Gezeigt sind (a) die Kalibrationskonstanten für die entsprechenden Teilkalorimeter, (b) die Energieauflösung, (c) die Verkürzung des senkrechten Kaskadenschwerpunkts λ_s und (d) die Ladungsfluktuationen m_{EM}^2 und m_{HAD1}^2 als Funktion des Winkels α .

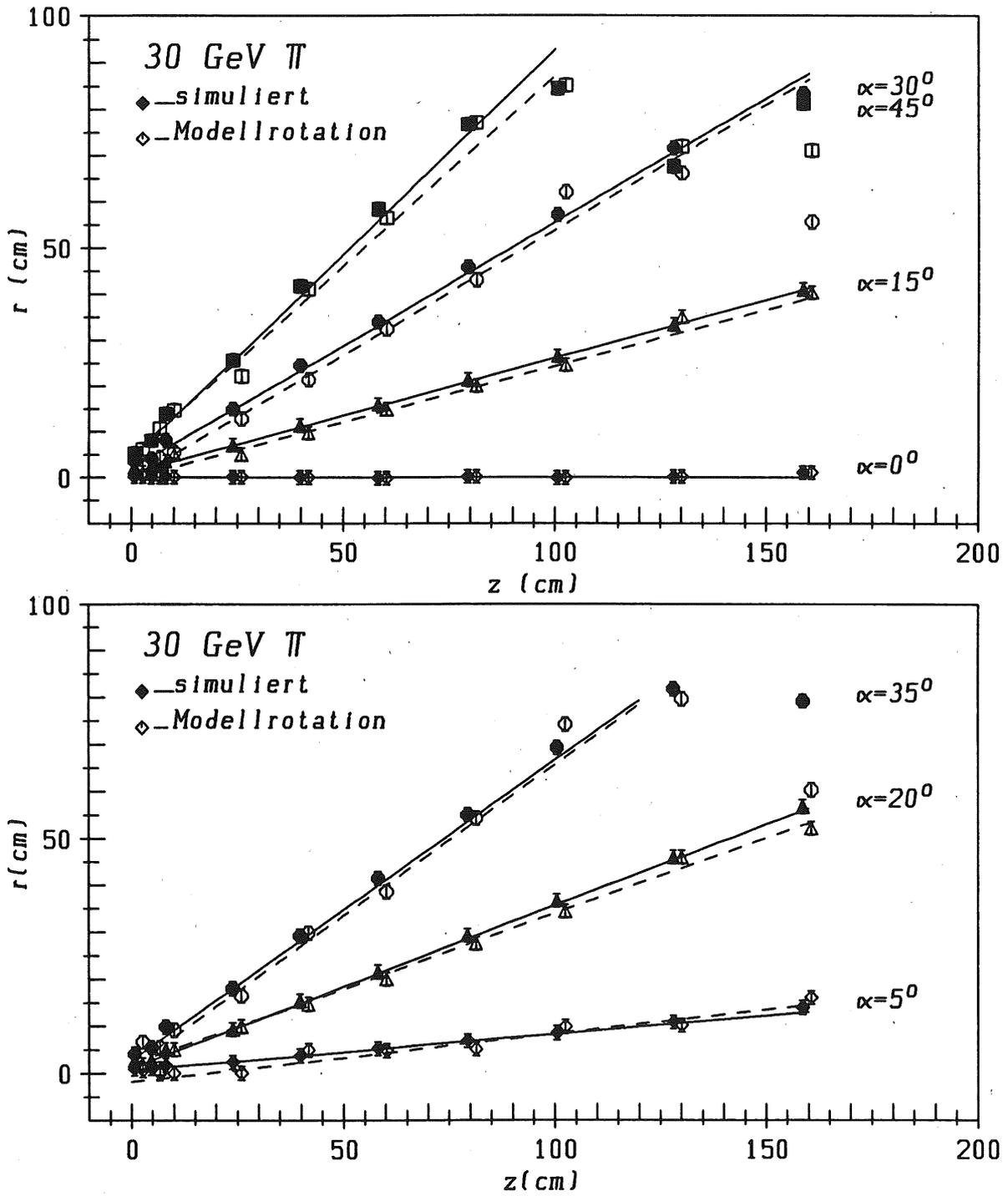


Abb. 4.6 Ergebnisse der Rotation hadronischer Einteilchenkaskaden bei $E_{\pi^-} = 30\text{GeV}$. Gezeigt ist der mittlere laterale Abstand r der Energiedepositionen in einer longitudinalen Sektion des Jetkalorimeters für verschiedene Rotationswinkel α . z ist die senkrechte Tiefe des Kalorimeters und r der laterale Abstand von der Kalorimeterachse. Die ebenfalls eingezeichneten Geraden sind Funktionsanpassungen an die verschiedenen r -Werte bei einem bestimmten Rotationswinkel α .

Durch einen schrägen Einschub eines Teilchens in das Kalorimeter bewegt sich der Kaskadenschwerpunkt immer näher zum EM hin. Im EM ist das Samplingverhältnis wesentlich größer als im HAD1 ($s_{EM} = 0,148$, $s_{HAD1} = 0,0447$). Eine Verbesserung der Energieauflösung für schrägen Einschub ist dann zu erwarten, wenn laterale Energieverluste vernachlässigt werden können. Diese Vernachlässigung ist im Winkelbereich $|\alpha| \leq 30^\circ$ möglich. Da in der Modellrotation immer nur vollständige Kaskaden zusammen mit den unter senkrechtem Einfall bestimmten Fluktuationen übertragen werden, kann die Verringerung der in Abb. 4.5 b beobachteten hadronischen Samplingfluktuationen in der Simulation mit der Modellrotation nicht nachvollzogen werden.

Senkrechte Kaskadenkontraktion

Der Schwerpunkt der hadronischen Kaskade ist gegeben durch

$$\lambda_s = \frac{\sum_{i=1}^N \lambda_i E_i}{\sum_{i=1}^N E_i}.$$

E_i sind die deponierten Energien in den longitudinalen Lagen i des Kalorimeters und λ_i die senkrechte Tiefe der Sektion i in Einheiten von nuklearen Absorptionslängen. Die Simulation der Kaskade unter einem Winkel α bewirkt eine Kontraktion von λ_s , die im Rahmen der gezeigten Fehler von dem Rotationsmodell reproduziert wird (siehe Abb. 4.5 c).

Hadronische Ladungsfluktuationen

Da die Kalibrationskonstanten sensitiv auf die Ladungsfluktuationen sind, hat der Rotationsalgorithmus die Ladungsfluktuationen der π^\pm -Mesonen so genau wie möglich zu reproduzieren. Die hadronischen Ladungsfluktuationen werden nun wie folgt im elektromagnetischen Kalorimeter definiert:

$$m_{EM}^2 = \sum_{j=1}^{N_{Ereig}} \sum_{i=1}^{N_{EM}} \frac{Q_{ij}^2}{N_{Ereig}}.$$

Im zentralen hadronischen Kalorimeter gilt die Definition der Ladungsfluktuationen in analoger Weise. Abb. 4.5 d zeigt m_{EM}^2 und m_{HAD1}^2 für die verschiedenen Winkel α . Im Bereich von $\alpha < 15^\circ$ sind die Abweichungen gering. Die Fluktuationen werden von der Modellrotation innerhalb von etwa 10% reproduziert. Bei sehr großen Rotationswinkeln ($\alpha > 20^\circ$) kommt der Schwerpunkt der hadronischen Kaskade dem elektromagnetischen Kalorimeter immer näher und die Fluktuationen der hadronischen Kaskade werden von den kleinen Ausleseflächen in diesem Kalorimeter beeinflusst. Ab diesen Winkeln werden deutliche Abweichungen von den tatsächlichen Ladungsfluktuationen beobachtet.

Winkelschnitt der rotierten Kaskaden

In Abb. 4.6 ist der mittlere radiale Abstand der Energiedepositionen in den einzelnen longitudinalen Lagen für die verschiedenen Rotationswinkel dargestellt. Die Präzision der reproduzierten Mittelwerte ist im Bereich von $\alpha \leq 35^\circ$ besonders gut. Aus den in Abb. 4.6 gezeigten linearen Funktionsanpassungen kann eine Genauigkeit des mit dem Rotationsalgorithmus erzielten Winkels von $\Delta\alpha \simeq 1^\circ$ für $\alpha \leq 35^\circ$ abgeleitet werden.

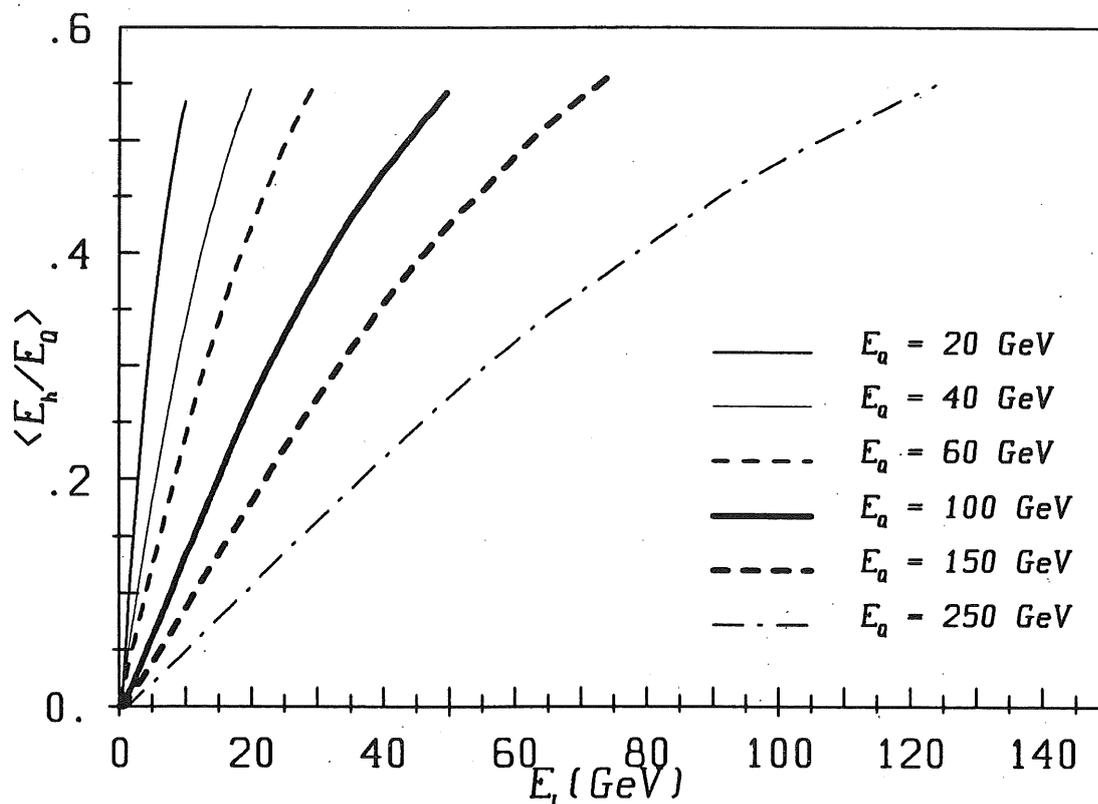


Abb. 4.7 Mittlerer Energieanteil $\langle \frac{E_h}{E_Q} \rangle$ von Hadronen in einem Jet, deren Einteilchenenergie kleiner ist als E_L . E_Q ist die Energie des u-Quarks.

4.4.3 Grenzen des Modells der Erzeugung von Jetkaskaden

Da π^\pm -Kaskaden im Energiebereich von $10\text{GeV} \leq E_{\pi^\pm} \leq 205\text{GeV}$ gemessen wurden, ist eine Skalierung der Pulshöhe Ph von 10GeV zu Energien $E_{\pi^\pm} < 10\text{GeV}$ nötig. Das kalorimetrische Signal von hadronischen Kaskaden ist im Energiebereich $E \leq 5\text{GeV}$ wegen Teilchenmasseneffekten und hadronischen Resonanzen besonders nicht linear [17].

Um zu untersuchen, wie hoch der Energieanteil von Hadronen in einem Jet ist, deren Einteilchenenergie kleiner ist als E_L , wurde der mittlere Anteil dieser Energien $\langle \frac{E_h}{E_Q} \rangle$ in einem Jet für die verschiedenen Energien des u-Quarks ermittelt (Abb. 4.7). Legt man den Bereich der exakten Pulshöhenbestimmung von $E_L > 5\text{GeV}$ fest, so zeigt sich, daß z.B. bei einer u-Quark Energie von $E_Q = 40\text{GeV}$ im Mittel 18 % der hadronischen Energie des Jets unter einer Einteilchenenergie von 5GeV liegt. Bei einer u-Quark Energie von 60GeV ist dieser Bruchteil 12% und bei $E_Q = 100\text{GeV}$ liegt der Anteil bereits deutlich unter 10%.

Der Einfluß von hadronischen Teilchen mit einer Primärenergie kleiner als 5GeV auf das gesamte Signal des Jets im Jetkalorimeter ist somit im untersuchten Energiebereich gering. Die Aussagen über Jets im hadronischen Kalorimeter werden deshalb nur in geringem Maße von der Bestimmung der Pulshöhe beeinflusst.

4.5 Vergleich der Messungen von π^\pm -Mesonen und Jets

4.5.1 Rekonstruktion von Jets

Um laterale Energieverluste im Kalorimeter zu minimalisieren, wurden die hadronischen Teilchen des fragmentierten u -Quarks auf einen bestimmten Winkelbereich begrenzt: Es wurden nur Teilchen in der Analyse verwendet, die innerhalb eines Kegels mit dem halben Öffnungswinkel ϵ von der Quarkachse lagen. ϵ wurde für die Analyse auf 40° gesetzt. In Abb. 4.8 ist der mittlere Energiefluß $\langle \frac{E_\epsilon}{E_Q} \rangle$ im Winkelbereich ϵ als Funktion von ϵ dargestellt. Da die Teilchen des fragmentierten u -Quarks einen konstanten mittleren Transversalimpuls bezüglich der Quarkachse besitzen, nimmt der Energiefluß innerhalb eines festen Winkelbereichs ϵ mit der Energie zu.

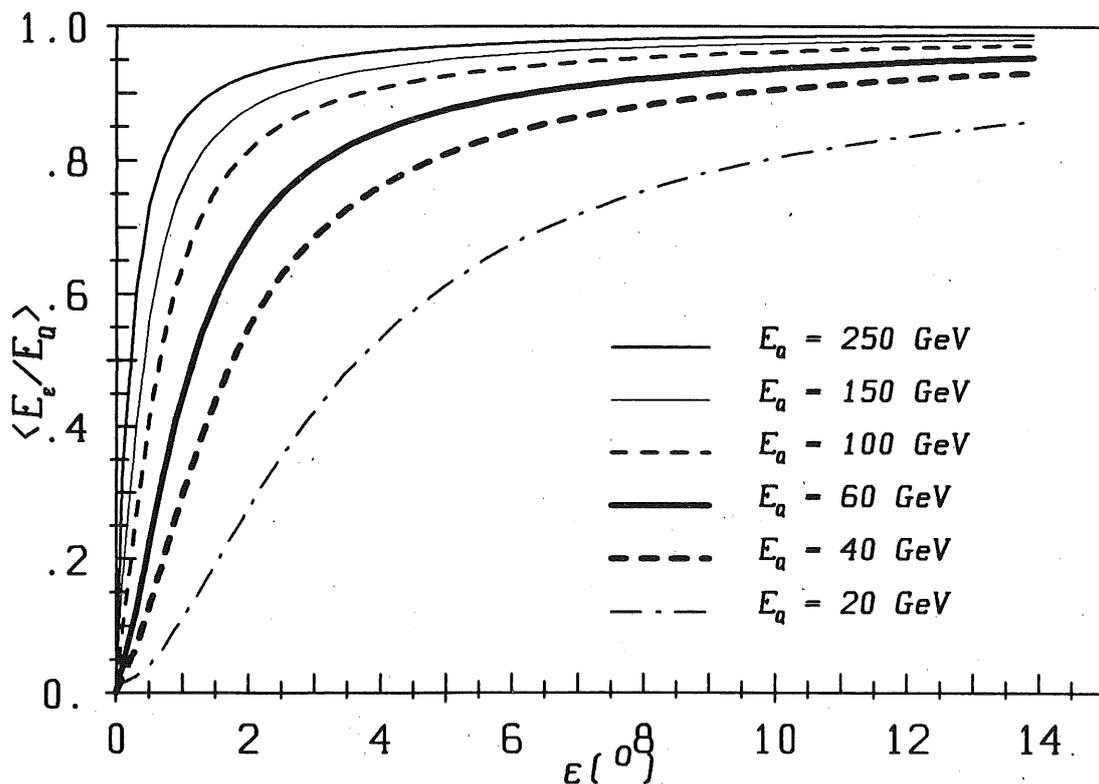


Abb. 4.8 Mittlerer Energiefluß $\langle \frac{E_\epsilon}{E_Q} \rangle$ von u -Quark Jets als Funktion des Winkels ϵ für verschiedene Energien E_Q des u -Quarks.

4.5.2 Ladungsdepositionen

Um die kalorimetrischen Unterschiede zwischen π^\pm -Mesonen und Jets zu zeigen, wurden π^\pm -Mesonen vom Testkalorimeter auf das Jetkalorimeter übertragen und dort analysiert. Diese Übertragung wurde unter senkrechtem Einfall der π^\pm -Mesonen auf das Jetkalorimeter vorgenommen. Da die longitudinale Struktur des Testkalorimeters identisch zu der des Jetkalorimeters ist, ist das gleiche longitudinale Kaskadenprofil von π^\pm -Mesonen im Jetkalorimeter zu erwarten. Unterschiede werden in den Ladungsdepositionen in einer Auslesezone und in den Kaskadenfluktuationen zu beobachten sein. Die Ausleseflächen im elektromagnetischen Teil des Jetkalorimeters sind wesentlich größer als im Testkalorimeter und führen somit zu wesentlich anderen Ladungsdepositionen und Ladungsfluktuationen in einer Auslesezone.

Abb. 4.9 zeigt die Verteilung der deponierten Ladungen von allen Ereignissen im elektromagnetischen und zentralen hadronischen Kalorimeter für π^\pm -Mesonen und Jets.

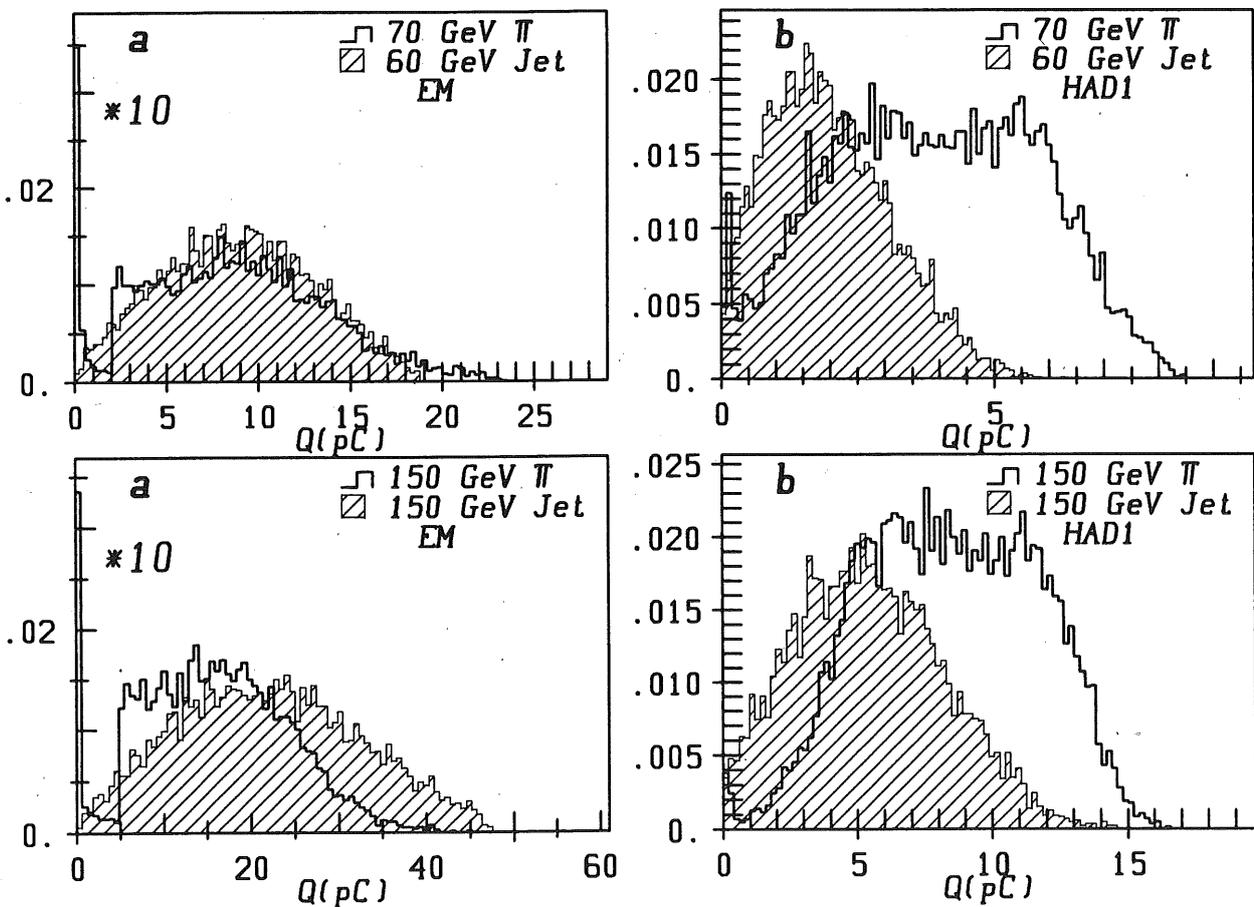


Abb. 4.9 Ladungsdepositionen von π^\pm -Mesonen und Jets im (a) elektromagnetischen und (b) zentralen hadronischen Kalorimeter.

Die Ladungsdepositionen von π^\pm -Mesonen im elektromagnetischen Kalorimeter sind im wesentlichen bestimmt von 2 verschiedenen Verteilungen. 37 % der Teilchen durchdringen das elektromagnetische Kalorimeter als minimal ionisierende Teilchen. Diese Teilchen deponieren nur eine sehr geringe Ladung in diesem Kalorimeter und dominieren die in Abb. 4.9 a gezeigten Verteilungen. Für alle anderen Teilchen beginnt deren Kaskade

bereits im elektromagnetischen Kalorimeter. Abhängig vom Startpunkt der Kaskade in diesem Kalorimeter und dem ersten Wechselwirkungsprozeß wird entsprechend viel Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert. Dies führt zu einer sehr breiten in Abb. 4.9, a gezeigten Verteilung. Die Ladungsdepositionen im zentralen hadronischen Kalorimeter sind mit denen im elektromagnetischen stark korreliert; die beiden Maxima in diesem Kalorimeter entsprechen den zwei Beiträgen im elektromagnetischen Kalorimeter.

Für Jets beobachtet man eine völlig unterschiedliche Entwicklung der Kaskade. Im Fragmentationsprozeß des u -Quarks werden π^0 -Mesonen produziert, die zu 98,80% sofort in 2 γ 's zerfallen und beim Auftreffen auf das Jetkalorimeter elektromagnetische Kaskaden auslösen. Somit werden für jede Jetkaskade die in der Fragmentation erzeugten elektromagnetischen Teilchen bereits im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert; sie führen zu einer wesentlich höheren Ladungsdeposition in diesem Kalorimeter. Abb. 4.9 zeigt sehr deutlich, daß es für Jets keine minimal ionisierende Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter gibt. Entsprechend dem elektromagnetischen Energieanteil wird bei Jets mehr Ladung in diesem Kalorimeter deponiert. Die Ladungsdepositionen für Jets im zentralen hadronischen Kalorimeter sind wegen der bereits im elektromagnetischen Kalorimeter startenden Jetkaskade wesentlich kleiner als für π^\pm -Mesonen.

4.5.3 Mittlere Pulshöhe

In Abb. 4.10 ist die auf die Energie der Jets oder π^\pm -Mesonen normierte mittlere Pulshöhen Ph/E dargestellt. Für die Definition der Pulshöhe Ph wird (3.15) verwendet. Jets zeigen vor allem bei kleinen Energien eine kleinere Pulshöhe als π^\pm -Mesonen. Bei höheren Energien wird der gezeigte Unterschied etwas geringer. Der primäre elektromagnetische Energieanteil von Jets wird zu einem hohen Prozentsatz im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert. Die Ladungsdepositionen der elektromagnetischen Teilchen sind jedoch wegen des kleineren e/mip -Verhältnis im EM $[(e/mip)_{EM} = 0,63]$ stärker unterdrückt als im HAD1 $[(e/mip)_{HAD1} = 0,75]$. Die Pulshöhe Ph korrigiert nur auf die unterschiedlichen Samplingverhältnisse in den beiden Kalorimetern und berücksichtigt nicht das e/mip -Verhältnis. Dies führt zu einem kleineren Ph/E für Jets im untersuchten Kalorimeter.

4.5.4 $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für π^\pm -Mesonen und Jets

Die Berechnung von $\frac{e}{\pi}$ für π^\pm -Mesonen wurde bereits ausführlich im Abschnitt 3.3.4.3 diskutiert und ist nach dieser Definition das Verhältnis der nach (3.9) berechneten Kalibrationskonstanten von π^\pm -Mesonen und Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter. Analog dazu gilt für Jets:

$$\left(\frac{e}{\pi}\right)_J = \frac{C_{EM}^J}{\langle C_{EM}^e \rangle} = \frac{C_{EM}^J}{3,155 \text{ GeV}/pC}. \quad (4.2)$$

C_{EM}^J ergibt sich aus

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Ereig.}}} \left(\frac{E_\epsilon^i - E_R^i}{\Delta_i} \right)^2 = \min, \quad (4.3)$$

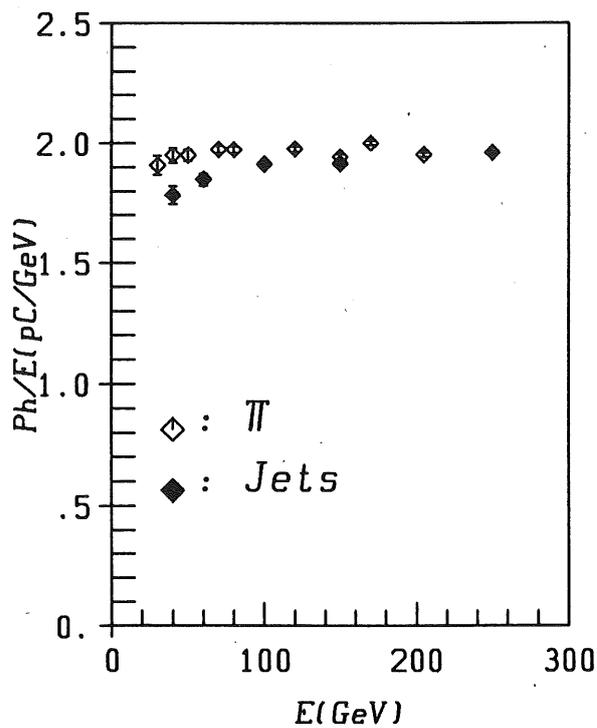


Abb. 4.10 Normierte mittlere Pulshöhe Ph/E für π^\pm -Mesonen und Jets.

mit

$$E_R^i = C_{EM}^J Q_{EM}^i + C_{HAD1}^J Q_{HAD1}^i + C_{HAD2}^J Q_{HAD2}^i. \quad (4.4)$$

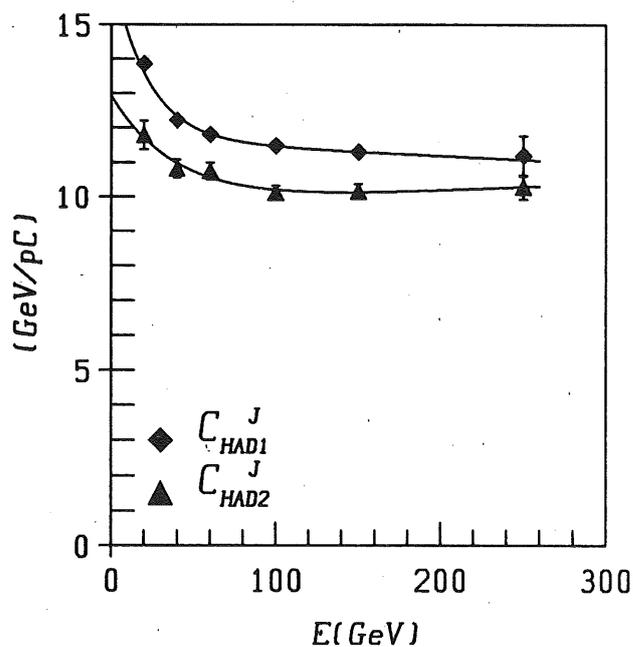
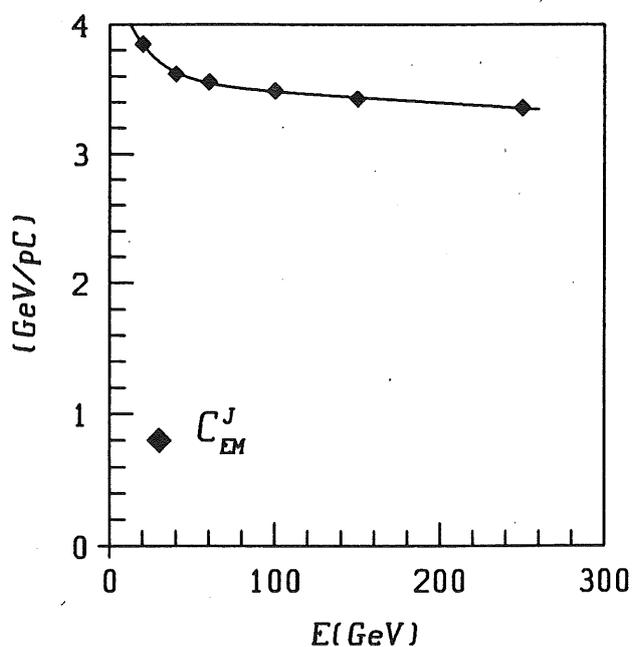


Abb. 4.11 Kalibrationskonstanten C_{EM}^J , C_{HAD1}^J , und C_{HAD2}^J für verschiedene Energien des u -Quark Jets. Die Kurven stellen Parametrisierungen der Datenpunkte dar, die in folgendem P_0 genannt werden.

E_ϵ^i ist die Gesamtenergie des Jets i , E_R^i die Kalorimeterenergie und Δ_i der Fehler in der Messung i . Für Δ_i wurde verwendet: $\Delta_i = \sqrt{0,54^2 GeV \cdot E_\epsilon^i [GeV] + 0,034^2 \cdot (E_\epsilon^i [GeV])^2}$. Abb. 4.11 zeigt die Kalibrationskonstanten für Jets in den 3 Teilkalorimetern und die Parametrisierung der Konstanten, die in folgendem P_0 genannt wird. Grundsätzlich ist in den Kalibrationskonstanten für π^\pm -Mesonen (siehe Abb. 3.19) und Jets folgendes Verhalten festzustellen: C_{EM}^J ist im elektromagnetischen Kalorimeter kleiner als C_{EM}^h . Im zentralen hadronischen Kalorimeter wird das umgekehrte Verhalten beobachtet. Dies ist zum einen aus der Tatsache zu erklären, daß in der Jetkaskade wesentlich mehr elektromagnetische Ladung in EM gemessen wird und aus diesem Grund zu erwarten ist, daß $C_{EM}^J < C_{EM}^h$ ist. Zum anderen werden aber die elektromagnetischen Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter wegen $(\frac{e}{mip})_{EM} < (\frac{e}{mip})_{HAD1}$ wesentlich stärker unterdrückt. Dies führt zu einer Verringerung des gesamten Signals im Kalorimeter (siehe Abb. 4.10) und deshalb zu einer etwas größeren Kalibrationskonstante in beiden Kalorimetern. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Mittel in der Analyse ist es nicht möglich, diese Effekte absolut abzuschätzen und eine detaillierte Aussage auf den Einfluß der Kalibrationskonstanten zu machen.

In Abb. 4.12 ist das nach (4.2) errechnete $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für π^\pm -Mesonen und Jets dargestellt. $\frac{e}{\pi}$ ist im gesamten Energiebereich für Jets deutlich kleiner als für π^\pm -Mesonen mit signifikanten Abweichungen in fast allen gezeigten Punkten. Die Energieabhängigkeit von $\frac{e}{\pi}$ ist bestimmt durch die Parameter κ und $\frac{e}{h_i}$:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h_i}}{f_{em} \cdot \left[\frac{e}{h_i} - 1 \right] + 1}$$

f_{em} ist der elektromagnetische Energieanteil der Kaskade und kann mit $\kappa \ln \frac{E}{E_0} + f_0$ parametrisiert werden. f_0 ist ein zusätzlicher elektromagnetischer Energieanteil, der im Falle von Jets dazu verwendet werden kann, den in der Fragmentation des u-Quarks erzeugten elektromagnetischen Energieanteil zu beschreiben. $\frac{e}{h_i}$ ist das Signalverhalten von elektromagnetischen Kaskaden zu rein hadronischen Kaskaden (ohne elektromagnetischen Energieanteil).

In Abb. 4.2 und Tab. 4.2 ist das Ergebnis einer Funktionsanpassung an die Datenpunkte dargestellt, wobei $\frac{e}{\pi}$ für Jets mit zwei Methoden bestimmt wurden. Zunächst wurde f_0 zu Null gesetzt (Fit (B)) und dann $f_0 = 0,3$ (Fit (C)). In der Funktionsanpassung (C) wurde die Energieabhängigkeit von $\frac{e}{\pi}$ in einer Modellverstellung beschrieben, in der sich der gesamte Energieanteil des Jets aus zwei Teilen zusammensetzt: Aus dem primär erzeugten (in der Fragmentation des u-Quarks) und dann einem weiteren Anteil, der in inelastischen Wechselwirkungen von hadronischen Teilchen des Jets mit dem Kalorimetermaterial erzeugt wird. f_0 , κ und $\frac{e}{h_i}$ sind linear korreliert. Aus diesem Grund liefern die Funktionsanpassungen (B) und (C) zwar eine andere physikalische Beschreibung von $\frac{e}{\pi}$, mathematisch sind aber beide Ansätze völlig identisch und ergeben deshalb in einer Funktionsanpassung die gleiche funktionale Form von $\frac{e}{\pi}$.

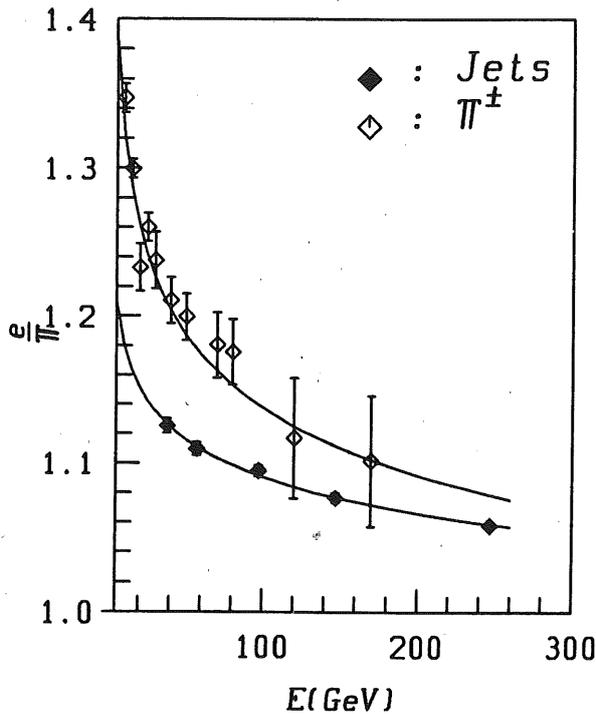


Abb. 4.12 $\frac{e}{h_i}$ für π und Jets.

	e/h_i	κ
π (A)	$1,89 \pm 0,05$	$0,115 \pm 0,004$
Jets (B)	$1,39 \pm 0,04$	$0,108 \pm 0,004$
Jets (C)	$1,83 \pm 0,07$	$0,067 \pm 0,002$

Tab. 4.2 Werte der Funktionsanpassung von $\frac{e}{\pi}$ für π und Jets. $\frac{e}{\pi} = \frac{e/h_i}{f_{em} \cdot (\frac{e}{h_i} - 1) + 1}$, mit $f_{em} = \kappa \ln \frac{E}{E_0} + f_0$ und $E_0 = 0,024 \text{ GeV}$. In (A) und (B) wurde gesetzt: $f_0 = 0$ und in (C) wurde verwendet: $f_0 = 0,3$.

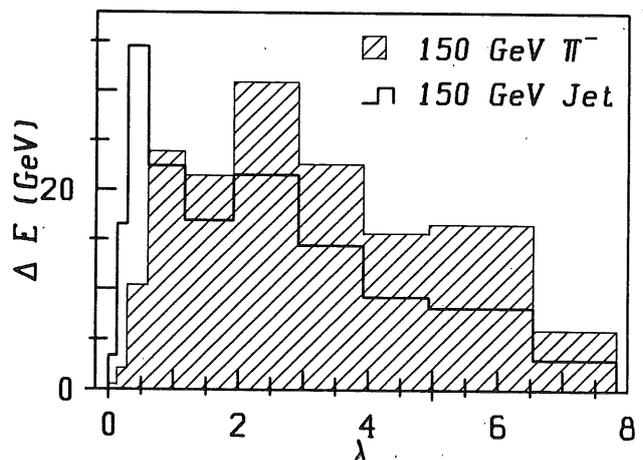
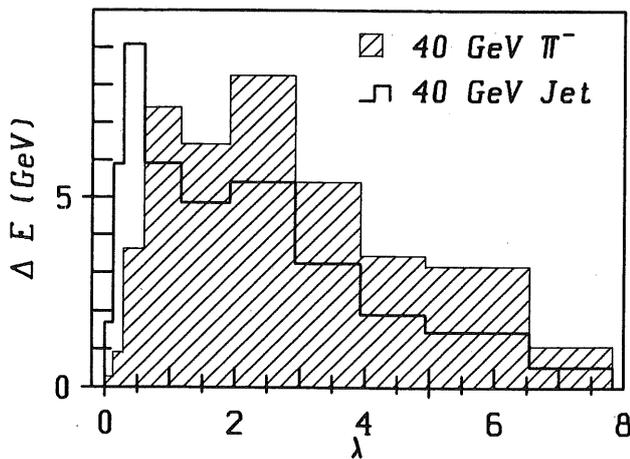


Abb. 4.13 Longitudinale Kaskadenprofile für π^\pm -Mesonen und Jets, normiert auf die jeweilige Gesamtenergie der Kaskaden.

4.5.5 Differentielle longitudinale Energieabgabe

Abb. 4.13 zeigt die auf die jeweilige Gesamtenergie der Kaskade normierten longitudinalen Kaskadenprofile für π^\pm -Mesonen und Jets.

Typischerweise erreicht die Energiedeposition von Jets in der 3. Lage des Kalorimeters in allen gezeigten Energien ein Maximum. Obwohl diese Sektion nur $0,3 \lambda$ dick ist, verursacht der Anteil von zusätzlichen elektromagnetischen Teilchen dieses Verhalten. Der gezeigte Anstieg der Jetkaskaden ist in den ersten 3 Sektionen durch die elektromagnetischen Teilchen im Jet dominiert und ist deshalb dem Kaskadenanstieg von Elektronen ähnlich. Longitudinale Energieverluste sind für Jets im Kalorimeter wesentlich kleiner. So beträgt

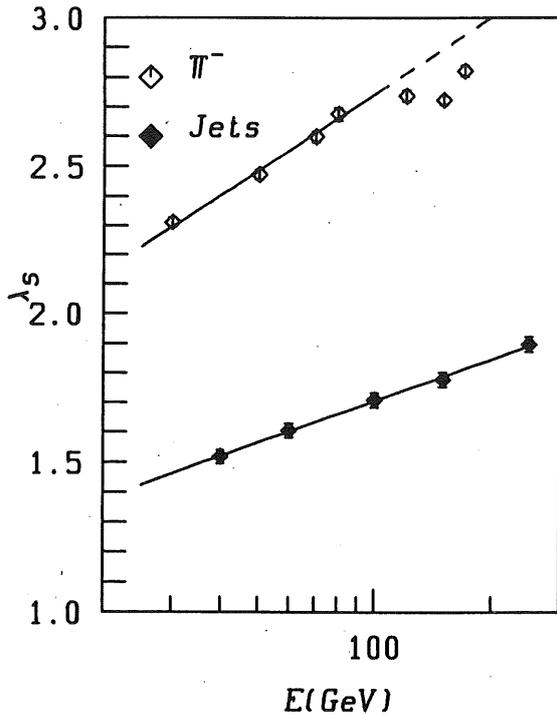


Abb. 4.14 Kaskadenschwerpunkt λ_s als Funktion der Energie für π^\pm -Mesonen und Jets. Die Funktionsanpassung wurde für π^- -Mesonen nur im Bereich $10\text{GeV} \leq E \leq 100\text{GeV}$ durchgeführt.

	λ_0	λ_p
π	$1,028 \pm 0,034$	$0,373 \pm 0,010$
Jets	$0,770 \pm 0,075$	$0,203 \pm 0,016$

Tab. 4.3 λ_p und λ_0 für π^\pm -Mesonen und Jets nach $\lambda_s = \lambda_p \ln E[\text{GeV}] + \lambda_0$.

bei einer Energie von 150GeV die Energiedeposition für π^\pm -Mesonen in der letzten Lage des Jetkalorimeters 5% und für Jets 2%.

Abb. 4.14 zeigt den longitudinalen Kaskadenschwerpunkt

$$\lambda_s = \lambda_p \ln E[\text{GeV}] + \lambda_0$$

für π^\pm -Mesonen und Jets, parametrisiert mit einer logarithmischen Funktion. Bei etwa 100GeV werden deutliche Abweichungen von der linearen logarithmischen Beziehung zwischen E und λ_s für π^\pm -Mesonen beobachtet. Jets zeigen keine solchen longitudinalen Energieverluste; deren Kaskaden sind nach Abb. 4.14 um etwa 1λ kürzer.

4.5.6 Energieauflösung ohne π^0 -Wichtung

Die Verteilung der Transversalimpulse der Teilchen im Jet führt dazu, daß die Energie E_ϵ^i , die gesamte Energie der Teilchen innerhalb des Winkels ϵ von Ereignis zu Ereignis stark schwankt. Diese Tatsache ist in der Berechnung der Energieauflösung von Jets zu berücksichtigen. Für ein Jet-Ereignis i wird demzufolge die Abweichung von der nominellen Energie mit

$$d_i = \frac{E_R^i - E_\epsilon^i}{\sqrt{E_\epsilon^i}} \tag{4.5}$$

ermittelt. E_R^i ist die nach (4.4) berechnete Kalorimeterenergie. Die Verteilung von d_i ergibt $\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ bzw. $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$, wobei σ nur im Bereich

$$\langle d \rangle - 3 \cdot RMS \leq d_i \leq 3 \cdot RMS + \langle d \rangle$$

der Verteilung bestimmt wurde.

In Abb. 4.15 ist die Energieauflösung $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ für π^\pm -Mesonen und Jets dargestellt. Die ermittelte Breite von Jetkaskaden ist wesentlich kleiner als die der π^\pm -Mesonen in allen gezeigten Punkten. Außerdem ist festzustellen, daß die Abhängigkeit von σ/\sqrt{E} mit der Energie des Jets wesentlich geringer ist. Die Ergebnisse der parametrisierten Energieauflösung nach

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$$

sind in Tab. 4.4 zusammengefaßt.

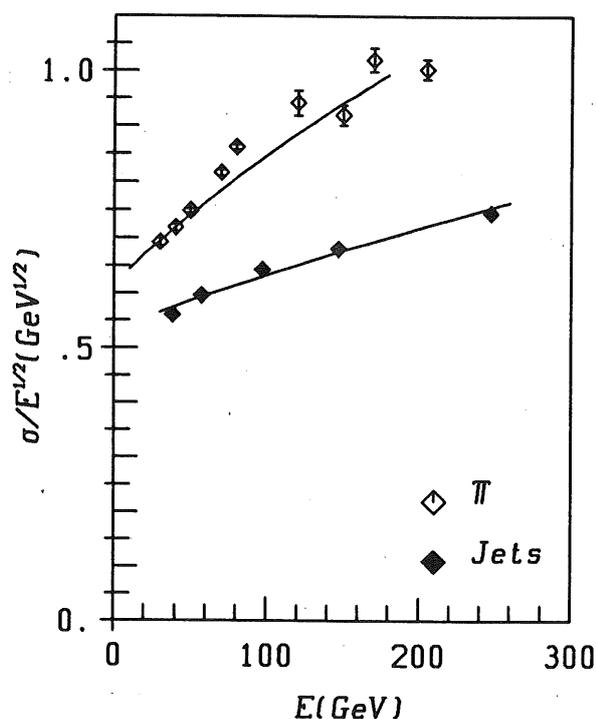


Abb. 4.15 Energieauflösung für π^\pm -Mesonen und Jets (ohne π^0 -Wichtung). $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ wurde mit einer gaußschen Funktionsanpassung berechnet, wobei nur der zentrale Bereich ($\pm 3RMS$) der Verteilung für den Fit verwendet wurde.

	$A[GeV^{1/2}]$	B
π^\pm	$0,617 \pm 0,004$	$0,058 \pm 0,001$
Jets	$0,535 \pm 0,035$	$0,034 \pm 0,002$

Tab. 4.4 A und B für Jets und π^\pm -Mesonen ohne π^0 -Wichtung.

A ist für Jets um $0,07GeV^{1/2}$ kleiner als für π^\pm -Mesonen. A enthält die hadronischen Samplingfluktuationen und die intrinsischen Kaskadenfluktuationen. Wesentlich kleinere Werte werden auch für B beobachtet. Der Unterschied in B beträgt $-0,021$ und kommt vor allen durch zwei Effekte zustande. Die longitudinalen Energieverluste sind für Jetkaskaden kleiner. Außerdem wirken sich die elektromagnetischen Kaskadenfluktuationen nicht so stark auf den Anstieg von $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ mit E aus, da das $\frac{e}{\pi}$ für Jets bedeutend kleiner ist als für π^\pm -Mesonen.

4.6 Bestimmung der Energie von Jets mit kompensierenden Methoden

In folgendem Abschnitt werden Methoden zur Kompensation von Jetkaskaden diskutiert. Da Jetkaskaden Superpositionen von π^\pm -Mesonen darstellen, ist die gleiche funktionale Form von $E(Q)$ für Jets zu erwarten. Die unterschiedlichen Kaskadengrößen wie z.B. das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis und Ladungsfluktuationen werden aber dazu führen, daß sich die Konstanten der Kompensationsfunktion $E(Q)$ wesentlich von π^\pm -Mesonen unterscheiden und außerdem eine andere Energieabhängigkeit aufweisen.

Kalorimeterschnitt

Um die longitudinalen Energieverluste von Jetkaskaden zu minimieren, wurde in gleicher Weise wie für π^\pm -Mesonen ein Kalorimeterschnitt in der letzten Lage des hadronischen Endkalorimeters angebracht. Es wurden nur solche Ereignisse selektiert, deren Ladungsdeposition in der letzten Lage des hadronischen Endkalorimeters kleiner als $500 fC$ ist. Diese Ladung entspricht einer Energie von etwa $5 GeV$. In Tab. 4.1 ist die Reduktion der Jetereignisse mit diesem Kalorimeterschnitt dargestellt. Die maximale Reduktion in den Ereignissen wird bei einer Energie des u-Quarks von $E_Q = 250 GeV$ von 28% beobachtet. Dieser Kalorimeterschnitt wurde in allen folgenden Analysen in diesem Kapitel verwendet.

4.6.1 Ermittlung der Kompensationskoeffizienten für Jets

Analog zu π^\pm -Mesonen wird der Verlauf der Kompensationsfunktion $E(Q)$ für Jets mit der bereits in (3.24) beschriebenen Methode ermittelt. In dieser Methode wird der Verlauf der Kompensationsfunktion in differentiellen Schritten ΔQ bestimmt. Bei unendlich hoher Teilchenstatistik wäre dann der Grenzübergang zu einem infinitesimal kleinen ΔQ möglich und die Kompensationsfunktion könnte dann exakt bestimmt werden. In EM, HAD1 und HAD2 wurden jeweils 30, 30 und 1 Koeffizient für die Konversion von Ladung nach Energie verwendet.

Die Koeffizienten a_{EM}^i , a_{HAD1}^i , und a_{HAD2}^i wurden in gleicher Weise wie für π^\pm -Mesonen mit einem Fit bei jeder einzelnen Energie des u-Quarks bestimmt. In Abb. 4.16 werden diese Koeffizienten für zwei verschiedene Energien mit den Koeffizienten von einzelnen π^\pm -Mesonen verglichen.

Die Koeffizienten für π^\pm -Mesonen unterliegen im elektromagnetischen Kalorimeter einer etwas stärkeren Variation als in Abb. 3.27. Die größeren Auslesezellen in diesem Kalorimeter bedingen diese stärkere Variation von a_{EM}^i .

Bei den Koeffizienten für Jets im elektromagnetischen Kalorimeter sind nur die ersten Werte von a_{EM}^i ($1 \leq i \leq 2$) abhängig von Q . Der Abstand der Koeffizienten für $i > 2$ zur Kalibrationskonstante von Elektronen ($\langle C_{EM}^e \rangle$) beträgt $-4,7\%$ bei $E_Q = 60 GeV$ und $-4,5\%$ bei $E_Q = 150 GeV$. Dies läßt den Schluß zu, daß die π^0 -Wichtung für Jets im EM nur eine sehr untergeordnete Rolle spielt, d.h. im EM überwiegend Ladung elektromagnetischen Ursprungs gemessen wird. Diese Tatsache deckt sich mit den bereits vorher erwähnten Schlußfolgerungen, daß der Schwerpunkt der elektromagnetischen Subkaskaden in Jets zum elektromagnetischen Kalorimeter verschoben ist und das elektromagnetische Kalorimeter primär die sehr hochenergetischen elektromagnetischen Teilchen aus der Fragmentation des u-Quarks absorbiert.

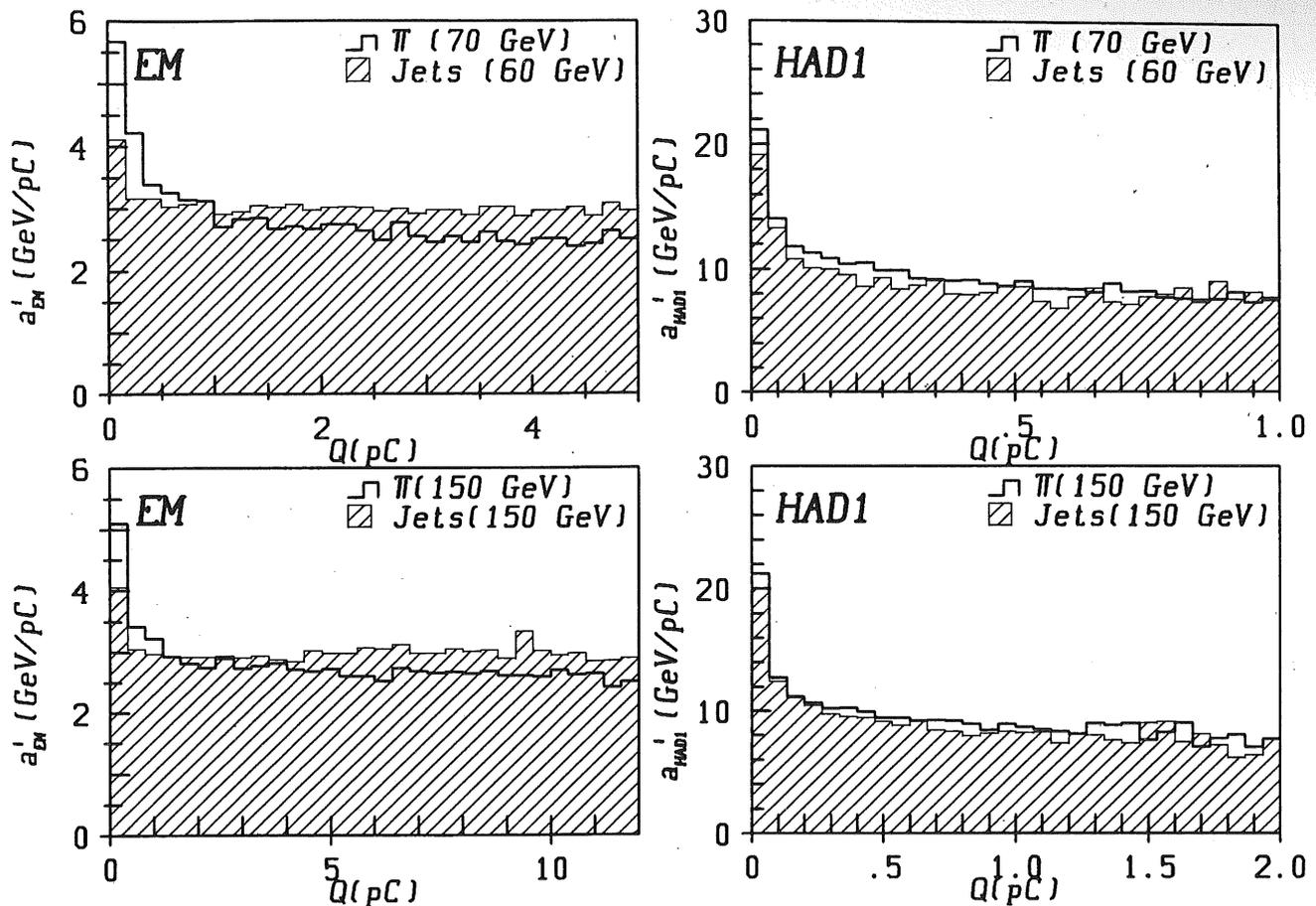


Abb. 4.16 Kompensationskoeffizienten für π^\pm -Mesonen und Jets.

Im hadronischen Kalorimeter sind die Unterschiede in den Koeffizienten a_{HAD1}^i zwischen π^\pm -Mesonen und Jets deutlich geringer. In diesem Kalorimeter ist die Jetkaskade der Einteilchenkaskade ähnlicher. Die maximale Variation der Koeffizienten ($= \max_{i,j} |a_{HAD1}^i - a_{HAD1}^j|$) ist für Jets geringer als für π^\pm -Mesonen. Während bei π^\pm -Mesonen noch relativ viel elektromagnetische Energie nach HAD1 gelangen kann, ist der Anteil der elektromagnetischen Energie von Jets in diesem Kalorimeter geringer und erfordert eine kleinere π^0 -Wichtung der Ladungsdepositionen in diesem Kalorimeter. Das besondere Verhalten der Koeffizienten für Jets im elektromagnetischen Kalorimeter ist mit der Verteilung der elektromagnetischen Energie im Jet zu erklären. Die elektromagnetische Energie im Jet ist auf die erste Wechselwirkungslänge im Jetkalorimeter konzentriert. Diese Eigenschaft von Jetkaskaden würde einen π^0 -Wichtungsansatz zulassen, in dem nur eine π^0 -Wichtung im zentralen hadronischen Kalorimeter durchgeführt wird (siehe hierzu [62]).

4.6.1.1 Kaskadenspezifische Kompensationskoeffizienten für Jets

Die Energiekalibration von Jets wäre wesentlich einfacher, wenn der gesamte elektromagnetische Energieanteil f_{em} der hadronischen Kaskade bekannt wäre. Aus der Beziehung

$$Q' = Q \left[f_{em} + (1 - f_{em}) \frac{e}{h_i} \right] \quad (4.6)$$

ist es möglich, die kompensierte Ladung Q' aus dem weitgehend energieunabhängigen $\frac{e}{h_i}$ zu berechnen.

In mehreren Algorithmen wurde für π^\pm -Mesonen versucht, die kaskadenspezifische Größe f_{em} aus den Ladungsdepositionen der hadronischen Kaskade abzuschätzen. Trotz der feinen longitudinalen und lateralen Segmentation des Kalorimeters konnten keine hinreichend gute Korrelationen zwischen f_{em} und einer Kaskadengröße gefunden werden.

Im Gegensatz zu π^\pm -Mesonen werden in Jetkaskaden die elektromagnetischen Teilchen aus der Fragmentation des u-Quarks vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert. Die Ladungsdepositionen in diesem Kalorimeter sind also ein Maß für den primären elektromagnetischen Energieanteil f_{em}^P des Jets. Für f_{em}^P gilt:

$$f_{em}^P \leq f_{em}. \quad (4.7)$$

Abschätzung von f_{em}^P aus Kaskadengrößen des Jets

Die Aufgabe, den totalen elektromagnetischen Energieanteil f_{em} für Jets aus einer Kalorimetergröße zu bestimmen, ist trotz feiner Segmentation des Jetkalorimeters sehr schwierig. Aus oben genannten Gründen sollte es aber möglich sein, den primären elektromagnetischen Energieanteil des Jets abzuschätzen, und somit den gesamten Bereich von f_{em} wesentlich einzuschränken (siehe (4.7)).

Folgende Korrelationen werden zur Abschätzung von f_{em}^P diskutiert.

$$f_{em}^P \propto \frac{\frac{Q_{EM}}{s_{EM}}}{\frac{Q_{EM}}{s_{EM}} + \frac{Q_{HAD1}}{s_{HAD1}} + \frac{Q_{HAD2}}{s_{HAD2}}} \quad (4.8)$$

$$1 - f_{em}^P \equiv f_h^P \propto \langle \lambda_s \rangle, \text{ mit } \langle \lambda_s \rangle = \sum_{i=1}^N \frac{E_i z_i}{\sum_{i=1}^N E_i} \quad (4.9)$$

$$1 - f_{em}^P \equiv f_h^P \propto \sigma_{\lambda_s}, \text{ mit } \sigma_{\lambda_s}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N E_i z_i^2}{\sum_{i=1}^N E_i} \quad (4.10)$$

$$f_{em}^P \propto \omega \quad (4.11)$$

(4.8) ist der Bruchteil der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie. In (4.9) und (4.10) werden der Kaskadenschwerpunkt und die Breite der gemessenen Kaskade mit der, in nuklearen Absorptionslängen skalierten Tiefe z_i des Kalorimeters berechnet. Sowohl der Kaskadenschwerpunkt als auch die Breite einer Jetkaskade sind ein Maß für den primären hadronischen Energieanteil der betrachteten Kaskade. Die bisher diskutierten Größen ((4.8–4.10) zur Abschätzung von f_{em}^P zeigten Korrelationen zwischen diesen

beiden Größen. Die besten Resultate werden aber mit dem Anstieg der Jetkaskade ω in den ersten longitudinalen Sektionen des elektromagnetischen Kalorimeters erzielt.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \left(\frac{Q_i - \omega Z_i}{\Delta_i} \right)^2 = \min. \Rightarrow \omega = \frac{\sum_{i=1}^M \frac{Q_i Z_i}{\Delta_i^2}}{\sum_{i=1}^M \frac{Z_i^2}{\Delta_i^2}}$$

M ist die Zahl der longitudinalen Lagen, die berücksichtigt werden, wobei für $M = 3$ optimale Resultate erreicht wurden. Die Abschätzung von f_{em}^P mit (4.11) liefert deshalb sehr gute Resultate, da in dieser Gleichung eine typische Eigenschaft von elektromagnetischen Kaskaden verwendet wurde. Elektromagnetische Kaskaden sind räumlich sehr kompakt und zeigen eine steil ansteigende Ladungsdeposition im Kalorimeter; die Anstiegsflanke ist in diesem Kalorimeter etwa um den Faktor 10 größer als die der hadronischen Kaskaden. In Abb. 4.17 sind die so berechneten Korrelationen zwischen ω und f_{em}^P gezeigt. Bei allen gezeigten Energien des u -Quarks ist eine deutliche lineare Korrelation zwischen f_{em}^P und ω zu beobachten. Abweichungen von dieser linearen Korrelation existieren nur für kleine f_{em}^P .

ω ist linear mit der Energie des Jets. Deshalb ist eine einfache Energieparametrisierung möglich:

$$f_{em}^P = \frac{\omega}{E_c \cdot 0,425} = \omega'. \quad (4.12)$$

Diese Beziehung erlaubt eine Abschätzung von f_{em}^P für alle Jets aus den Ladungsdepositionen in den ersten 3 Sektionen des elektromagnetischen Kalorimeters.

4.6.1.2 Abhängigkeit der Kompensationskoeffizienten von f_{em}^P

Abb. 4.18 zeigt die Abhängigkeit der Kompensationskoeffizienten a_{EM}^i und a_{HAD1}^i für zwei Bereiche von f_{em}^P . Im elektromagnetischen Kalorimeter ist eine deutliche Abhängigkeit der Koeffizienten von f_{em}^P vorhanden. Im zentralen hadronischen Kalorimeter hingegen ist die Korrelation zwischen f_{em}^P und a_{HAD1}^i relativ schwach.

Zusammengefaßt sind folgende Eigenschaften der Koeffizienten a^i festzustellen.

- Bei kleinem Q sind die Koeffizienten $a^i(Q)$ positiv korreliert mit $f_h^P = 1 - f_{em}^P$.
- Bei großem Q sind die Koeffizienten $a^i(Q)$ negativ korreliert mit f_h^P .
- Die Variation der Koeffizienten zwischen $Q = 0$ und $Q_{max} = N \cdot \Delta Q$ ist proportional f_h^P .

Der Ansatz für die Kompensationsfunktion

$$\frac{E(Q)}{Q} = \langle C^e \rangle + f_h^P \cdot [A_1 \exp((\alpha_1 f_h^P + \alpha_2)Q) + A_2] \quad (4.13)$$

erfüllt oben genannte Bedingungen. Im besonderen hat dieser Ansatz die wichtige Eigenschaft, daß im Grenzfall für kleine primäre hadronische Energieanteile (große f_{em}^P) die Modulation der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten ($\langle C^e \rangle$) sehr gering wird. (4.13) moduliert entsprechend dem primären hadronischen Anteil f_h^P die lineare Beziehung zwischen einer gemessenen Ladung Q und der zugehörigen Energie. Für kleine f_h^P ist lediglich noch eine geringe Modulation von $\langle C^e \rangle$ vorhanden und im Grenzfall

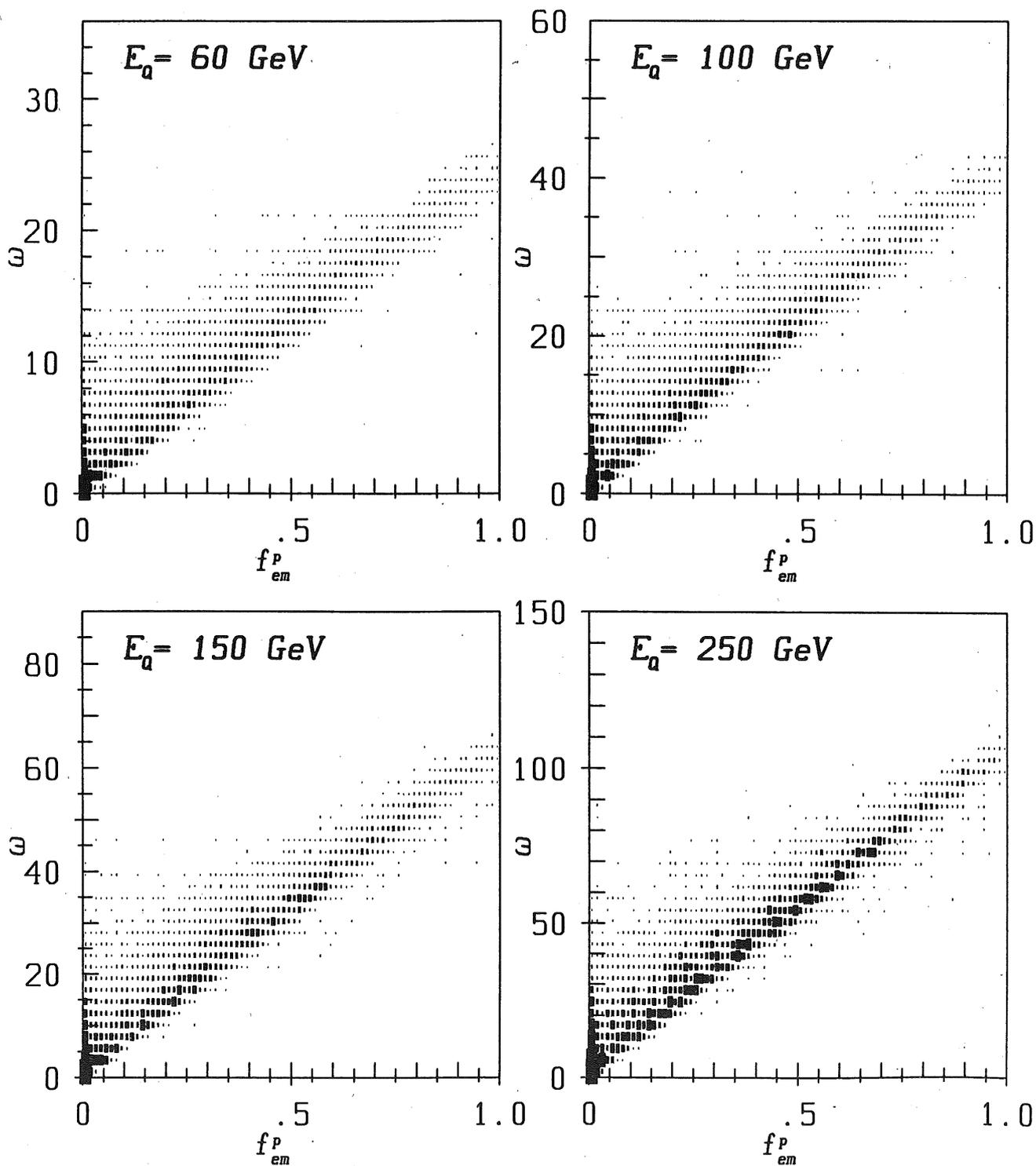


Abb. 4.17 Korrelationen zwischen f_{em}^P und ω . ω ist der Anstieg der Jetkaskade im Kalorimeter, berechnet mit den Ladungsdepositionen in den ersten 3 Schichten des Kalorimeters.

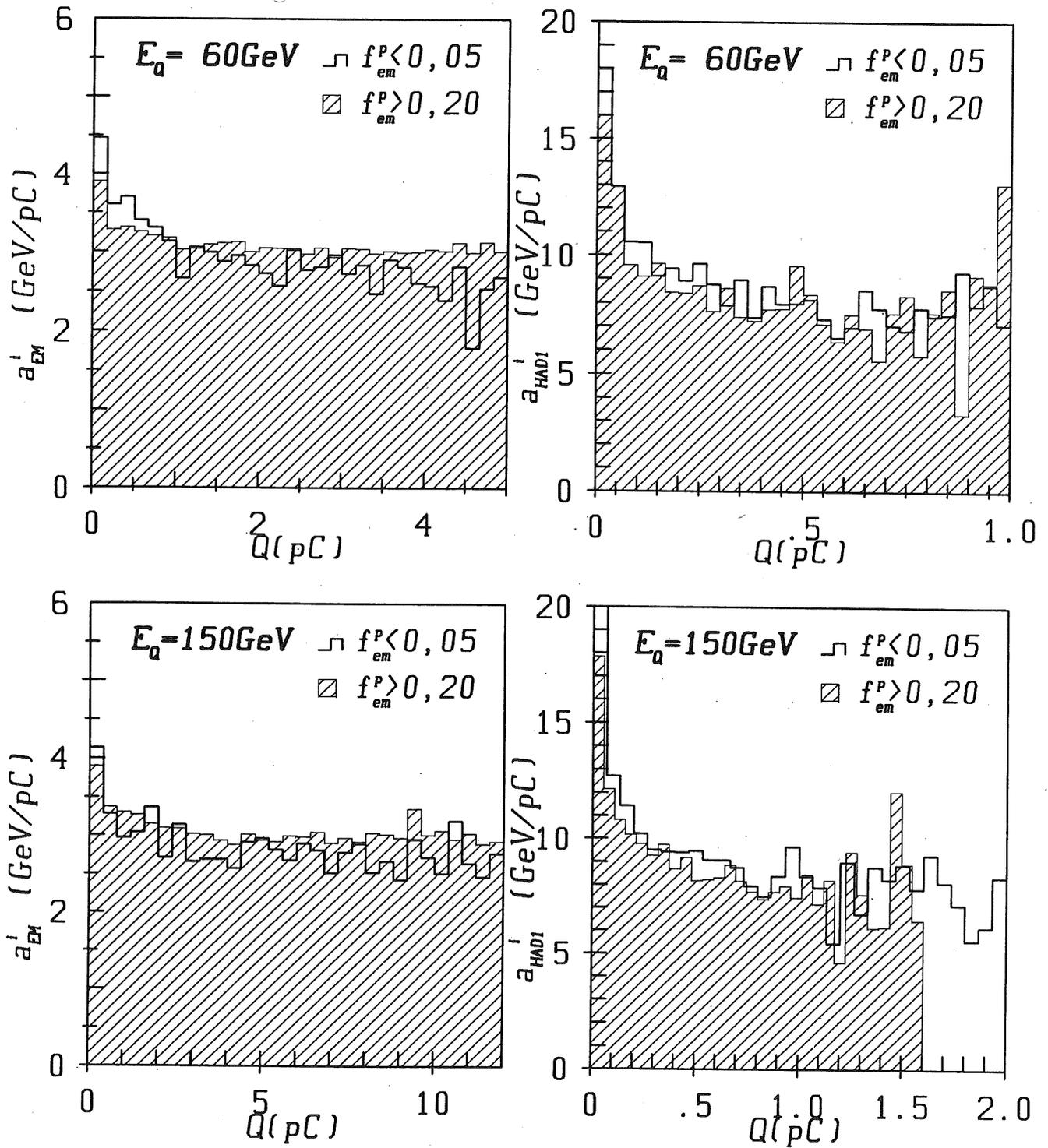


Abb. 4.18 Kompensationskoeffizienten a_{EM}^i und a_{HAD1}^i für zwei Bereiche von f_{em}^P . Im schraffierten Gebiet sind diese Koeffizienten für $f_{em}^P > 0,20$, im unshraffierten Gebiet für $f_{em}^P \leq 0,05$ gezeigt.

$f_h^P = 0$ besteht nur noch ein linearer Zusammenhang zwischen Q und $E(Q)$; $E(Q)$ ist dann identisch der Kalibrationskonstante für Elektronen. Bei einem linearen Zusammenhang zwischen Q und $E(Q)$ verschwinden auch alle Abhängigkeiten der Kompensationsfunktionen von geometrischen Größen (z.B. Auslesezellen, longitudinale Segmentation) des Jetkalorimeters. Somit sind mit obigem Ansatz besonders präzise Ergebnisse für hohe f_{em}^P -Werte zu erwarten.

4.6.2 Kompensationsfunktion für Jets

Die Abhängigkeit der Koeffizienten von Q in Abb. 4.16 kann ohne Berücksichtigung von f_{em}^P mit einem einfachen exponentiellen Ansatz für $E(Q)/Q$ realisiert werden.

$$E_R = \sum_{i=1}^{N_{EM}} E_{EM}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD1}} E_{HAD1}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD2}} E_{HAD2}^i, \text{ mit} \quad (4.14)$$

$$\frac{E_{EM}^i(Q_i)}{Q_i} = A_1 \cdot \exp(-\alpha Q_i) + A_2,$$

$$\frac{E_{HAD1}^i(Q_i)}{Q_i} = B_1 \cdot \exp(-\beta Q_i) + B_2,$$

$$\frac{E_{HAD2}^i(Q_i)}{Q_i} = C.$$

Der in (4.13) diskutierte Ansatz verwendet kaskadenspezifische Größen. Die kaskadenspezifische Größe ω kann mit einfachen Mitteln errechnet werden und ist unabhängig von den lateralen Größen der Auslesezellen im Jetkalorimeter. Damit kann folgender Ansatz gewählt werden:

$$E_R = \sum_{i=1}^{N_{EM}} E_{EM}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD1}} E_{HAD1}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD2}} E_{HAD2}^i, \text{ mit} \quad (4.15)$$

$$\frac{E_{EM}^i(Q_i)}{Q_i} = \langle C_{EM}^e \rangle + f_h^P \cdot [A_1 \exp(-(\alpha_1 f_h^P + \alpha_2) Q_i) + A_2],$$

$$\frac{E_{HAD1}^i(Q_i)}{Q_i} = \langle C_{HAD1}^e \rangle + f_h^P \cdot [B_1 \exp(-(\beta_1 f_h^P + \beta_2) Q_i) + B_2],$$

$$\frac{E_{HAD2}^i(Q_i)}{Q_i} = C.$$

f_h^P ist der gemäß (4.12) aus der Jetkaskade abgeschätzte primäre hadronische Energieanteil der Jetkaskade. Die Kalibrationskonstanten für Elektronen im elektromagnetischen und zentral hadronischen Kalorimeter wurden mit Elektronen in den entsprechenden Kalorimetern gemessen.

$$\langle C_{EM}^e \rangle = 3,155 \frac{\text{GeV}}{pC}, \text{ bzw. } \langle C_{HAD1}^e \rangle = 8,70 \frac{\text{GeV}}{pC}$$

Parametrisierung der Kompensationsfunktionen

Die Bestimmung der Konstanten in (4.14) und (4.15) mit einem χ^2 -Verfahren ist nur mit numerischen Näherungsverfahren möglich. Aus diesem Grunde wurden (4.14) und (4.15) vereinfacht, in dem Energieparametrisierungen für die Exponenten verwendet wurden. Mit diesen Parametrisierungen können dann alle restlichen Konstanten in (4.14) und (4.15) in der in (3.9) gezeigten Weise berechnet werden.

Diese Parametrisierungen wurden so gewonnen, daß bei allen Energien mit jeweils 500 Ereignissen die Parameter in (4.14) und (4.15) unter einer χ^2 -Anpassung ermittelt und dann die Exponenten näherungsweise energieabhängig in diesen Ansätzen parametrisiert wurden. Für (4.14) ergab sich:

$$\frac{E_{EM}(Q)}{Q} = A_1 \cdot e^{-7,87 \cdot \exp(-0,00488 \cdot E_\epsilon) Q} + A_2$$

$$\frac{E_{HAD1}(Q)}{Q} = B_1 \cdot e^{-(3,13 - 0,0015 \cdot E_\epsilon + 14,3 \cdot \exp(-0,0219 \cdot E_\epsilon)) Q} + B_2,$$

und für (4.15):

$$\frac{E_{EM}(Q)}{Q} = 3,155 + f_h^P \cdot [A_1 e^{-(0,25 f_h^P + 0,05) Q} - 1, 0]$$

$$\frac{E_{HAD1}(Q)}{Q} = 8,700 + f_h^P \cdot [B_1 e^{-(\beta(f_h^P - 1) + 14,0) Q} - 1, 0]$$

$$\beta = -64,0 \cdot \exp(-0,007 \cdot E_\epsilon) [pC^{-1}].$$

E_ϵ ist die Energie des Jets innerhalb des Winkels ϵ . Im Ansatz (4.14) sind dann nur noch A_1 , A_2 , B_1 , B_2 freie Parameter. Beim Ansatz (4.15) hat sich gezeigt, daß die Werte von A_2 und B_2 nur eine schwache Abhängigkeit von der Energie aufweisen. Überdies ist der Fehler von A_2 und B_2 wegen noch vorhandener Korrelationen so groß, daß A_2 und B_2 konstant angenommen werden können. Die Energieparametrisierungen der Kalibrationskonstanten von (4.14) bzw. (4.15) werden in folgendem mit P_1 bzw. mit P_2 bezeichnet.

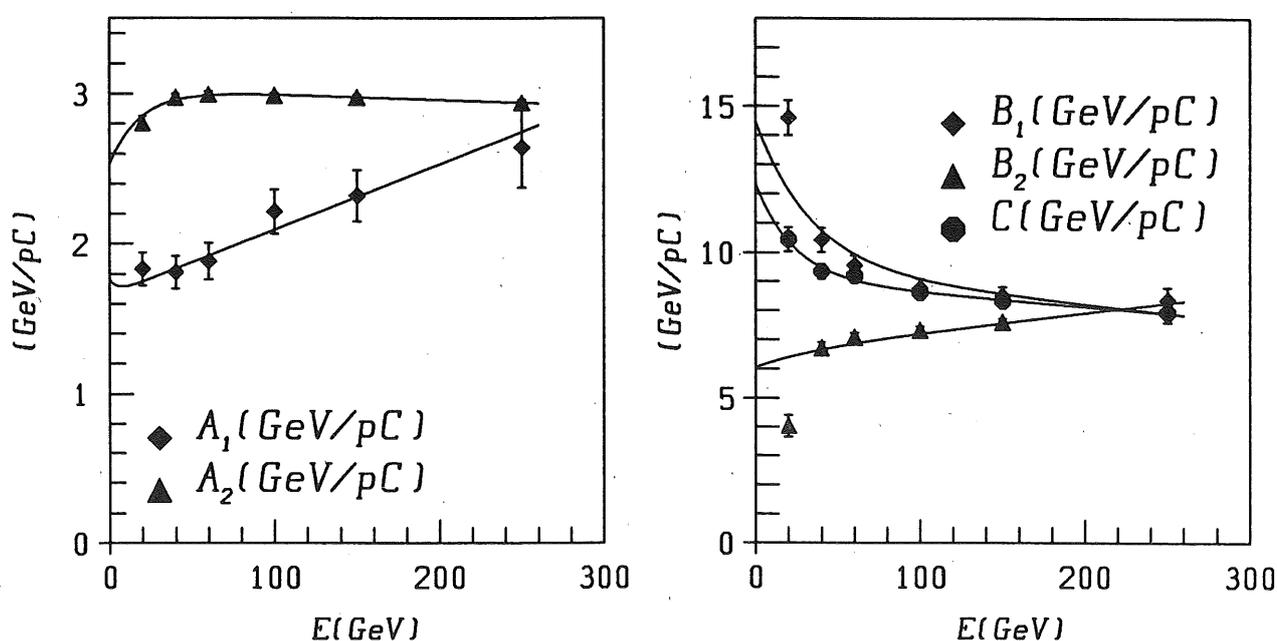


Abb. 4.19 Die Kalibrationskonstanten A_1 , A_2 , B_1 , B_2 und C und ihre energieabhängigen Parametrisierungen P_1 .

In Abb. 4.19 sind die Abhängigkeiten dieser Kalibrationskonstanten von der Energie (Punkte) und deren energieabhängige Parametrisierung (Kurven) dargestellt. Die verbleibende Energievariation in den Konstanten A_1 , A_2 , B_1 , B_2 und C der Parametrisierung P_1 ist im gezeigten Energiebereich gering. Da aber die Exponenten von P_1 noch eine deutliche Energieabhängigkeit aufweisen, ist dieser Ansatz in EM und HAD1 noch deutlich von der Gesamtenergie der Jetkaskade abhängig.

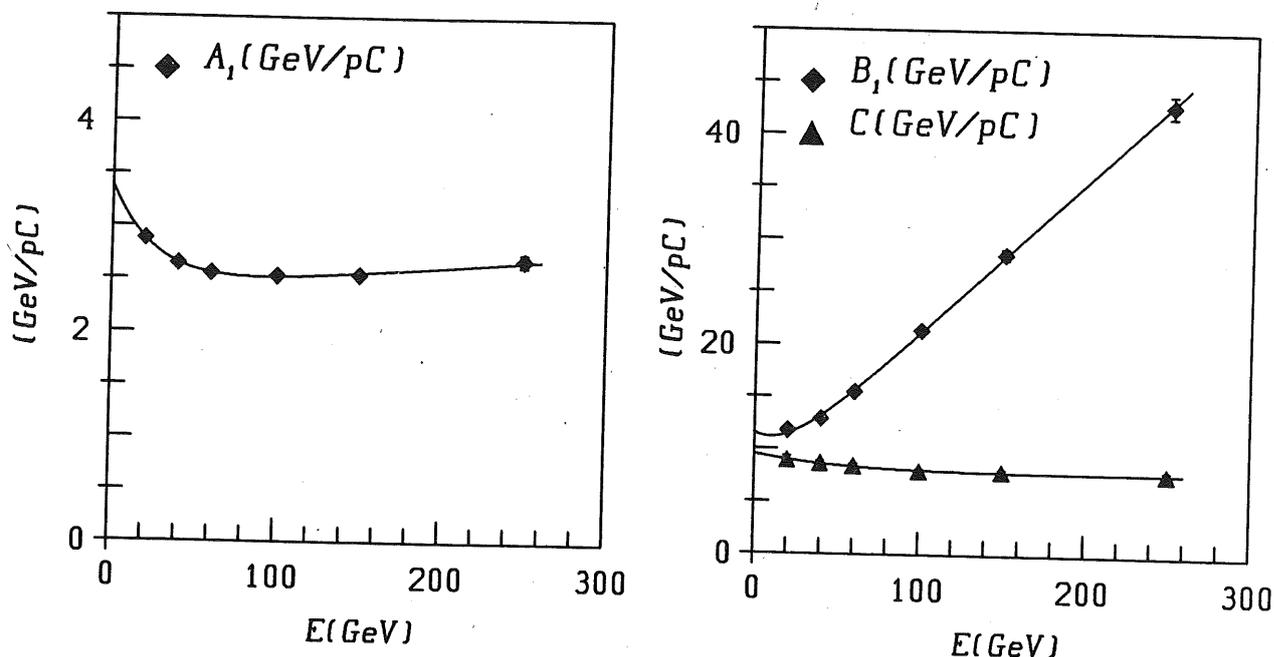


Abb. 4.20 Die Kalibrationskonstanten A_1 , B_1 , und C und ihre energieabhängigen Parametrisierungen P_2 .

Die Energievariation der Konstanten A_1 , B_1 und C der Parametrisierung P_2 ist in Abb. 4.20 dargestellt. Bei dieser Parametrisierung ist zu beobachten, daß im elektromagnetischen Kalorimeter nur eine sehr kleine Energieabhängigkeit der Kalibrationskonstante A_1 auftritt. Dies wurde dadurch erreicht, daß eine wesentliche Abhängigkeit der Kompensationsfunktion – nämlich die f_{em}^P -Abhängigkeit – mit im Ansatz berücksichtigt wurde. Da die verbleibende Energievariation in den Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen Kalorimeter äußerst gering ist, ist zu schließen, daß die f_{em}^P -Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten in einem nicht kompensierenden Kalorimeter etwa von der gleichen Größenordnung ist wie die Energieabhängigkeit. Im hadronischen Teil des Jetkalorimeters ist in B_1 noch eine deutliche Energievariation zu beobachten.

4.6.3 Energielinearität und Energieauflösung

Die Parametrisierungen werden nun dazu verwendet, die kalorimetrische Energie von Jets zu berechnen. Dabei wurde in den folgenden Untersuchungen immer die Teilchenenergie E_ϵ des Jets innerhalb des Winkels ϵ und nicht die rekonstruierte Kalorimeterenergie E_R (siehe (4.14) und (4.15)) verwendet, die Kalibrationskonstanten von (4.14) und (4.15) anhand von P_1 und P_2 zu ermitteln.

Abb. 4.21 a zeigt die mittlere relative Abweichung der kalorimetrisch berechneten Jetenergie für die verschiedenen Energien des u-Quarks. Die gezeigten Abweichungen sind alle sehr klein und bewegen sich im Bereich von $-0,5$ bis $+0,3\%$. Unterschiede zwischen den Parametrisierungen P_1 und P_2 sind nicht festzustellen.

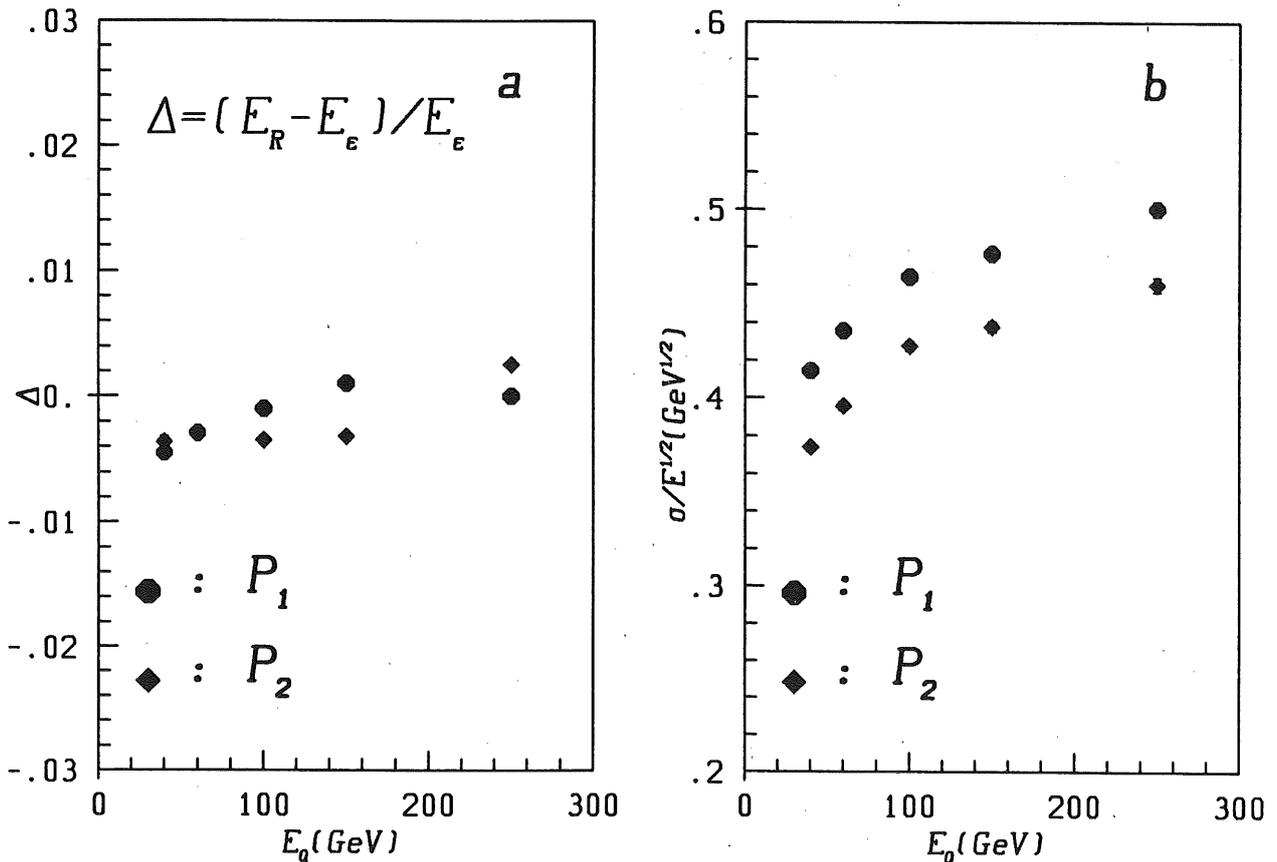


Abb. 4.21 Abweichung von der Linearität(a) und Energieauflösung(b) von Jets für die Parametrisierungen P_1 und P_2 .

Durch die Verwendung des primären elektromagnetischen Energieanteils f_{em}^P der Jetkaskade sind deutliche Verbesserungen in der Energieauflösung zu beobachten. Die verwendete kaskadenspezifische Größe ω erkennt elektromagnetische Ladung in einer Kaskade und kann somit wesentlich spezifischere Kalibrationskonstanten für eine spezielle Kaskade angeben. Für die Parametrisierung P_1 wird gemessen:

$$\frac{0,41}{\sqrt{E}} [\text{GeV}^{1/2}] \leq \frac{\sigma}{\sqrt{E}} \leq \frac{0,49}{\sqrt{E}} [\text{GeV}^{1/2}].$$

Diese Werte werden von P_2 um etwa $0,05 \text{ GeV}^{1/2}$ übertroffen und liegen im Bereich von

$$\frac{0,37}{\sqrt{E}} [\text{GeV}^{1/2}] \leq \frac{\sigma}{\sqrt{E}} \leq \frac{0,46}{\sqrt{E}} [\text{GeV}^{1/2}].$$

Die verbleibende Energievariation in $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ entsteht durch die Skalierung der Pulshöhe zu kleineren Teilchenenergien. In dieser Skalierung wird die mittlere Pulshöhe Ph der Teilchenkaskade richtig berechnet, nicht aber deren hadronische Kaskadenfluktuation. Da die hadronischen Kaskadenfluktuationen $\propto \sqrt{E}$ sind, werden in der Skalierung der Pulshöhe die hadronischen Fluktuationen zu stark unterdrückt. Dieser Effekt macht sich insbesondere bei kleinen Energien des u-Quark Jets bemerkbar (20 GeV und 40 GeV).

4.7 Topologische Untersuchungen zur Energiebestimmung von Jets

In den bisherigen Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung der Energie von Jets wurden die mittleren Abweichungen bei einer bestimmten Energie des u-Quarks gezeigt. Durch diese Aussage ist noch nicht bewiesen, daß dennoch Jettopologien existieren, die größere systematische Abweichungen in der mittleren Kalorimeterenergie aufweisen. Diese Abweichungen können sich aber im Mittel aufheben.

In diesem Abschnitt werden solche Effekte untersucht. Topologische Größen des Jets sind z.B.:

- der Thrust T und
- der in der Fragmentation und Hadronisation des u-Quarks durch den π^0 -Zerfall erzeugte primäre elektromagnetische Energieanteil f_{em}^P

des Jets.

4.7.1 Thrust-Abhängigkeit der Jetenergie

In diesem Abschnitt werden die Jets nach ihrem sphärischen Aussehen klassifiziert. Eine geeignete Variable ist der Thrust T des Jets:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \sum_{i=1}^N \frac{|\vec{P}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_{i=1}^N |\vec{P}_i|}.$$

Der Thrust ist bezüglich einer Achse, der Jetachse berechnet, die die Longitudinalimpulse der Teilchen im Jet maximal werden läßt. Der Wertebereich von T ist

$$\frac{1}{2} \leq T \leq 1,$$

wobei für $T = 1/2$ eine isotrope, bzw. bei $T = 1$ eine 'bleistiftartige' Verteilung der Teilchen im Jet vorliegt.

In Abb. 4.22 sind als Funktion von T die relativen Abweichungen von den nominellen Energien und in Abb. 4.23 die Energieauflösung für die Energien 60, 100, 150, und 250 GeV dargestellt. Beide Parametrisierungen P_1 und P_2 liefern ähnlich gute Resultate. Die

maximalen Abweichungen von P_1 liegen zwischen $\Delta = +0,3\%$ und $\Delta = -1,2\%$. Mit P_2 werden Werte zwischen $\Delta = +0,1\%$ und $\Delta = -0,5\%$ beobachtet.

Es wird keine signifikante Abhängigkeit der berechneten Kalorimeterenergie vom Thrust T eines Jets für beide Parametrisierungen beobachtet. Unterschiedliche T -Klassen führen zu unterschiedlichen Ladungsdichten in den Auslesezellen des Jetkalorimeters. Bei einem sehr sphärischen Jet werden die Ladungsdichten in einer Auslesezone des Kalorimeters im Mittel geringer. Da die eingeführten Kompensationsfunktionen sensitiv auf diese unterschiedlichen Ladungsdichten sind, ist prinzipiell eine Abhängigkeit der kalorimetrischen Jetenergie vom Thrust eines Jets zu erwarten. Diese Abhängigkeit ist, wie gezeigt wurde, klein und kann im Rahmen der Fehler nicht aufgelöst werden.

Die primäre elektromagnetische Energie f_{em}^P eines Jets weist nur sehr kleine Korrelationen mit dem Thrust eines Jets auf. Aus diesem Grund werden keine $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}/f_{em}^P$ -Abhängigkeiten erwartet. Abb. 4.23 bestätigt dieses Verhalten in allen gezeigten Energiepunkten.

4.7.2 f_{em}^P -Abhängigkeit der Jetenergie

Die verwendeten Kompensationsfunktionen sind in der Lage, das elektromagnetische und hadronische Signalverhalten des Kalorimeters auszugleichen. Diese Funktionen können aber nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die Ladung elektromagnetischen Ursprungs korrigieren. Diese Wahrscheinlichkeit ist abhängig vom gesamten elektromagnetischen Energieanteil f_{em} der Kaskade. Werden verschiedene Klassen von Jets mit einem gewissen f_{em} oder f_{em}^P betrachtet, so sind systematische Variationen des gesamten Signals vor allem in der Parametrisierung P_1 zu erwarten, da P_1 nur im statistischen Mittel, für ein gewisses $\langle f_{em}^P \rangle$, die Korrektur richtig berechnen kann.

Abb. 4.24 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung für die Energien von 60, 100, 150, und 250 GeV. In der Parametrisierung P_1 werden deutliche systematische Abweichungen von der tatsächlichen Jetenergie beobachtet. Die abgeschätzte Energie des Jets aus den Ladungsdepositionen im Kalorimeter ist zunächst bei kleinem f_{em}^P für alle Energien des Jets zu klein, steigt mit wachsendem f_{em}^P an und fällt dann wieder ab. Offensichtlich ist P_1 nicht in der Lage, die Signalvariation der Jetkaskade (totales Signal im Jetkalorimeter ohne π^0 -Wichtung) völlig zu kompensieren. Diese Signalvariation ist abhängig von der Gesamtenergie der Jetkaskade und bewegt sich zwischen 10 bis 20 % (siehe auch $\frac{e}{\pi}$ für Jets). Die maximalen Abweichungen in diesen Intervallen sind für P_1 : $\Delta = -3\%$ bis $\Delta = +2\%$. Diese systematischen Effekte sind für P_2 wesentlich geringer. P_2 berücksichtigt bereits f_{em}^P und korrigiert somit wesentlich effizienter die systematischen Variationen im Gesamtsignal der Jetkaskade, verursacht durch die elektromagnetischen Fluktuationen. Hier werden maximale Abweichungen von $\Delta = -0,8\%$ bis $\Delta = +0,5\%$ beobachtet.

In den gleichen Intervallen ist in Abb. 4.25 die Energieauflösung gezeigt. Für beide Parametrisierungen sind kontinuierlich kleiner werdende Werte von σ/\sqrt{E} mit ansteigendem f_{em}^P zu beobachten. Die gezeigten Punkte streben der Energieauflösung für Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter zu. Dieser Grenzwert wird für die Parametrisierung P_2 deutlich besser erreicht, da für große Werte von f_{em}^P eine fast lineare Beziehung zwischen der gemessenen Ladung und der zugehörigen Energie in einer Auslesezone besteht. Die größten Unterschiede zwischen P_1 und P_2 werden bei hohen Energien und für große f_{em}^P -Werte erreicht.

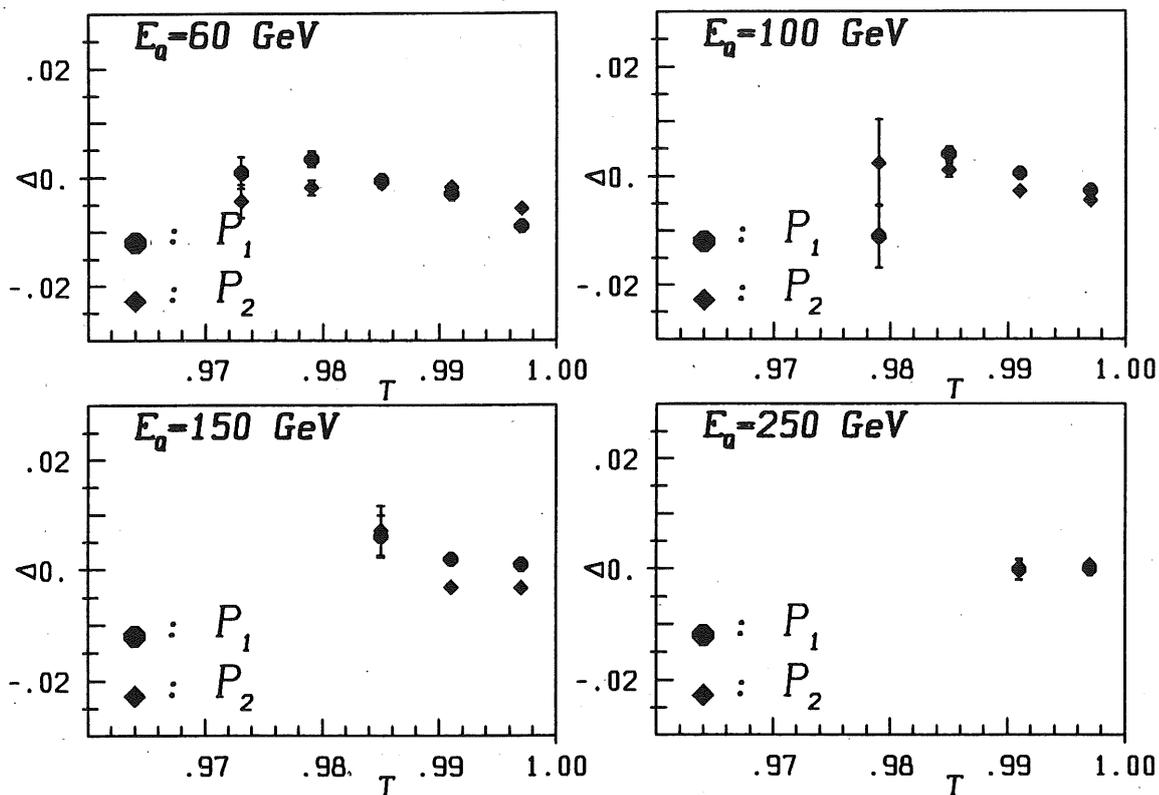


Abb. 4.22 Relative Abweichungen $\Delta = (E_R - E_\epsilon)/E_\epsilon$ der rekonstruierten von der nominalen Jetenergie in Intervallen von T für die Parametrisierungen P_1 und P_2 .

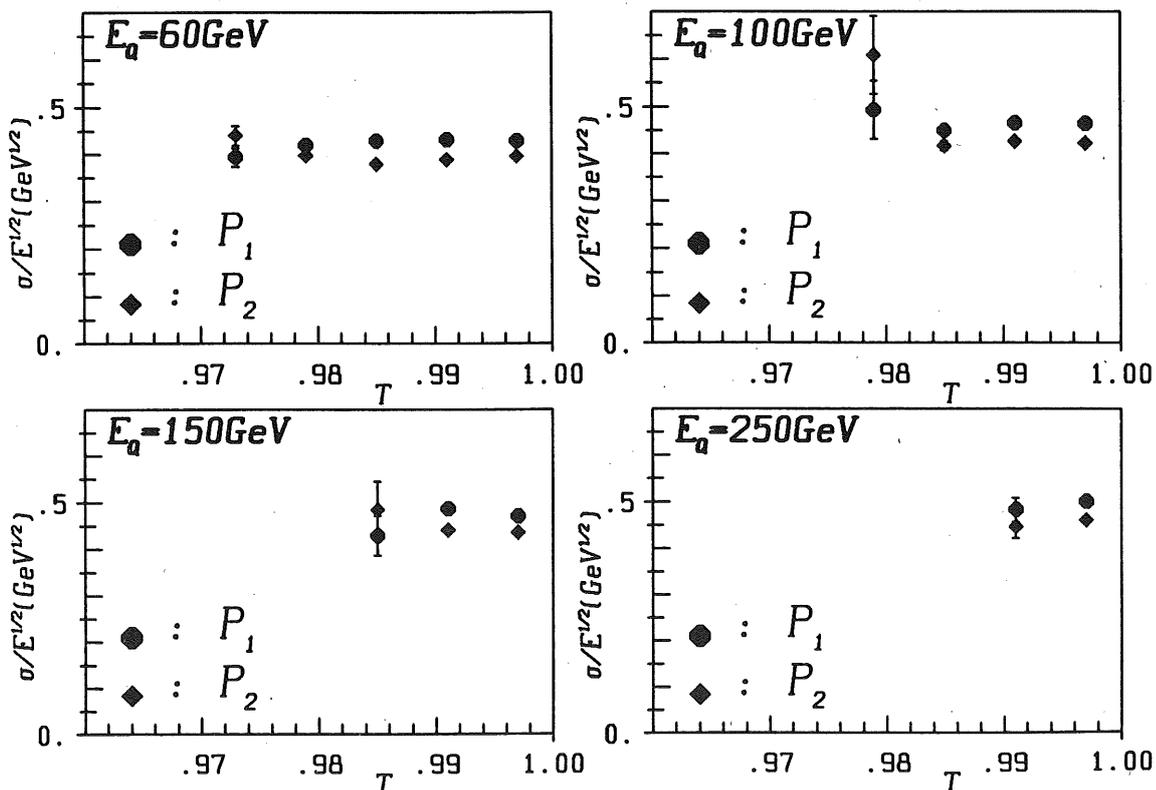


Abb. 4.23 Energieauflösung $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ für Jets in T -Intervallen für die Parametrisierungen P_1 und P_2 .

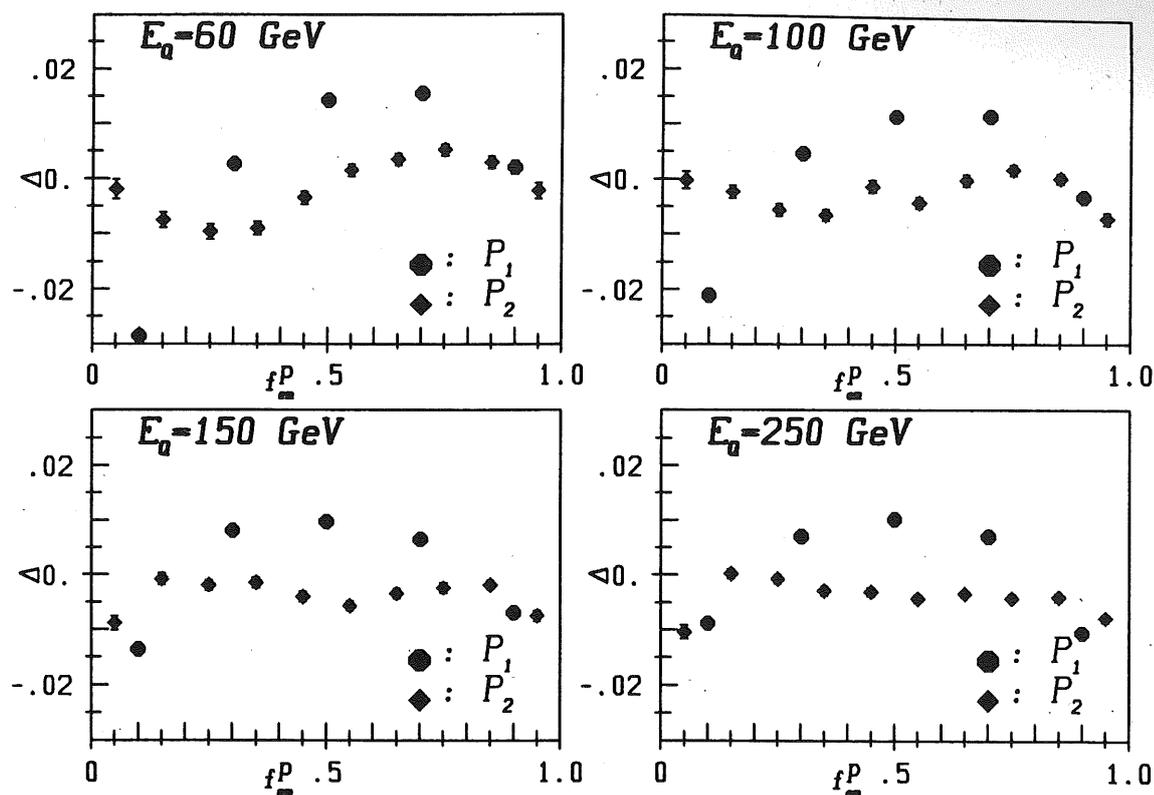


Abb. 4.24 Relative Abweichungen $\Delta = (E_R - E_c)/E_c$ der rekonstruierten von der nominalen Jetenergie in Intervallen von f_{em}^P für die Parametrisierung P_1 und P_2 .

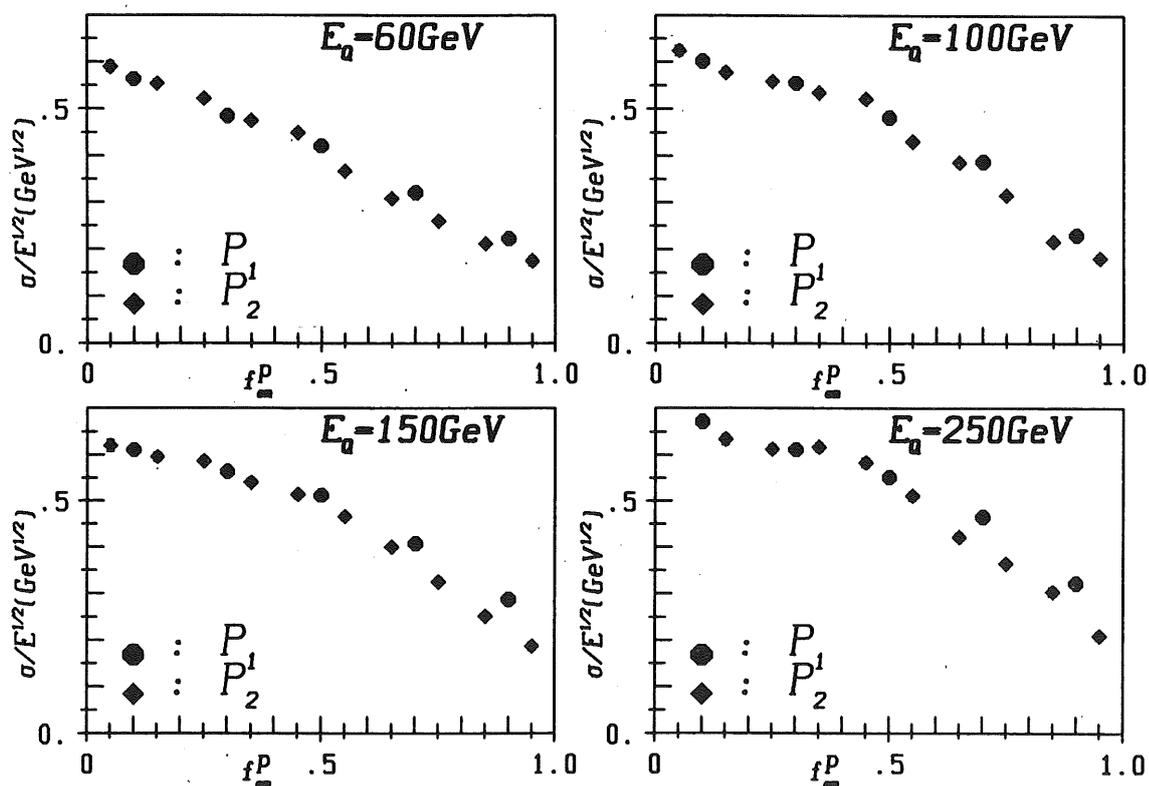


Abb. 4.25 Energieauflösung $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ für Jets in f_{em}^P -Intervallen für die Parametrisierungen P_1 und P_2 .

Das kalorimetrische Signal von Elektronen ist linear mit der Energie der Elektronen [17]. Es genügt also eine lineare Beziehung zwischen der deponierten Ladung und der zugehörigen Energie in einer Auslesezone, um das gesamte kalorimetrische Signal von Elektronen zu berechnen. Wendet man nun trotzdem eine nichtlineare Beziehung auf Elektronen an (wie z.B. in P_1), so wird das gaußsche Signalspektrum der Elektronen verändert und somit auch die Energieauflösung von Elektronen verschlechtert.

P_2 kann also auch wesentlich besser die physikalischen Anforderungen an die Messung von Jetkaskaden erfüllen.

5. Kalorimetrische Rekonstruktion von geladenen Stromereignissen der e^-p -Streuung

Die Parametrisierungen der Kalibrationskonstanten werden in diesem Abschnitt dazu verwendet, die kinematischen Variablen von geladenen Stromereignissen in der tief inelastischen e^-p -Streuung zu rekonstruieren. Zu diesem Zweck wurde die tief inelastische e^-p -Streuung mit dem MC-Programm LEPTO 5.2 simuliert. Dieses MC-Programm erzeugt ein System von hadronischen Teilchen oder Jets, deren Kaskaden dann mit dem bereits diskutierten Jetkalorimeter analysiert wurden. Um den Effekt der π^0 -Wichtung besonders zu zeigen, wurden die kinematischen Variablen mit den Parametrisierungen P_0 (ohne π^0 -Wichtung), P_1 und P_2 (beide mit π^0 -Wichtung) bestimmt.

5.1 Simulation von geladenen Stromereignissen

Die Simulation von CC-Ereignissen in dem verwendeten Programm geschieht nach dem in (2.8) dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitt. Er ist in der Born'schen Näherung berechnet und vernachlässigt radiative Korrekturen. Zur Beschreibung der Quarkdichteverteilung im Proton werden die Parametrisierungen von Eichten et al. Satz I verwendet [69]. Die Masseneigenzustände der Quarks sind nicht identisch mit den schwachen Eigenzuständen. Die Kobayashi-Maskawa Matrix beschreibt die Transformation:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}' = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

wobei folgende Werte für diese Simulation verwendet wurden:

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}|^2 & |V_{us}|^2 & |V_{ub}|^2 \\ |V_{cd}|^2 & |V_{cs}|^2 & |V_{cb}|^2 \\ |V_{td}|^2 & |V_{ts}|^2 & |V_{tb}|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,95 & 0,05 & 0,0 \\ 0,05 & 0,948 & 0,002 \\ 0,0 & 0,002 & 0,958 \end{pmatrix}.$$

Höhere QCD-Effekte sind in diesem Programm auf verschiedene Arten zu berücksichtigen. Zunächst ist es möglich, zu den bereits erwähnten Parametrisierungen der Strukturfunktionen an einer Stelle des (Q^2, x) -Gebietes Korrekturen anzugeben, die in exakter 1. Ordnung der QCD-Störungsrechnung ermittelt sind. Diese QCD-Matrixelemente berücksichtigen Effekte wie die Gluon-Bremsstrahlung $e^- + q \rightarrow e^- + q + g$ und die Boson-Gluon Fusion $e^- + g \rightarrow e^- + q + \bar{q}$ ⁶⁾. Divergenzen der Matrixelemente für weiche und kollineare Emission von Partonen werden vermieden, indem eine minimale invariante Masse für jedes Partonpaar eingeführt wird.

$$y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{W^2} > y_{min}.$$

⁶⁾Dies sind QCD-Prozesse in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$

W^2 ist die invariante Masse des hadronischen Systems im Endzustand (siehe (2.2)). Alternativ kann das Parton-Schauer Modell (PCM) für die Simulation von QCD-Effekten verwendet werden. In diesem Modell werden laufend Partonen vom streuenden Parton emittiert und absorbiert. Dies führt zu den sogenannten Partonschauern und deshalb zu Multijet-Ereignissen in der tief inelastischen e^-p -Streuung. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption von Partonen werden durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen [70] ausgedrückt; sie sind in führender logarithmischer Ordnung der QCD-Störungsrechnung berechnet.

5.1.1 Kinematische Bereiche

Die Simulation von geladenen Stromereignissen der e^-p -Streuung wurde mit dem Parton-Schauer-Modell des Programms LEPTO 5.2 mit unpolarisierten Elektronen und Protonen und bei den Energien $E_{e^-} = 30\text{GeV}$ und $E_p = 820\text{GeV}$ durchgeführt. Es wurden zwei Datensätze von geladenen Stromereignissen erzeugt. Zunächst sind in einem sehr großen (Q^2, x) -Gebiet geladene Stromereignisse erzeugt und mit kalorimetrischen Methoden analysiert worden. Diese Ereignisse dienen dazu, in einem großen (Q^2, x) -Gebiet die Eigenschaften von verschiedenen Parametrisierungen der Kalibrationskonstanten und den Effekt der π^0 -Wichtung darzulegen. Die Grenzen der kinematischen Variablen wurden in dieser Simulation (Datensatz A) auf

$$\begin{aligned} 0,01 &\leq x \leq 1 \\ 0,03 &\leq y \leq 1 \\ 100 \text{ GeV}^2 &\leq Q^2 \leq 98400 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (5.1)$$

gesetzt [35]. Der integrierte Wirkungsquerschnitt in diesen Grenzen beträgt 57pb . In einem Jahr HERA Strahlzeit sind dann bei einer integrierten Luminosität von $\int Ldt = 200(\text{pb})^{-1}$ 11400 Ereignisse zu erwarten.

Im zweiten Datensatz B wurden CC-Ereignisse bei einem sehr hohen Q^2 simuliert. Für den Fehler von Q^2 gilt:

$$\frac{\Delta Q^2}{Q^2} = 2 \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta y}{1-y}.$$

Bei hohen Q^2 -Werten wird erwartet, daß die Anwendung der π^0 -Wichtung zu erheblich genaueren Werten von Q^2 führt, da die Gesamtenergie E der Teilchen quadratisch in die Bestimmung von Q^2 eingeht und sich deshalb Fehler in der Energiebestimmung mit dem Faktor 2 bemerkbar machen. Diese Simulation (Datensatz B) wurde in den kinematischen Grenzen von

$$\begin{aligned} 0,01 &\leq x \leq 1 \\ 0,03 &\leq y \leq 1 \\ 10000 \text{ GeV}^2 &\leq Q^2 \leq 98400 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (5.2)$$

durchgeführt, wobei bei dieser Untersuchung 20000 Ereignisse erzeugt wurden. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von $\int Ldt = 4300(\text{pb})^{-1}$.

In Abb. 5.1 ist die Anzahl der generierten Ereignisse für die beiden Datensätze gezeigt.

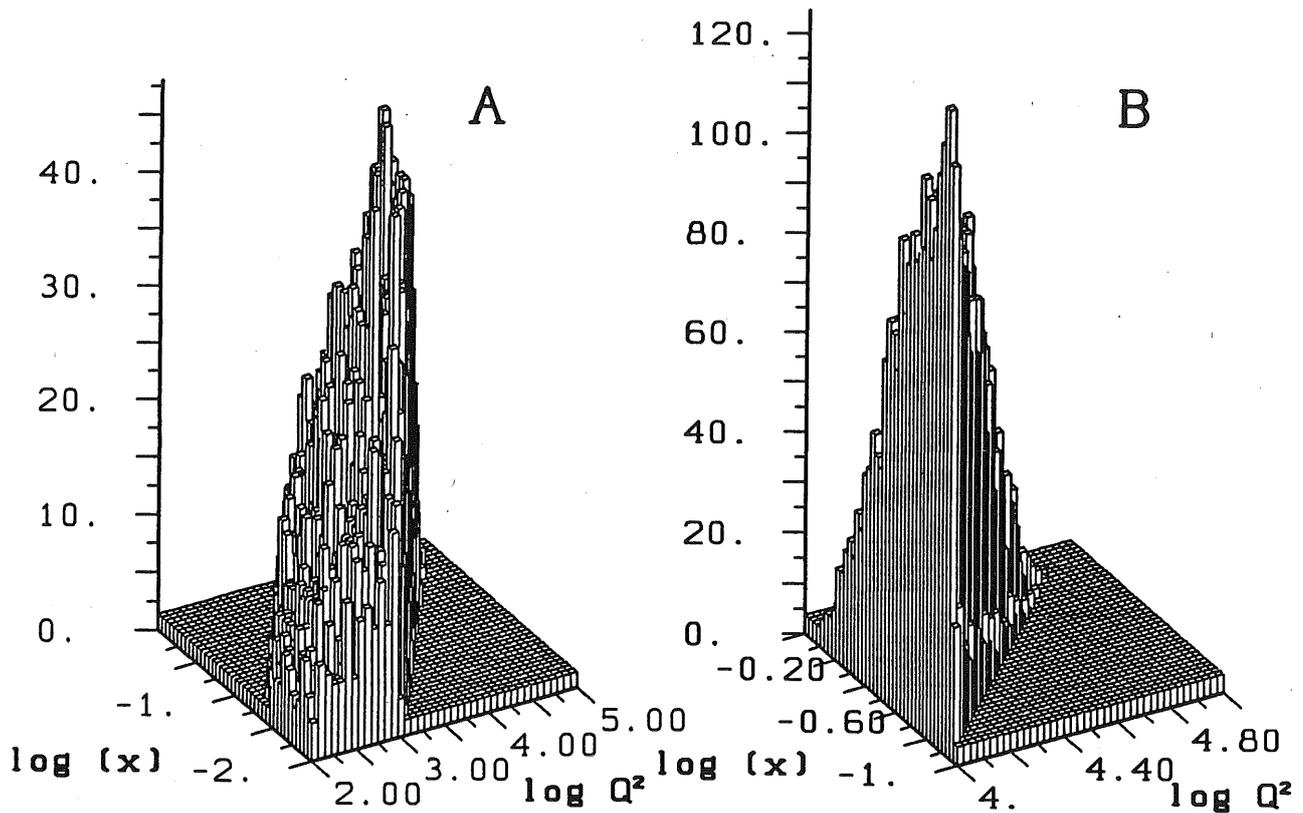


Abb. 5.1 Verteilung der generierten CC-Ereignisse im (Q^2, x) -Gebiet. Insgesamt wurden im Datensatz A 11400 und im Datensatz B 20000 Ereignisse mit dem Modell PCM des Programms LEPTO 5.2 erzeugt.

Akzeptanzschnitt

Um die Teilchen auf den experimentell zugänglichen Winkelbereich zu begrenzen, wurden nur die Teilchen in der Analyse verwendet, die innerhalb des Winkelbereiches von

$$3^\circ \leq \theta \leq 175^\circ \quad (5.3)$$

lagen (θ ist der Winkel zur Protonrichtung).

5.2 Rekonstruktion von y und Q^2

Die Berechnung der kinematischen Variablen aus den hadronischen Teilchen (P_H^μ in (2.1)) ist vor allem deshalb schwierig, da sich P_H^μ aus den Teilchen des Stromjets und des Protonjets zusammensetzt. Die Teilchen des Protonjets werden in der tief inelastischen e^-p -Streuung nicht aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt und entkommen deswegen in sehr vielen Fällen in der Strahlröhre des Speicherrings. Ein Algorithmus zur Berechnung der kinematischen Variablen aus den hadronischen Teilchen hat diese Tatsache zu berücksichtigen.

Eine Möglichkeit, die kinematischen Variablen aus den hadronischen Teilchen mit dem Energie- und Impulsvektor P_H^μ zu berechnen, wurde von Jacquet und Blondel vorgeschlagen [21]. In dieser Methode werden die Effekte der Teilchenverluste in der Strahlröhre des HERA Speicherrings minimiert, indem die kinematischen Variablen aus dem Transversalimpuls P_T und der Differenz von Energie und Longitudinalimpuls eines Teilchens berechnet werden.

Aus rein kinematischen Überlegungen sind 3 unabhängige Gleichungen der $e^\mp p$ -Streuung abzuleiten (siehe Definitionen von (2.1)) :

$$P_T^2 \equiv \left(\sum_h p_{xh}\right)^2 + \left(\sum_h p_{yh}\right)^2 = E^2 \sin^2 \theta \stackrel{(2.3, 2.5)}{\Rightarrow} P_T^2 = Q^2 \cdot (1 - y) \quad (5.4)$$

$$E_p - E_e = \sum_h p_{zh} + E \cdot \cos \theta \stackrel{(2.3, 2.5)}{\Rightarrow} \sum_h p_{zh} = E_p \cdot \left(1 - \frac{Q^2}{s}\right) - y \cdot E_e \quad (5.5)$$

$$E_p + E_e = E + \sum_h E_h \stackrel{(2.3, 2.5)}{\Rightarrow} \sum_h E_h = E_p \cdot \left(1 - \frac{Q^2}{s}\right) + y \cdot E_e. \quad (5.6)$$

Die Methode von Jacquet-Blondel verwendet (5.4) und die Differenz von (5.6) und (5.5), um die kinematischen Variablen zu berechnen. Aus (5.6) - (5.5) folgt:

$$\sum_h (E_h - p_{zh}) = 2y \cdot E_e \Rightarrow y = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e} \quad (5.7)$$

Das Schwerpunktsystem von e und p bewegt sich am HERA Speicherring in Richtung des Protons. Die Sekundärteilchen der e^-p -Streuung sind deshalb in Richtung des Protons kollimiert. Der Beitrag eines Hadrons h zu y ist $\frac{E_h - p_{zh}}{2E_e} \simeq \frac{E_h(1 - \cos \theta)}{2E_e}$ und deshalb vernachlässigbar für kleine Winkel θ . Teilchen, die sich in Richtung des Protons bewegen und kleine Winkel zur ursprünglichen Protonrichtung einnehmen, werden deshalb wenig zum gesamten y beitragen.

Mit (5.7) und (5.4) ist nun die zweite unabhängige Variable der $e^\mp p$ -Streuung zu bestimmen.

$$P_T^2 = Q^2 \cdot (1 - y) \Rightarrow Q^2 = \frac{P_T^2}{1 - y} \quad (5.8)$$

Ebenfalls ist der Transversalimpuls von Teilchen nahe der Strahlröhre klein. Überdies gilt: $\sum_{h, \theta \text{ klein}} (p_{xh} + p_{yh}) \simeq 0$.

5.3 Kalorimetrische Messung von geladenen Stromereignissen

In der folgenden Analyse werden die hadronischen Teilchen P_H^μ oder Jets dazu verwendet, eine kalorimetrische Rekonstruktion der kinematischen Variablen x , y und Q^2 durchzuführen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß durch das Parton-Schauer-Modell der Simulation der e^-p -Streuung auch Multijet-Ereignisse erzeugt werden. Diese Ereignisse können über einen großen Winkelbereich verteilt sein. Somit wäre ein 4π Kalorimeter nötig, um alle Jets in der e^-p -Streuung zu erfassen.

Das verwendete Jetkalorimeter hatte eine laterale Akzeptanz von 40° . Um dennoch Aussagen über die kalorimetrische Messung von CC-Ereignissen in der e^-p -Streuung machen zu können, werden in dieser Analyse aus den Teilchen des hadronischen Endzustands P_H^μ Jets rekonstruiert, welche einzeln mit dem bereits diskutierten Jetkalorimeter gemessen werden.

5.3.1 Definition von Jets

Eine charakteristische Eigenschaft eines Jets ist, daß seine Teilchen einen begrenzten Transversalimpuls zur Jetachse besitzen. In dem verwendeten Modell zur Fragmentation von Quarks haben die erzeugten Jetteilchen eine energieunabhängige P_T -Verteilung mit $\sigma_{P_T} \simeq 0,35 \text{ GeV}/c$.

Ein Maß für den relativen Transversalimpuls von zwei Teilchen mit den Impulsen \vec{p}_i und \vec{p}_j ist [71]:

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}(p_i p_j - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j) \frac{4p_i p_j}{(p_i + p_j)^2} \\ = \frac{4p_i^2 p_j^2 \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(p_i + p_j)^2} \quad (5.9)$$

Und für kleine Winkel θ_{ij} gilt:

$$d_{ij} \simeq \frac{|\vec{p}_i \times \vec{p}_j|}{|\vec{p}_i + \vec{p}_j|}$$

Das Programm LUCLUS zur Rekonstruktion von Jets behandelt zunächst alle Teilchen des hadronischen Systems als getrennte Teilchen. Danach werden die Teilchen mit dem kleinsten Abstand d_{ij} zu einem neuen Teilchen oder Jet kombiniert. Diese Kombination wird nun solange fortgesetzt, bis $d_{ij} > d_{join}$ für alle verbleibende Teilchen erreicht ist. Der erste Jet aus den hadronischen Teilchen ist geformt. Alle verbleibenden Teilchen werden dann in der gleichen Weise zu neuen Jets zusammengefügt, bis alle Teilchen des gesamten hadronischen Systems zugeordnet sind. Der Parameter d_{join} ist die minimalste transversale Masse. Für d_{join} wird ein Wert von $5 \text{ GeV}/c$ verwendet [66].

In Abb. 5.2 ist die relative Anzahl der mit LUCLUS rekonstruierten Jets für die Datensätze A und B gezeigt. In den allermeisten Fällen werden pro Ereignis 2 Jets rekonstruiert. Die relative Anzahl der 2,3, und 4-Jet-Ereignisse ist im Datensatz B deshalb höher, da hier der Phasenraum für eine Partonabstrahlung vom streuenden oder gestreuten Parton größer ist als im Datensatz A.

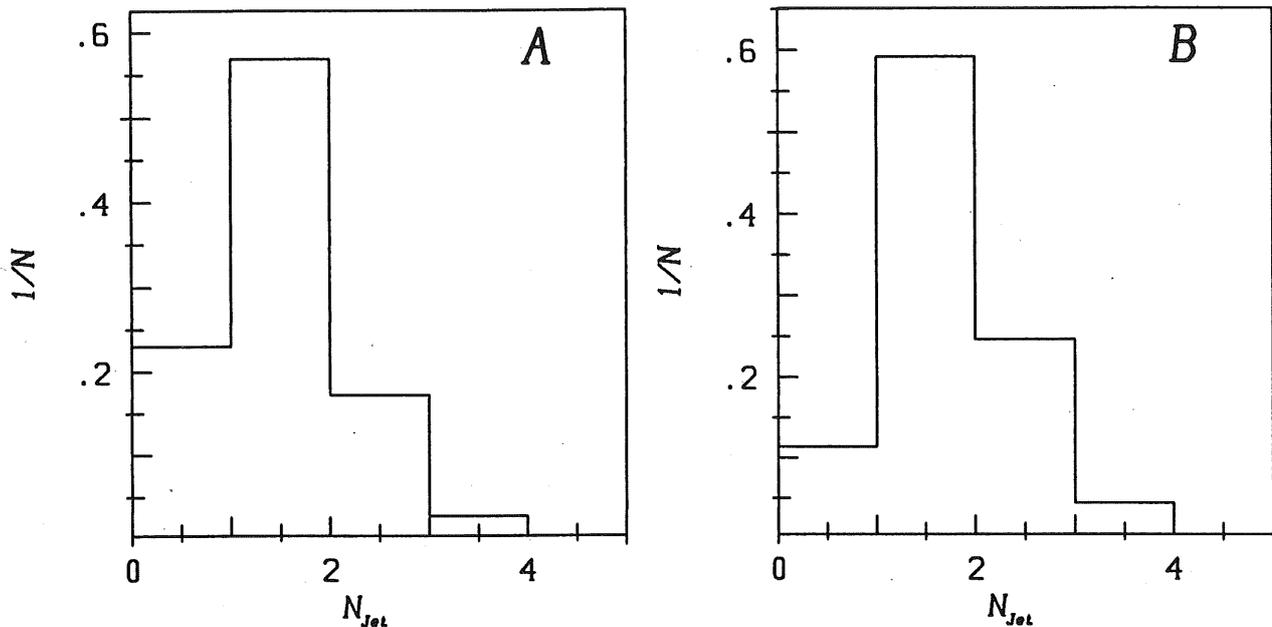


Abb. 5.2 Relative Anzahl der mit LUCCLUS rekonstruierten Jets in CC-Ereignissen der e^-p -Streuung für die Datensätze A und B. N ist die Anzahl der simulierten e^-p -Ereignisse der Datensätze A und B.

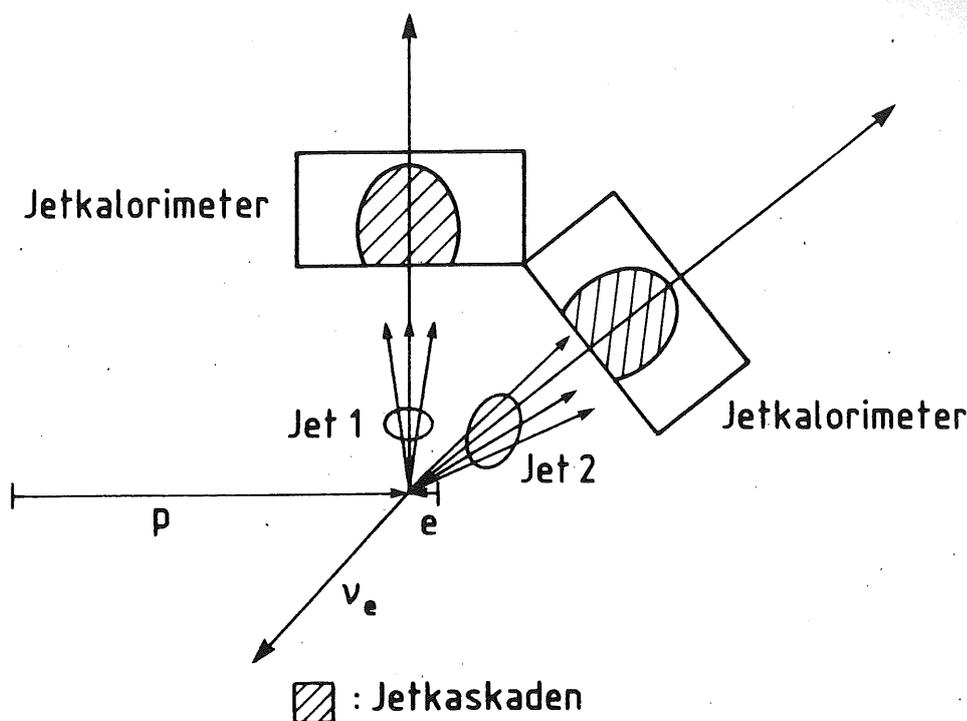
5.3.2 Kalorimetrische Messung der Jets

In Abb. 5.3 ist die Messung eines 2-Jet Ereignisses mit dem Jetkalorimeter beispielhaft für die tief inelastische e^-p -Streuung dargestellt. Die Sekundärteilchen der e^-p -Streuung wurden mit dem bereits erwähnten Algorithmus LUCCLUS dem entsprechenden Jet zugeordnet. Die kalorimetrische Messung des CC-Ereignisses erfolgte nun so, daß das Jetkalorimeter (siehe Abb. 5.3) an die von LUCCLUS ebenfalls rekonstruierte Jetachse rotiert wurde und dann die kalorimetrische Messung eines Jets erfolgte. In dieser Weise wurden alle Jets eines CC-Ereignisses gemessen. Der Abstand des Jetkalorimeters vom Ursprung der e^-p -Kollision betrug 2m.

Ein Jet in Abb. 5.3 wurde in gleicher Weise wie in Kap. 3 aus einzelnen elektromagnetischen und hadronischen Teilchen zusammengesetzt. Die Kaskaden der elektromagnetischen Teilchen des Jets wurden bei der entsprechenden Energie des Teilchens mit EGS IV simuliert, während die Kaskaden der hadronischen Teilchen aus Messungen verwendet wurden.

Die Berechnung der Kalibrationskonstanten für die verschiedenen Parametrisierungen erfolgte aus den Ladungsdepositionen im Kalorimeter und ohne Kenntnis der tatsächlichen Energie eines Jets. Zunächst wurde die Energie eines Jets mit den Mittelwerten $\langle C_{EM} \rangle$, $\langle C_{HAD1} \rangle$ und $\langle C_{HAD2} \rangle$ der in Abb. 4.11 gezeigten Datenpunkte und den Ladungsdepositionen im Jetkalorimeter abgeschätzt und dann iterativ für die entsprechende Parametrisierung (P_0 , P_1 oder P_2) die Energie in den Auslesezellen und die gesamte Jetenergie berechnet.

Betrachtet man die mit P_0 , P_1 und P_2 berechneten Energiedepositionen in den Auslesezellen des Jetkalorimeters als die von Pseudoteilchen der Masse Null, so folgt für die

Abb. 5.3 Kalorimetrische Messung eines Jets in der e^-p -Streuung.

Masse des Jets:

$$m_R = \sqrt{E_R^2 - \vec{P}_R^2}, \quad (5.10)$$

wobei gilt

$$E_R = \sum_{i=1}^{N_{EM}} E_{EM}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD1}} E_{HAD1}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD2}} E_{HAD2}^i,$$

$$\vec{P}_R = \sum_{i=1}^{N_{EM}} \vec{P}_{EM}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD1}} \vec{P}_{HAD1}^i + \sum_{i=1}^{N_{HAD2}} \vec{P}_{HAD2}^i,$$

mit

$$|\vec{P}_{EM}^i| = E_{EM}^i, \quad |\vec{P}_{HAD1}^i| = E_{HAD1}^i \quad \text{und} \quad |\vec{P}_{HAD2}^i| = E_{HAD2}^i.$$

Ergebnisse zur kalorimetrischen Messung der Energie der Jets

In Abb. 5.4 ist die Verteilung von $\frac{E_R - E_J}{\sqrt{E_J}}$ für alle Jets eines Datensatzes und verschiedene Parametrisierungen gezeigt. E_R ist die Kalorimeterenergie eines Jets und E_J die tatsächliche Energie des betrachteten Jets.

P_0 weist kleine Abweichungen von der tatsächlichen Energie eines Jets auf. Die Abweichungen betragen etwa -2% . Diese Abweichungen kommen hauptsächlich durch zwei Effekte zustande:

- $\langle f_{em}^P \rangle$ von Jets der e^-p -Streuung und u-Quark-Jets ist nicht gleich. Die γ -Teilchen aus dem π^0 -Zerfall sind im Jet isotroper als geladene π -Mesonen verteilt. Aus diesem Grund entkommen mehr γ -Teilchen in der Strahlröhre (wegen (5.3))

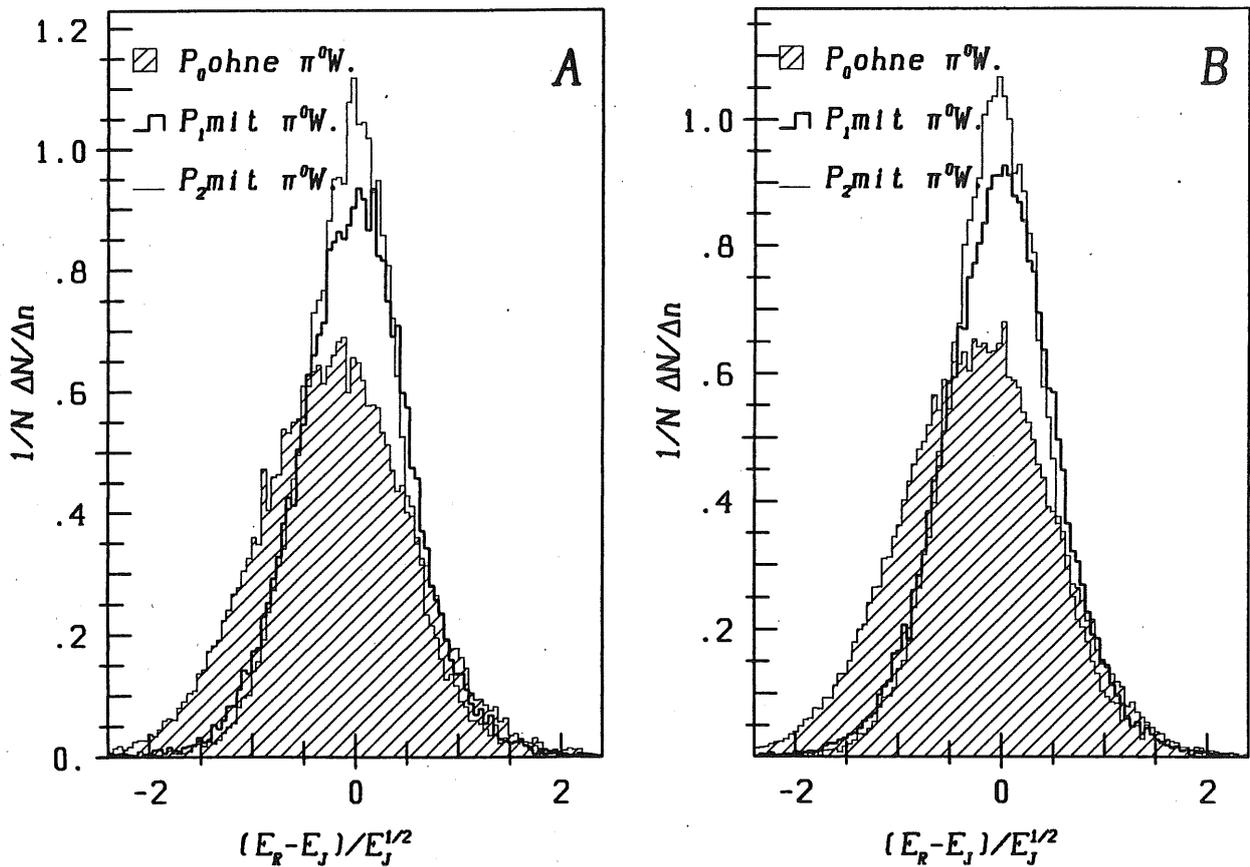


Abb. 5.4 Verteilung der Abweichung $(E_R - E_J)/\sqrt{E_J}$ von der tatsächlichen Energie des Jets. Gezeigt sind links (a) die Abweichungen für Datensatz A und rechts (b) die Abweichungen für Datensatz B.

als geladene π -Mesonen. Dies führt zu einem um 0,05 kleineren $\langle f_{em}^P \rangle$ von Jets in der e^-p -Streuung und etwa einer Abweichung von -1% in der Jetenergie.

- Für die Parametrisierungen der Kalibrationskonstanten wurden 5 Energiepunkte von 20 GeV bis 250 GeV verwendet. Die Gesamtenergie eines mit LUCCLUS definierten Jets kann jedoch wesentlich kleiner als 20 GeV und größer als 250 GeV sein. Die Extrapolation in P_0 zu kleineren und größeren Energien ist wegen der Energieabhängigkeit der Parameter in P_0 wesentlich schwieriger und führt deshalb zu größeren Abweichungen in der berechneten Energie des Jets.

Die Berechnung der Jetenergie mit P_1 und P_2 ist genauer. Die mittleren Abweichungen sind $\leq 1\%$.

Ergebnisse zur kalorimetrischen Messung der Masse der Jets

In Abb. 5.5 ist

$$\Delta m = \frac{m_R - m_J}{m_J}$$

als Funktion der tatsächlichen Jetmasse m_J dargestellt. Gezeigt sind die Mittelwerte und deren Fehler als Funktion der Jetmasse m_J .

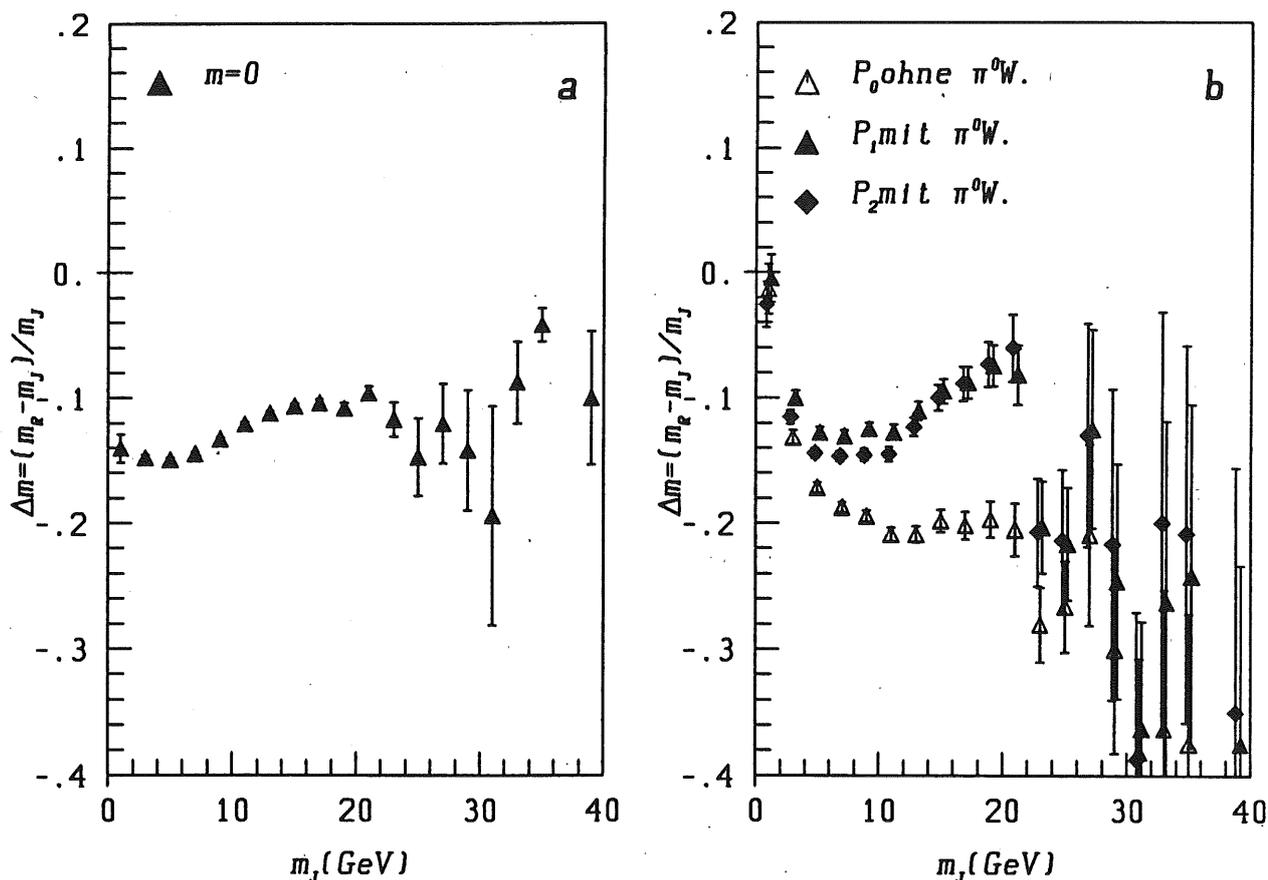


Abb. 5.5 Relative Abweichung der rekonstruierten Jetmasse m_R von der tatsächlichen Masse m_J des Jets für Datensatz A. In (a) sind die Abweichungen gezeigt, wie sie sich aus den bekannten Energien und Impulsen der Jetteilchen unter Vernachlässigung der Teilchenmassen ($m = 0$) ergeben und in (b) wurden die Energiedepositionen in den Auslesezellen des Kalorimeters verwendet, m_R zu berechnen.

In allen 3 Parametrisierungen ist eine negative Abweichung zu beobachten. Diese negative Abweichung ist teilweise dadurch zu erklären, daß in der kalorimetrischen Berechnung der Jetmasse die einzelnen Teilchenmassen vernachlässigt worden sind. Um diesen Effekt quantitativ abzuschätzen, wurde die Jetmasse ebenfalls aus den bekannten Energien und Impulsen der Jetteilchen unter Vernachlässigung der Teilchenmassen berechnet (siehe Abb. 5.5 a). Ein Vergleich von Abb. 5.5 a und Abb. 5.5 b läßt den Schluß zu, daß es mit den Parametrisierungen P_1 und P_2 möglich ist, die Jetmassen innerhalb kleiner Fehler richtig zu berechnen. Die Parametrisierungen P_1 und P_2 reduzieren die hohen Ladungsdepositionen in den Auslesezellen und berechnen deshalb die einzelnen Energien erheblich genauer.

Die Parametrisierung P_0 ist nicht in der Lage, eine richtige Energiezuordnung in den Auslesezellen durchzuführen und die Ladungsdepositionen im richtigen Verhältnis zu dämpfen. Da die hohen Energiedepositionen in den Auslesezellen des Kalorimeters vor allem um das Zentrum des Jets, also um die Achse des Jets konzentriert sind, findet in der Berechnung der Masse des Jets mit der Parametrisierung P_0 ein Energiefluß vom Rand zum Zentrum des Jets statt. Dieser Energiefluß vergrößert den Absolutbetrag des errechneten Impulsvektors (\vec{P}_R^i) und reduziert deswegen die Masse des Jets. Dieser Effekt wächst mit der Masse m_J des Jets.

5.3.3 Ergebnisse

Die kinematischen Variablen eines CC-Ereignisses wurden mit der Jacquet-Blondel-Methode bestimmt, wobei Jets als Teilchen mit Energie und Masse behandelt wurden.

$$y_R = \sum_{i=1}^{N_{\text{Jets}}} \frac{E_R^i - p_{zR}^i}{2 \cdot E_e} \quad (5.11)$$

$$Q_R^2 = \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_{\text{Jets}}} p_{xR}^i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{Jets}}} p_{yR}^i\right)^2}{1 - y_R}, \text{ mit} \quad (5.12)$$

$$\vec{P}_R^i = \begin{pmatrix} p_{xR}^i \\ p_{yR}^i \\ p_{zR}^i \end{pmatrix} = \sqrt{(E_R^i)^2 - (m_R^i)^2} \cdot \vec{e}_o^i, \quad \vec{e}_o^i = \begin{pmatrix} \sin\theta^i \cos\varphi^i \\ \sin\theta^i \sin\varphi^i \\ \cos\theta^i \end{pmatrix}.$$

Die Winkel θ^i und φ^i bestimmen die Richtung der Jetachse. Um mit einer realistischen Winkelauflösung y_R und Q_R^2 zu bestimmen, wurden θ^i und φ^i mit einer angenommenen Winkelauflösung von Jets gaußisch verschmiert. Für σ_{θ^i} und σ_{φ^i} wurde verwendet [72]:

$$\sigma_{\theta^i} = \sigma_{\varphi^i} = 17 \text{ mrad. } x_R \text{ ergibt sich aus } y_R \text{ und } Q_R^2 \text{ zu } x_R = \frac{Q_R^2}{s y_R}.$$

5.3.3.1 Mittlere Abweichung von y_R und Q_R^2

In Tab. 5.1 sind die mittleren relativen Abweichungen der Variablen y_R und Q_R^2 vom tatsächlichen y und Q^2 für alle Ereignisse gezeigt. Diese Abweichungen wurden mit 4 verschiedenen Methoden errechnet: In der Zeile E-P wurden die bekannten Energien und Impulse der Jetteilchen verwendet, die innerhalb des Akzeptanzbereiches (5.3) lagen und in einem Detektor nachgewiesen werden können. Die sich ergebenden Abweichungen sind $\langle \Delta y \rangle = 0,009$ bzw. $0,002$ und $\langle \Delta Q^2 \rangle = 0,019$ bzw. $0,010$ für die entsprechenden Datensätze A und B. Detailliertere Diskussionen dieser Abweichungen sind z.B. in [73] zu finden.

Die Berechnung der kinematischen Variablen mit P_0 führt zu deutlich größeren Abweichungen in y_R und Q_R^2 . Sie sind bedeutend größer als die entsprechenden, mit den Energien und Impulsen der erzeugten Jetteilchen errechneten Werte. Die Abweichungen von der Zeile E-P betragen für Δy -4% und für ΔQ^2 -6 und -12%.

Die Parametrisierungen P_1 und P_2 erlauben, die kinematischen Variablen wesentlich genauer zu errechnen. Die genauer berechnete Energie und Masse des Jets führen zu Abweichungen von -1% für $\langle \Delta y \rangle$ und -2% und -3% für $\langle \Delta Q^2 \rangle$ für P_1 und P_2 .

	$\langle \Delta y \rangle$	$RMS_{\Delta y}$	$\langle \Delta Q^2 \rangle$	$RMS_{\Delta Q^2}$
E-P	-0,009	0,019	-0,019	0,069
P_0	-0,048	0,149	-0,082	0,272
P_1	-0,024	0,142	-0,047	0,246
P_2	-0,024	0,141	-0,046	0,235

Tab. 5.1 a $\langle \Delta y \rangle = (y_R - y)/y$ und $\langle \Delta Q^2 \rangle = (Q_R^2 - Q^2)/Q^2$ für Datensatz A und verschiedene Methoden, y_R und Q_R^2 zu berechnen. In der Zeile E-P wurden die bekannten Energien und Impulse der Jetteilchen unter Vernachlässigung der Teilchenmasse ($m = 0$) verwendet und in den Zeilen P_0 , P_1 , und P_2 wurden ausschließlich die Energiedepositionen in den Auslesezellen des Kalorimeters verwendet, die mittleren Abweichungen zu ermitteln.

	$\langle \Delta y \rangle$	$RMS_{\Delta y}$	$\langle \Delta Q^2 \rangle$	$RMS_{\Delta Q^2}$
E-P	-0,002	0,007	-0,010	0,031
P_0	-0,039	0,105	-0,127	0,284
P_1	-0,012	0,095	-0,044	0,272
P_2	-0,012	0,094	-0,052	0,258

Tab. 5.1 b $\langle \Delta y \rangle = (y_R - y)/y$ und $\langle \Delta Q^2 \rangle = (Q_R^2 - Q^2)/Q^2$ für Datensatz B und verschiedene Methoden, y_R und Q_R^2 zu berechnen. In der Zeile E-P wurden die bekannten Energien und Impulse der Jetteilchen unter Vernachlässigung der Teilchenmasse ($m = 0$) verwendet und in den Zeilen P_0 , P_1 , und P_2 wurden ausschließlich die Energiedepositionen in den Auslesezellen des Kalorimeters verwendet, die mittleren Abweichungen zu ermitteln.

5.3.3.2 Meßgenauigkeit in Δx und ΔQ^2

Die Abb. 5.6 und Abb. 5.7 zeigen die relativen Abweichungen $\Delta x = \frac{x_R - x}{x}$ und $\Delta Q^2 = \frac{Q_R^2 - Q^2}{Q^2}$ vom tatsächlichen x und Q^2 als Funktion von $\log Q^2$. Um den Effekt von Teilchenmassen und lateralen Energieverlusten im Jetkalorimeter zu untersuchen, wurden in den bekannten Energien und Impulsen der Jetteilchen auch die Teilchenmassen zu Null gesetzt ($m = 0$) und die lateralen Energieverluste im Jetkalorimeter berücksichtigt ($E_{Verl.} \neq 0$, siehe Abb. 5.6 a,c und Abb. 5.7 a,c). In Abb. 5.6 b,d und Abb. 5.7 b,d sind ausschließlich kalorimetrische Größen verwendet worden, x_R und Q_R^2 zu bestimmen.

Ergebnisse zum Datensatz A

In Abb. 5.6 a und c (offene Symbole) ist eine konstante und negative Abweichung von Δx und ΔQ^2 zu beobachten. Die Abweichungen betragen -1 bis -2% und ergeben sich ausschließlich aus Akzeptanz- und Teilchenverlusten (z.B. ν 's). Vernachlässigte Teilchenmassen und laterale Energieverluste im Jetkalorimeter (geschlossene Symbole) machen sich beträchtlich sowohl in Δx als auch in ΔQ^2 bemerkbar. Die absoluten lateralen Energieverluste ($\leq 5\%$) der Jetkaskade sind besonders groß bei kleinem Q^2 und führen zu einer maximalen Abweichung in Δx von +15% und -5% in ΔQ^2 .

Die Datenpunkte von Abb. 5.6 a und c, in denen Teilchenmassen vernachlässigt und laterale Energiedefekte berücksichtigt wurden, können direkt mit der kalorimetrischen

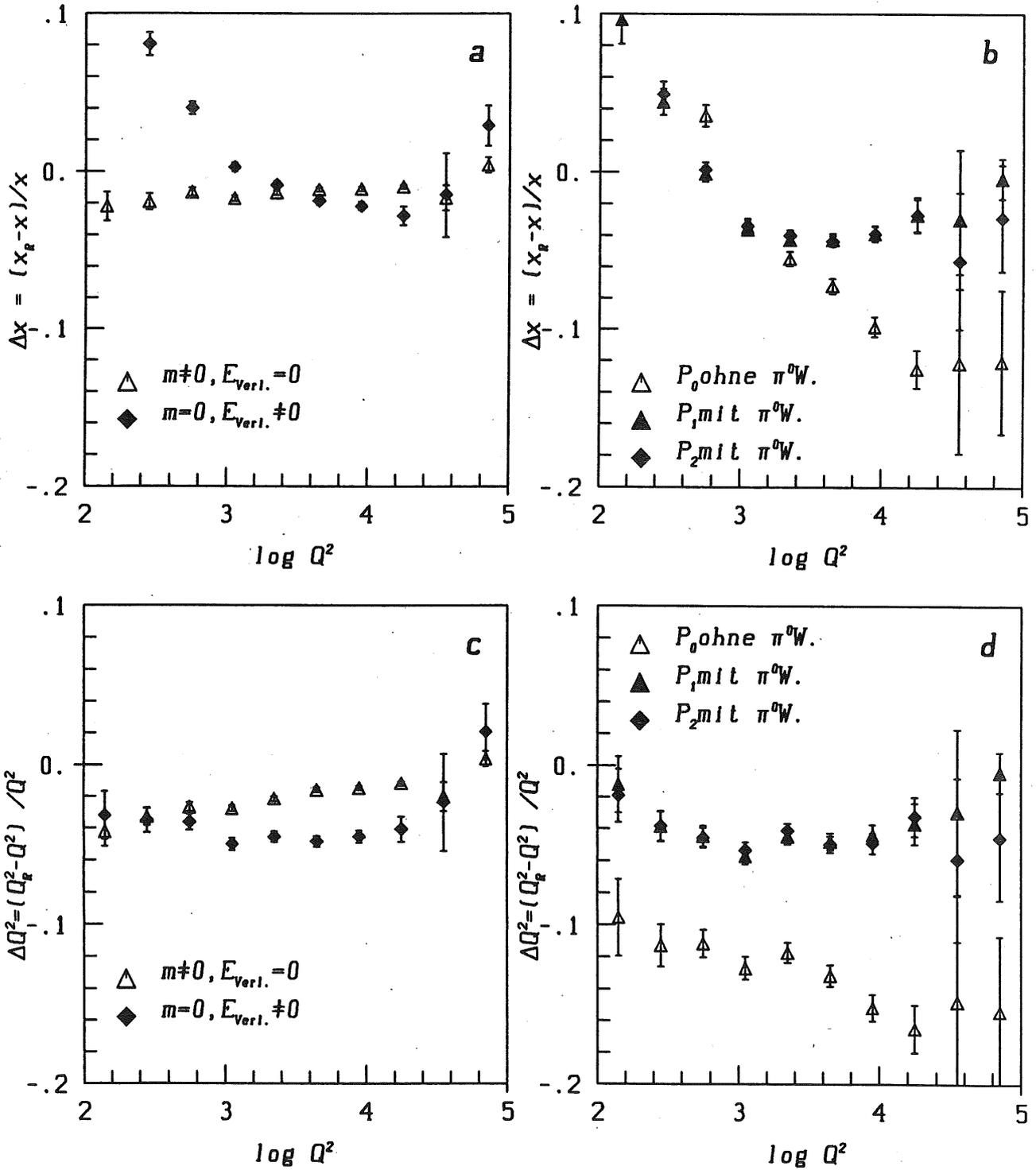


Abb. 5.6 Relative Abweichung $\Delta x = \frac{x_R - x}{x}$ und $\Delta Q^2 = \frac{Q_R^2 - Q^2}{Q^2}$ als Funktion von $\log Q^2$ für Datensatz A. In a, c sind jeweils die Abweichungen dargestellt, wie sie sich aus den bekannten Energien und Impulsen der Jeteilchen mit den entsprechenden Annahmen ergeben und in b, d sind die kalorimetrisch berechneten Abweichungen gezeigt.

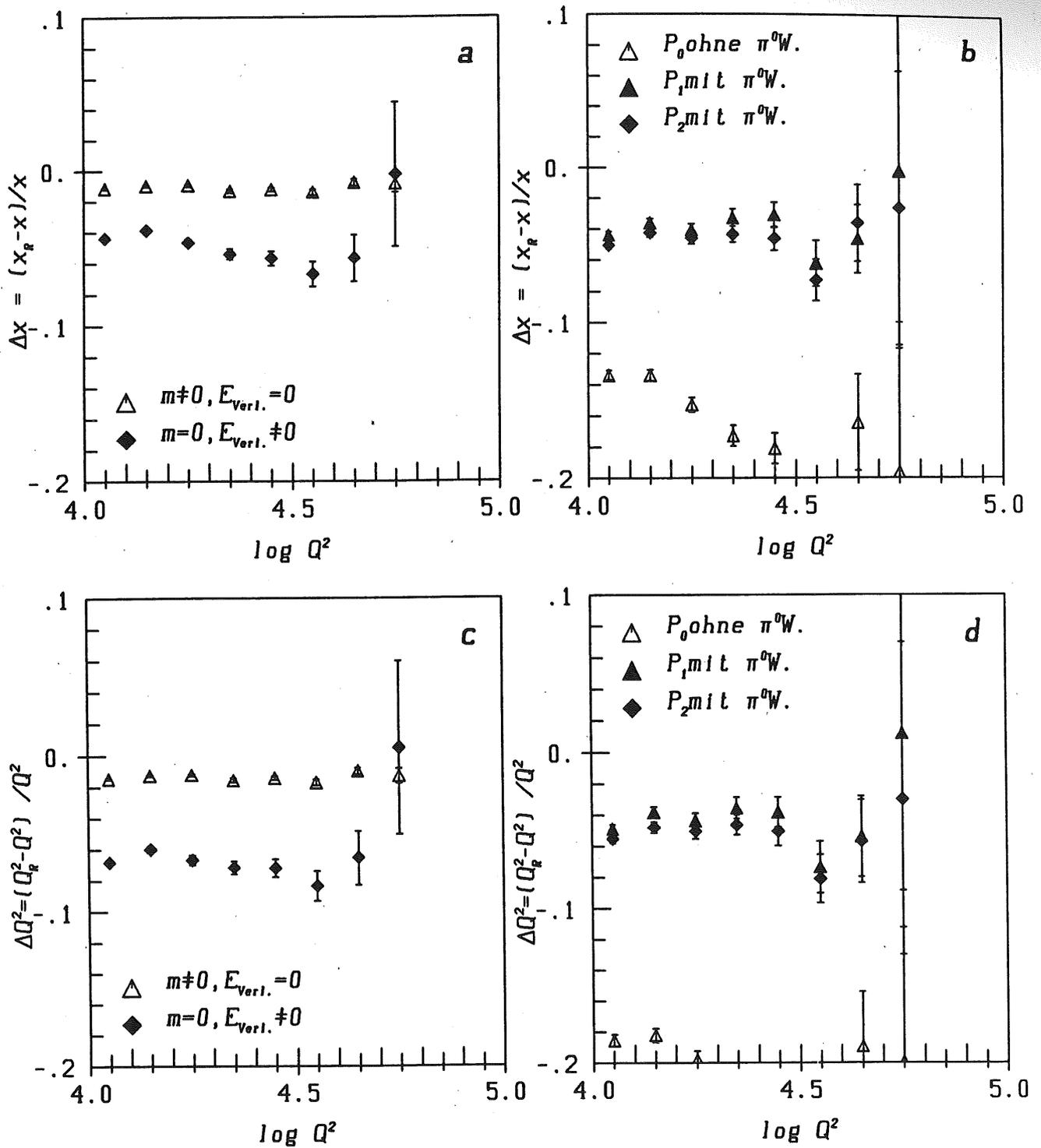


Abb. 5.7 Relative Abweichung $\Delta x = \frac{x_R - x}{x}$ und $\Delta Q^2 = \frac{Q_R^2 - Q^2}{Q^2}$ als Funktion von $\log Q^2$ für Datensatz B. In a, c sind jeweils die Abweichungen dargestellt, wie sie sich aus den bekannten Energien und Impulsen der Jetteilchen mit den entsprechenden Annahmen ergeben und in b, d sind die kalorimetrisch berechneten Abweichungen gezeigt.

Berechnung von Δx und ΔQ^2 verglichen werden. Sie stellen für die kalorimetrische Berechnung der kinematischen Variablen x und Q^2 optimale Werte dar.

Die Abweichungen von Δx (Abb. 5.6 b) sind besonders groß bei kleinem Q^2 ; sie sind bis etwa $\log Q^2 < 3$ für alle Parametrisierungen gleich und aus Energieverlusten und der Annahme $m = 0$ entstanden. Wie erwartet, macht sich die π^0 -Wichtung vor allem im Bereich $3 \leq \log Q^2 \leq 5$ bemerkbar. Durch die verbesserte Zuordnung der Energie in einer Auslesezone mittels π^0 -Wichtung werden die Variablen besonders bei hohen Q^2 genauer berechnet. Die verbleibende negative Abweichung von Δx im Bereich $3 \leq \log Q^2 \leq 5$ in den Parametrisierungen P_1 und P_2 ist fast ausschließlich aus der Annahme $m = 0$ und Energiedefekten zu erklären.

Vernachlässigung der π^0 -Wichtung in den Auslesezellen des Jetkalorimeters führt in ΔQ^2 (Abb. 5.6 d) zu Abweichungen von $\leq -10\%$. Dagegen wird Q^2 mit P_1 und P_2 wesentlich genauer berechnet. Die verbleibenden negativen Abweichungen sind etwa -5% und ähnlich zu den Daten, in denen die kinematischen Variablen mit den bekannten Energien und Impulsen der Teilchen und den Annahmen $m = 0$ und $E_{V\text{erl.}} \neq 0$ berechnet wurden.

Ergebnisse zu Datensatz B

Der Datensatz B stellt eine Fortsetzung der Untersuchungen von A bei hohen Q^2 dar. Gezeigt sind in Abb. 5.7 a und c die Berechnungen anhand der Energien und Impulse in gleicher Weise wie in Abb. 5.6. Bei sehr hohen Werten von Q^2 sind durch Energieverluste und Vernachlässigung von Teilchenmassen kleinere Abweichungen zu beobachten. Diese Abweichungen sind etwa konstant in $\log Q^2$ und betragen für $\Delta x - 5\%$ und für $\Delta Q^2 - 8\%$. Die Vernachlässigung von π^0 -Wichtung im Datensatz B (siehe Abb. 5.7 b und d) führt zu sehr großen negativen Abweichungen vom tatsächlichen x und Q^2 . Sie sind in manchen Datenpunkten größer als 20% und in Abb. 5.7 b,d nicht mehr dargestellt. In diesem Datensatz zeigt sich, daß die π^0 -Wichtung besonders bei hohen Impulsüberträgen zu erheblich genaueren Resultaten führt.

Zusammenfassend ist anzumerken, daß die π^0 -Wichtung zu einer wesentlich genaueren Bestimmung der Variablen x und Q^2 führt. Die verbleibenden Abweichungen vom tatsächlichen x und Q^2 sind bei Anwendung der π^0 -Wichtung klein und auf Teilchenmasseffekte und laterale Energieverluste zurückzuführen. Diese Energieverluste können in einem realistischen Kalorimeter noch wesentlich verkleinert werden und würden deshalb zu besseren Resultaten bei kleinen Q^2 -Werten führen.

5.4 Akzeptanzbereich für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

5.4.1 Migration von Ereignissen im (Q^2, x) -Gebiet

In diesem Abschnitt wird der Akzeptanzbereich des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma_{CC}}{dQ^2 dx}$ der e^-p -Streuung mit den verschiedenen Parametrisierungen ermittelt. Durch die endliche Energieauflösung des Kalorimeters, Energieverluste und Vernachlässigung von Teilchenmassen tritt bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen eine Migration von Ereignissen auf. Ereignisse mit einem bestimmten x und Q^2 werden durch diesen Effekt mit x_R und Q_R^2 rekonstruiert und können somit von ihrem ursprünglichen Punkt x und Q^2 abwandern. Da der differentielle Wirkungsquerschnitt eine deutliche Abhängigkeit von x und Q^2 aufweist, nur eine begrenzte Anzahl von Ereignissen erzeugt wurde und

verschiedene zusätzliche Meßfehler in der kalorimetrischen Messung von Jets existieren, ist die Nettowanderung oder Migration von Ereignissen in einem gewissen Bereich von x und Q^2 nicht gleich Null.

Die Migration wurde mit dem Datensatz A untersucht. Es wurden die rekonstruierten Ereignisse, die mit P_0 und P_2 ermittelt wurden dazu verwendet, die Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu bestimmen. Für diese Untersuchung wurde das (Q^2, x) -Gebiet in 20×20 Bereiche unterteilt. Die Unterteilung geschah nach folgenden Kriterien:

- Es soll eine möglichst differenzierte Betrachtung von $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx}$ erreicht werden.
- Die Zahl der Ereignisse in einem Bereich ist ~ 100 .

Mit diesen Annahmen ist eine hinreichend differenzierte Betrachtung der Migration von Ereignissen möglich, ohne zu stark von statistischen Fluktuationen in den einzelnen Bereichen dominiert zu sein.

In Abb. 5.8 ist die Anzahl der erzeugten e^-p -Ereignisse in den 20×20 Bereichen gezeigt. In den Randbereichen von Abb. 5.8 ist die Zahl der Ereignisse in einzelnen Bereichen wegen der geringen Wahrscheinlichkeit wesentlich kleiner als 100. Im zentralen Gebiet erreicht die Verteilung mit 159 Ereignissen ein Maximum.

5.4.2 Ergebnisse zur Migration von Ereignissen

Die Migration von Ereignissen wurde wie folgt ermittelt:

$$A(Q_i^2, x_j) = \frac{N_{Q_i^2, x_j}^{rek.}}{N_{Q_i^2, x_j}^{wahr}} = \frac{\frac{d^2\sigma}{dQ_i^2 dx_j}^{rek.}}{\frac{d^2\sigma}{dQ_i^2 dx_j}^{wahr}}$$

$N_{Q_i^2, x_j}^{rek.}$, bzw. $N_{Q_i^2, x_j}^{wahr}$ sind die rekonstruierten bzw. tatsächlichen Ereignisse in einem Bereich Q_i^2, x_j des (Q^2, x) -Gebietes.

In Abb. 5.9 ist das Ergebnis dieser Untersuchung gezeigt. Eingetragen sind in dieser Abbildung die Gebiete, innerhalb derer gilt: $0,9 \leq A(Q_i^2, x_j) \leq 1,1$. Die Darstellung erfolgt in einer logarithmischen Skala mit bereits geglätteten Konturen.

Die Anwendung der Parametrisierung P_0 auf die Ladungsdepositionen der Jetkaskaden in den Auslesezellen des Kalorimeters führt zu großen systematischen Abweichungen in x_R und Q_R^2 (siehe Abb. 5.6). In einem nur sehr eingeschränkten Gebiet ist die Abweichung $\leq 10\%$. Die in Abb. 5.6 d gezeigten Abweichungen bei Werten von $Q^2 < 1000 GeV^2$ schränken das (Q^2, x) -Gebiet vor allem bei kleinen x - und Q^2 -Werten ein, während die großen systematischen Abweichungen bei hohen x und Q^2 -Werten in Abb. 5.6 b und d den Akzeptanzbereich von P_0 im Gebiet $Q^2 > 10000 GeV^2$ deutlich reduzieren. Insgesamt ist eine etwa y -konstante Einschränkung des untersuchten (Q^2, x) -Gebietes festzustellen. Die SkalenvARIABLE y ist im Bereich von $0,23 \leq y \leq 0,51$ genauer als auf 10% bestimmbar. Die maximalen Q^2 -Werte mit dieser Präzision liegen bei $12600 GeV^2$.

Mit P_2 werden die kinematischen Variablen wesentlich genauer errechnet. Die in Abb. 5.9 gezeigten Konturen sind wesentlich größer als für P_0 . Sowohl bei kleinen als auch bei sehr hohen Q^2 -Werten wird mit P_2 eine höhere Präzision erreicht. y ist im Bereich $0,10 \leq y \leq 0,65$ genauer als 10%. Die maximal, mit 11400 Ereignissen und dieser Präzision erreichbaren Q^2 -Werte liegen bei $30000 GeV^2$.

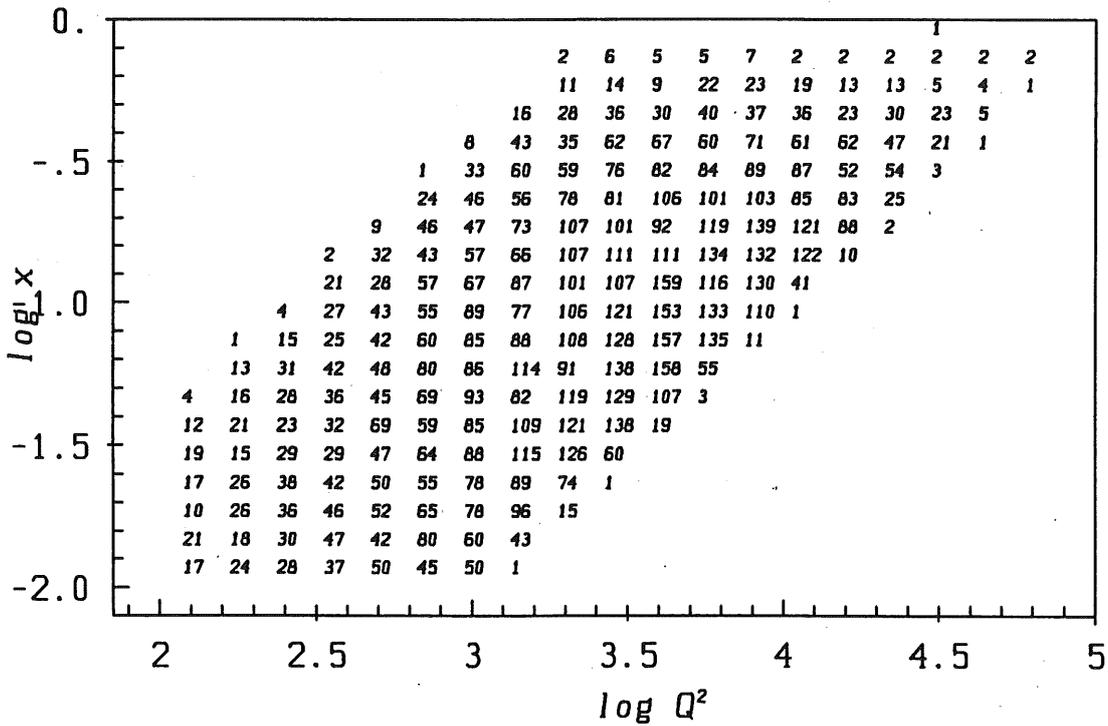


Abb. 5.8 Anzahl der Ereignisse des Datensatzes A im (Q^2, x) -Gebiet. Die Einteilung dieses Gebietes erfolgte in 20×20 Bereiche. Die integrierte Ereigniszahl beträgt 11400.

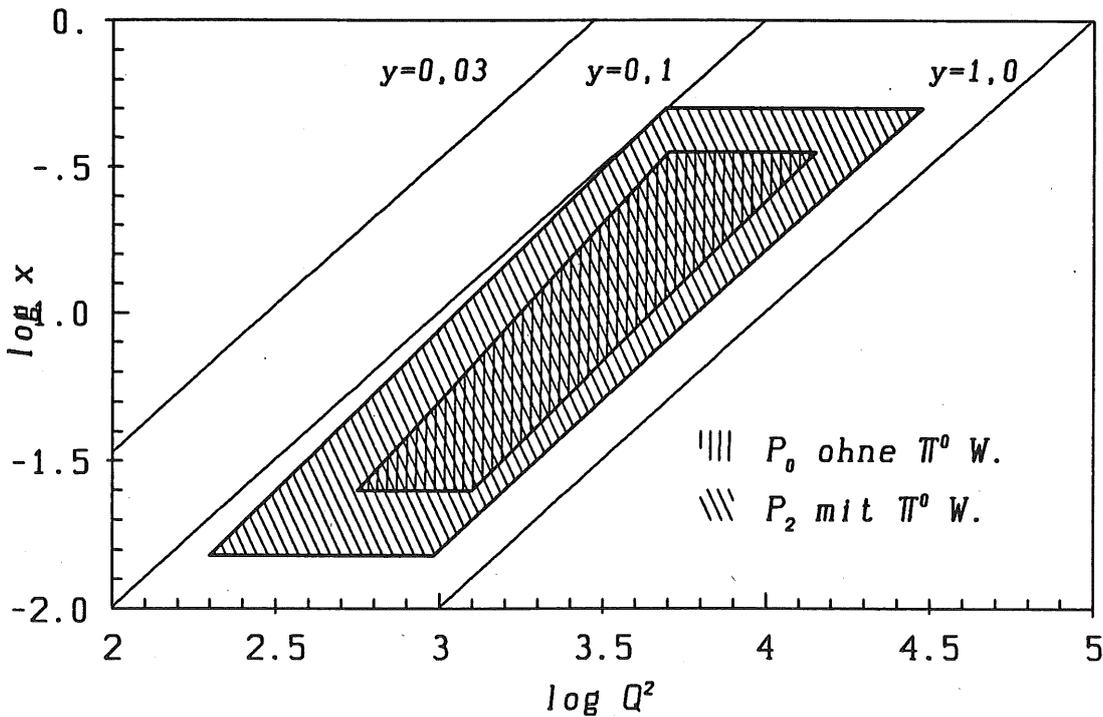


Abb. 5.9 Geglättete Akzeptanzfunktion $A(Q^2, x)$ für die Parametrisierungen P_0 und P_2 im (Q^2, x) -Gebiet. Innerhalb der gezeigten schraffierten Gebiete ist die Migration von Ereignissen mit der verwendeten Parametrisierung der Strukturfunktion (Eichten et al. Satz I, [69]) kleiner als 10%.

5.5 Bestimmung der Masse des W -Bosons und Suche nach einem weiteren W_2

Die Bestimmung der elektroschwachen Parameter $\sin^2 \theta_W$, M_W , und M_Z in neutralen und geladenen Stromereignissen in der tief inelastischen Elektron-Proton Streuung über z.B. die (Q^2, x) -abhängige Form des absoluten Wirkungsquerschnitt ist erheblich von der Genauigkeit der Luminositätsbestimmung \mathcal{L} und der Präzision der Rekonstruktion beeinflusst. Die Bestimmung der elektroschwachen Parameter kann zu einem hohen Grad unabhängig von solchen Effekten gemacht werden, in dem nur Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten z.B. $\frac{\sigma_{NC}}{\sigma_{CC}}$ betrachtet werden. In dieser Analyse ist \mathcal{L} genau bekannt und die Bestimmung der elektroschwachen Parameter kann über den absoluten Wirkungsquerschnitt erfolgen.

In geladenen Stromereignissen der tief inelastischen e^-p -Streuung hat insbesondere die Masse des W -Bosons (M_W) und die Existenz eines weiteren W_2 -Bosons (siehe Abschnitt 2.5.2) einen erheblichen Einfluß auf die Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Aus den Q^2 -abhängigen rekonstruierten Ereignissen des Datensatzes A kann sowohl M_W berechnet als auch die Existenz eines W_2 ausgeschlossen werden.

5.5.1 Methode der Analyse

Die im Abschnitt 5.4 bestimmten Akzeptanzfunktionen $A(Q^2, x)$ der Parametrisierungen P_0 und P_2 erlauben die Migration von Ereignissen im untersuchten (Q^2, x) -Gebiet zu korrigieren und die wahre Ereigniszahl in einem Bereich Q_i^2, x_j des (Q^2, x) -Gebiets zu berechnen.

$$n_{Q_i^2, x_j}^{wahr} = n_{Q_i^2, x_j}^{rek.} \cdot \frac{1}{A(Q_i^2, x_j)} \quad (5.13)$$

$n_{Q_i^2, x_j}^{wahr}$, bzw. $n_{Q_i^2, x_j}^{rek.}$ sind die wahren bzw. rekonstruierten Ereigniszahlen. Für den relativen Fehler von $n_{Q_i^2, x_j}^{wahr}$ gilt:

$$\frac{\Delta n_{Q_i^2, x_j}^{wahr}}{n_{Q_i^2, x_j}^{wahr}} = \frac{1}{\sqrt{n_{Q_i^2, x_j}^{rek.}}} + \left| \frac{1}{\sqrt{N_{Q_i^2, x_j}^{wahr}}} - \frac{1}{\sqrt{N_{Q_i^2, x_j}^{rek.}}} \right|.$$

Die Integration der rekonstruierten Ereignisse im in Abb. 5.9 geschilderten Akzeptanzbereich von einer unteren variablen Grenze Q_0^2 zu einer oberen Grenze Q_{max}^2 ergibt eine Q_0^2 -abhängige Ereigniszahl, die dazu verwendet werden kann, M_W zu bestimmen. Die theoretische Ereigniszahl ist gegeben durch das Produkt der verwendeten Luminosität und des Q_0^2 -abhängigen Wirkungsquerschnitts: $\mathcal{L} \cdot \sigma_{Q_0^2}(M_W)$.

$$\chi^2 = \sum_{Q_0^2} \left(\frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{Q_0^2}(M_W) - N(Q_0^2)}{\Delta N(Q_0^2)} \right)^2 \quad (5.14)$$

mit $Q_{min}^2 \leq Q_0^2 \leq Q_{max}^2$. Die Minimalisierung von χ^2 ergibt dann M_W . $N(Q_0^2)$ ist die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse:

$$N(Q_0^2) = \sum_{Q_0^2 \leq Q_i^2 \leq Q_{max}^2} \sum_{x_j} n_{Q_i^2, x_j}^{wahr},$$

$$\Delta N(Q_0^2) = \sqrt{\sum_{Q_0^2 \leq Q_i^2 \leq Q_{max}^2} \sum_{x_j} \left(\Delta n_{Q_i^2, x_j}^{wahr} \right)^2},$$

und für $\sigma_{Q_0^2}$ gilt:

$$\sigma_{Q_0^2} = \int_{Q_0^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \int_{x_{min}}^{x_{max}} dx \frac{d^2 \sigma_{CC}}{dx dQ^2}.$$

x_{min} , x_{max} , Q_{min}^2 und Q_{max}^2 sind die Grenzen des in Abb. 5.9 gezeigten Akzeptanzbereiches. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2 \sigma_{CC}}{dx dQ^2}$ ist gegeben durch:

$$\frac{d^2 \sigma_{CC}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi} \cdot P_W^2 \cdot \sum_{i,j} \left[|V_{u_i d_j}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right].$$

Im Standard-Modell gilt für P_W :

$$P_W^{SM} = \frac{g^2}{Q^2 + M_W^2}.$$

In einem mit der Gruppe $SU(2)_R$ erweiterten Standard-Modell gilt für P_W :

$$P_W = \frac{g_1^2}{m_{W_1}^2 + Q^2} + \frac{g_2^2}{m_{W_2}^2 + Q^2}.$$

Für ein links-rechts symmetrisches Modell sind die Kopplungskonstanten g_1 und g_2 der Gruppen $SU(2)_L$ und $SU(2)_R$ gleich. Für die folgende Analyse wird gesetzt: $g_1 = g_2$, $\zeta = 0$, und $m_{W_1} = M_W$ (vgl. hierzu (2.10), Abb. 2.7 und Ableitungen im Abschnitt 2.5.2).

5.5.2 Genauigkeit der Masse des W -Bosons

Die Abb. 5.10 zeigt das Ergebnis der Bestimmung von M_W mit den Parametrisierungen P_0 und P_2 , dem Datensatz A und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 100(\text{pb})^{-1}$. Da in diesen Untersuchungen nur Akzeptanzkorrekturen von maximal 10% zugelassen wurden, werden mit der Parametrisierung P_0 von den 5700 rekonstruierten Ereignissen nur 1400 Ereignisse oder 24% in der Analyse verwendet. Die Parametrisierung P_2 ergibt eine wesentlich genauere Berechnung der rekonstruierten Ereignisse. In Abb. 5.9 wird deutlich, daß der erlaubte Akzeptanzbereich wesentlich größer ist und deshalb ca. 60% der rekonstruierten Ereignisse in der Analyse verwendet werden können. Die deutlich höhere Ereigniszahl im Akzeptanzbereich und das ausgedehntere Q^2 -Gebiet der Parametrisierung P_2 erlauben, die Masse des M_W -Bosons mit (5.14) sehr genau in einem Fit zu bestimmen: $M_W = (78,8 \pm 0,9)\text{GeV}$. Für P_0 wird gefunden: $M_W = (79,0 \pm 2,2)\text{GeV}$. Aus rein statistischen Überlegungen wird eine Verbesserung der Genauigkeit in den von P_2 rekonstruierten Ereignissen gegenüber P_0 um $0,8\text{GeV}$ auf $\Delta M_W = 1,4\text{GeV}$ erwartet. Die verbleibende Differenz von $0,5\text{GeV}$ ergibt sich somit aus den genauer rekonstruierten Ereignissen und dem erweiterten Q_0^2 -Gebiet, in dem die Funktionsanpassung durchgeführt werden konnte. Die Masse des W -Bosons im Standard-Modell wurde von der UA1-Kollaboration zu $M_W = (83,5 \pm 1,0 \pm 2,7)\text{GeV}$ berechnet mit einem statistischen Fehler von $1,0\text{GeV}$ [74]. Von der UA2-Kollaboration wurde gemessen: $M_W = (80,49 \pm 0,43 \pm 0,24)\text{GeV}$, wobei der statistische Fehler in dieser Messung $0,43\text{GeV}$ beträgt [75, 76].

Das schraffierte Gebiet in Abb. 5.10 zeigt eine 3σ Abweichung der Masse des W -Bosons vom Fit-Wert und somit auch die primäre Abhängigkeit $N(Q_0^2)$ von der Masse des W -Bosons. In dieser Abbildung ist zu erkennen, daß vor allem die gesamte rekonstruierte Ereigniszahl sensitiv auf die Masse des W -Bosons im untersuchten kinematischen Bereich ist.

In den gezeigten Untersuchungen wurden keine Unsicherheiten in der Luminositätsbestimmung und in den Parametrisierungen der Strukturfunktionen betrachtet. Ein Fehler in Bestimmung der Luminosität von 1% führt zu einem zusätzlichen Fehler in der W -Masse von etwa $0,4\text{GeV}$ [77]. Die unterschiedlichen, zur Verfügung stehenden Parametrisierungen der Strukturfunktionen ergeben eine weitere Unsicherheit in der Masse des W -Bosons von etwa $0,5\text{GeV}$ [77].

5.5.3 Ausschluß eines weiteren W_2 -Bosons

In Abb. 5.11 ist die Wahrscheinlichkeit dargestellt, daß ein weiteres W_2 -Boson mit der Masse m_{W_2} , dem Datensatz A und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 100(\text{pb})^{-1}$ ausgeschlossen werden kann. Die gezeigte Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus einem χ^2 -Test an die Datenpunkte in Abb. 5.10. Es wurden ebenfalls keine Unsicherheiten in der Bestimmung der Luminosität oder Parametrisierungen der Strukturfunktionen berücksichtigt. Kleine Massen von $m_{W_2} (\simeq 200 - 400\text{GeV})$ ändern erheblich den gesamten Wirkungsquerschnitt und würden deshalb zu drastischen Abweichungen führen. Mit ansteigender m_{W_2} -Masse werden die Unterschiede zunehmend geringer, da das schwerere W_2 -Boson immer weniger den Wirkungsquerschnitt beeinflusst und der gesamte Wirkungsquerschnitt durch das leichtere W_1 -Boson dominiert ist.

Abb. 5.10 verdeutlicht den Einfluß eines zusätzlichen schwereren W_2 -Bosons auf die integrierte Ereigniszahl $N(Q_0^2)$. m_{W_2} modifiziert vor allem $N(Q_0^2)$ bei hohen Werten von Q_0^2 .

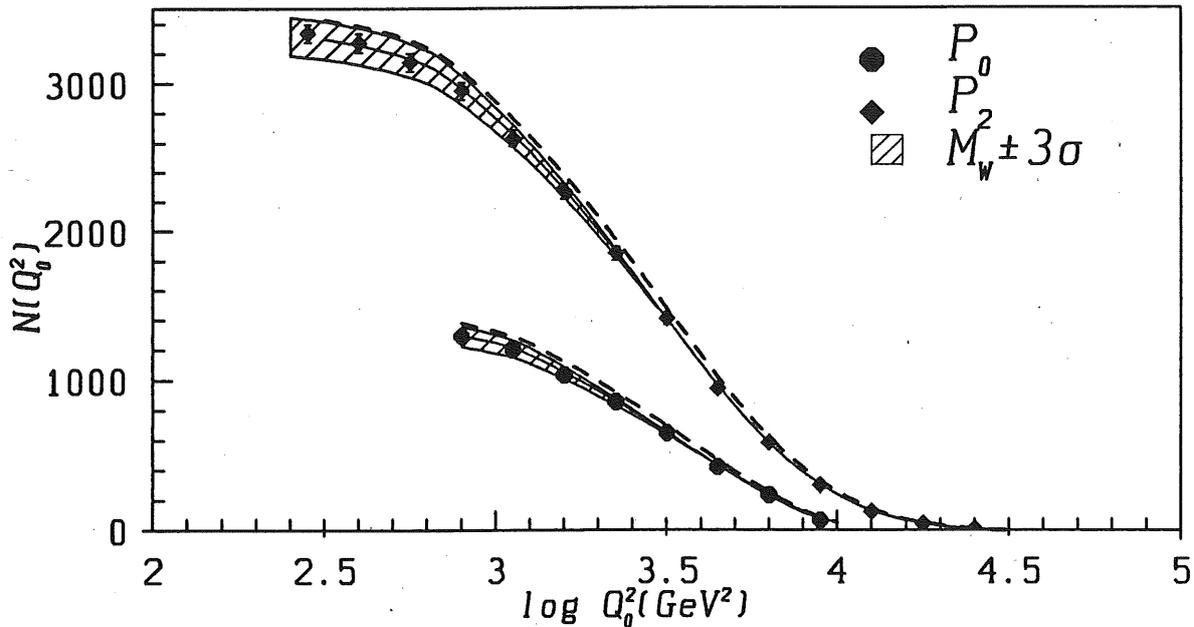


Abb. 5.10 Bestimmung der Masse des W -Bosons mit dem Datensatz A, den Parametrisierungen P_0 (ohne π^0 -Wichtung) und P_2 (mit π^0 -Wichtung) und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 100(\text{pb})^{-1}$. Die Funktionsanpassungen ergeben für P_0 bzw. P_2 : $M_W = (79,0 \pm 2,2)\text{GeV}$ bzw. $M_W = (78,8 \pm 0,9)\text{GeV}$ (Simulationswert: $M_W = 78,4\text{GeV}$). Die gestrichelten Kurven zeigen die Abhängigkeiten von $N(Q_0^2)$ in einem, im Abschnitt 2.5.2 geschilderten erweiterten Standard-Modell mit $m_{W_2} = 520\text{GeV}$ für P_0 und $m_{W_2} = 660\text{GeV}$ für P_2 .

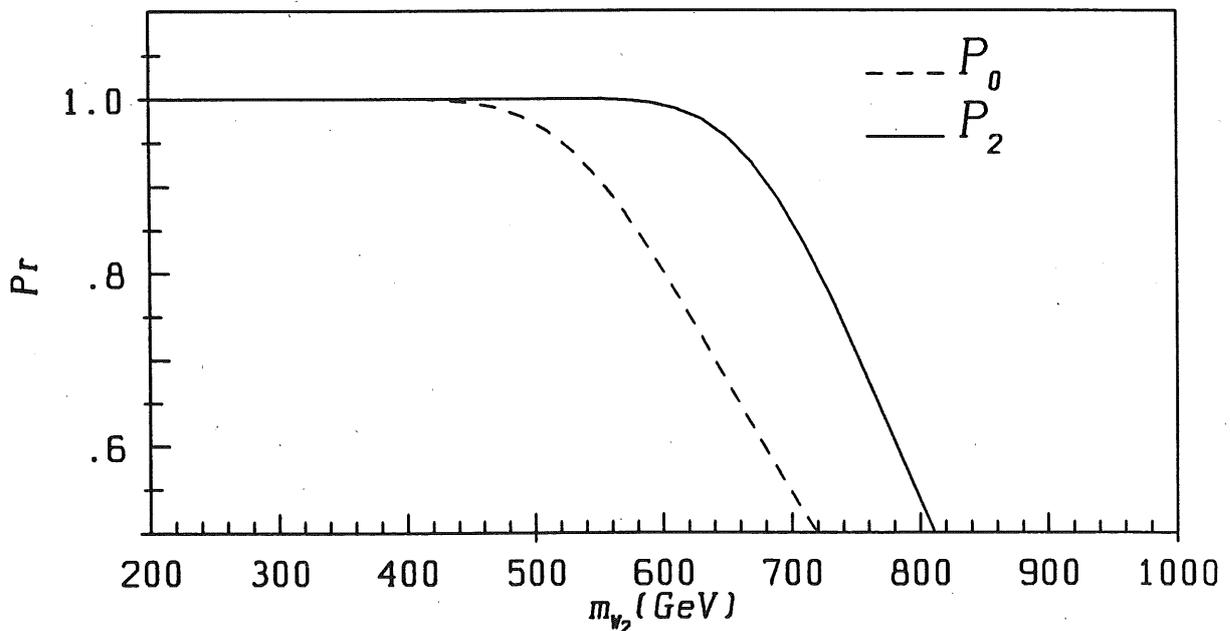


Abb. 5.11 Wahrscheinlichkeit Pr , daß ein weiteres W_2 -Boson mit der Masse m_{W_2} in einem erweiterten Standard-Modell mit dem Datensatz A, den Parametrisierungen P_0 (ohne π^0 -Wichtung) und P_2 (mit π^0 -Wichtung) und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 100(\text{pb})^{-1}$ ausgeschlossen werden kann. Folgende Annahmen wurden gemacht: $g_1 = g_2$, $\zeta = 0$ und $m_{W_1} = M_W$.

Mit P_0 ist es möglich, unter den genannten Bedingungen ein weiteres W_2 -Boson mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% (2σ) bis zu Massen von 520GeV auszuschließen. Da die Parametrisierung P_2 es erlaubt, selbst bei hohen Werten von Q_0^2 $N(Q_0^2)$ sehr genau und mit nur geringen Abweichungen zu bestimmen, ist der Ausschluß eines weiteren W_2 -Bosons mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% bis zu Massen von 660GeV möglich.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen der H1-Kalorimeterexperimente wurden in einem Blei-Eisen-Flüssig-Argon-Kalorimeter die Eigenschaften der Kaskaden von einzelnen hadronischen Teilchen im Energiebereich von $10\text{GeV} \leq E_h \leq 205\text{GeV}$ untersucht. Das fein segmentierte Testkalorimeter, das dem endgültigen H1-Kalorimeter sehr nahe kommt, gibt eine detaillierte räumliche Information über die hadronische Kaskade und erlaubt es deshalb sehr effizient, die π^0 -Fluktuationen der hadronischen Kaskade zu reduzieren. Die Reduktion dieser Fluktuationen oder π^0 -Wichtung wurde mit einem numerischen Verfahren durchgeführt; sie führt zu einem Signalverhältnis von Elektronen und Pionen von eins und damit zu einer hadronischen Energieauflösung, die nur durch die Samplingfluktuationen und intrinsischen Fluktuationen der hadronischen Kaskade bestimmt ist. Die Energieauflösung beträgt nach Anwendung der π^0 -Wichtung und für vollständig im Kalorimeter absorbierte hadronische Ereignisse $\frac{\sigma}{E} = \frac{0,461}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0,015$. Die Energielinearität ist besser als 1%.

Die Analyse der mit dem MC-Programm GHEISHA 8 simulierten einzelnen hadronischen Teilchen im Testkalorimeter zeigt ein Signalverhältnis von Elektronen und Pionen, das sich im untersuchten Energiebereich von $10\text{GeV} \leq E_\pi \leq 170\text{GeV}$ bis zu 10% von dem gemessenen Signalverhältnis unterscheidet. Im Rahmen der geforderten Präzision der Energiebestimmung im H1-Kalorimeter ist es deshalb nicht möglich, die Kalibrationskonstanten der simulierten Kaskaden auf die der zu messenden Kaskaden anzuwenden.

Ein wesentlicher Punkt bei den Kalorimeterexperimenten ist, inwiefern sich die Kaskaden einzelner hadronischer Teilchen von Jets in ihrer longitudinalen Entwicklung und Ladungsfluktuation voneinander unterscheiden. Deshalb wurden u-Quark Jets im Energiebereich von $20\text{GeV} \leq E \leq 250\text{GeV}$ mit einem MC-Programm erzeugt. Die Kaskaden der in der Fragmentation und Hadronisation des u-Quarks erzeugten hadronischen und elektromagnetischen Teilchen wurden dann in einem lateral ausgedehnteren Testkalorimeter überlagert, wobei in dieser Überlagerung gemessene hadronische und simulierte elektromagnetische Einteilchenkaskaden verwendet wurden. In dem Verfahren werden die Einfallswinkel und unterschiedlichen Energien der Jetteilchen und die Ladungsfluktuationen der Kaskaden berücksichtigt.

Die unterschiedlichen Materialeigenschaften von Blei und Eisen des Testkalorimeters verändern das Signalverhalten von Jetkaskaden im Vergleich zu Einteilchenkaskaden. Deshalb ist eine andere Behandlung der Ladungsdepositionen von u-Quark Jets gegenüber Einteilchenkaskaden nötig, insbesondere eine andere π^0 -Wichtung. Unter Ausnutzung der longitudinalen Segmentation des Testkalorimeters ist es jedoch möglich, eine besonders einfache Form der Kalibrationskonstanten für Jets anzugeben und auch die Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten von der Größe der Auslesezellen einzuschränken. Die relative Energieauflösung beträgt nach Anwendung der π^0 -Wichtung $\frac{\sigma}{E} = \frac{0,43}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$ und die Energielinearität ist besser als 0,5%.

Die Anwendung der Kalibrationskonstanten von u-Quark Jets auf simulierte Jets der tief inelastischen e^-p -Streuung zeigt die wesentlichen Aspekte der π^0 -Wichtung. Neben der genauen Energiebestimmung des gesamten Jets ist vor allem eine präzise Bestimmung der Energieverteilung in der Jetkaskade essentiell für eine genaue Berechnung der

kinematischen Variablen in der tief inelastischen e^-p -Streuung nach der Methode von Jacquet-Blondel.

Die mit dieser höheren Genauigkeit rekonstruierten Ereignisse der tief inelastischen e^-p -Streuung unter Anwendung der π^0 -Wichtung bedingen kleinere kinematische Akzeptanzkorrekturen im untersuchten (Q^2, x) -Gebiet und erlauben es deshalb, mit einer höheren Genauigkeit z.B. die Parameter des Standard-Modells zu messen. Die Masse des W -Bosons konnte in dieser Untersuchung mit einer integrierten Luminosität von $100(\text{pb})^{-1}$ auf $0,9\text{GeV}$ genau bestimmt werden.

Die π^0 -Wichtung ermöglicht ferner, den kinematischen Akzeptanzbereich wesentlich zu erweitern und deshalb nach neuen physikalischen Phänomenen in einem ausgedehnteren (Q^2, x) -Gebiet der tief inelastischen $e^\pm p$ -Streuung zu suchen. Die maximal erreichbaren Q^2 -Werte liegen bei $30\,000\text{GeV}^2$. Bei einer integrierten Luminosität von $200(\text{pb})^{-1}$ kann somit die Punktförmigkeit von Elektronen und Quarks bis zu Längen von $\simeq 4 \cdot 10^{-18}\text{cm}$ untersucht werden.

Anhang A. Test der Ausleseelektronik

1. Dynamisches Rauschen der Ausleseelektronik

Ladungsempfindliche Vorverstärker zeigen kapazitives Rauschen, d.h. die Breite des verstärkten Signals ist proportional der am Eingang des Vorverstärkers angelegten Kapazität. Die verwendeten Vorverstärker waren mit folgenden Laborwerten spezifiziert:

$$\sigma = 5500e + 4,7 \frac{e}{pF}, \quad (A.1)$$

wobei diese Abhängigkeit mit einer Testkapazität am Eingang des Vorverstärkers gemessen wurde. Zu dem Grundrauschen des Verstärkers von $5000 \cdot e$ addierte sich ein dynamischer Anteil von $4,7e$ pro pF Lastkapazität.

In Abb. A.1 ist in einem 2-dimensionalen Diagramm die Kapazität einzelner elektronischer Kanäle gegen die Breite der Nullpunktverteilung aufgetragen. Die Kapazitäten wurden am Kryostaten gemessen und stellen bis auf $2m$ Signalkabel die Kapazitäten dar, die von den Vorverstärkern der entsprechenden Kanäle gesehen werden. Die in Abb. A.1 gezeigten Breiten wurden unter experimentellen Bedingungen und während der Datennahme bestimmt.

Die Abhängigkeit des elektronischen Rauschens von der angelegten Kapazität kann aus Abb. A.1 abgeschätzt werden. Es ergibt sich:

$$\sigma = (9000 \pm 140)e + (3,9 \pm 0,06) \frac{e}{pF} \quad (A.2).$$

In Vergleich mit den Laborwerten von (A.1) ist das Grundrauschen zu hoch und der dynamische Beitrag im Mittel zu klein. Diese erheblichen Abweichungen kommen zustande, da im elektronischen Auslesesystem Signalwege von 9 m zwischen der Kapazität (Ionisationskammer) und dem Vorverstärker liegen. Auf diesem langen Signalweg werden Störsignale eingefangen, die zu diesem veränderten elektronischen Verhalten führten.

2. Übersprechen der Elektronik

Durch elektronisches Übersprechen werden die gemessenen physikalischen Signale im Kalorimeter verfälscht und führen zu einer Fehlinterpretation der Messung. Aus diesem Grund wurde das Übersprechen der Elektronik mit dem Kalibrationssystem überprüft. In diesen Tests wurde festgestellt, daß das elektronische Übersprechen entlang des Signalweges kleiner war als 1% und deshalb nicht berücksichtigt werden muß.

Mit dem Kalibrationssystem nicht zu messende Übersprechsignale werden auf einer Ausleseebene beim Durchgang eines Teilchens erzeugt und sind im allgemeinen nur bei der Analyse der gemessenen Kaskaden sichtbar. Diese Übersprechsignale können wie folgt abgeschätzt werden: Geladene Teilchen erzeugen beim Durchgang durch eine Ionisationskammer eine Ladung der Größe Q . Die im Kondensator gebildete Ladung Q verändert

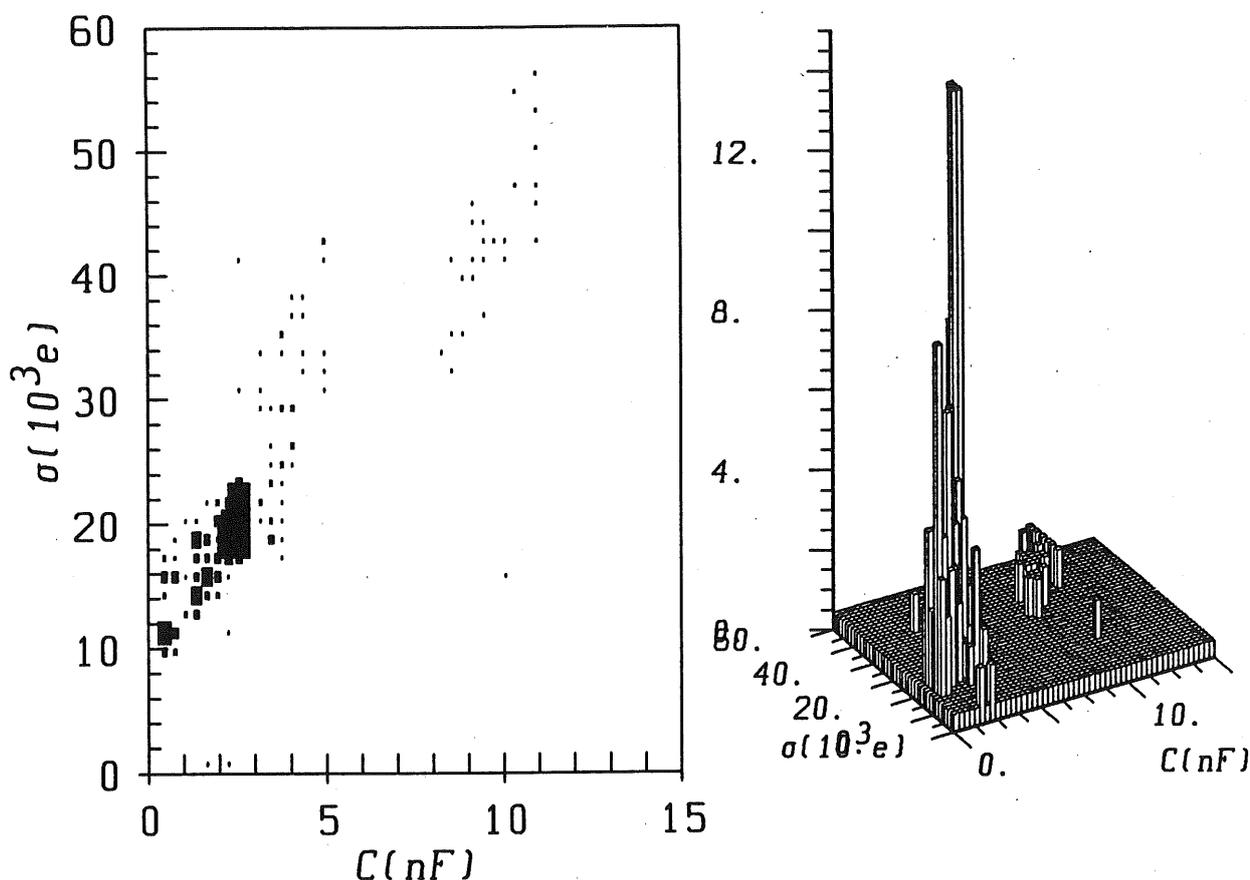


Abb. A.1 Dynamisches Rauschen der Ausleseelektronik: Abhängigkeit der Nullpunktsbreite eines elektronischen Kanals von der Kanalkapazität.

nach $\Delta U = -\frac{Q}{C}$ das Potential auf der gesamten Hochspannungsebene und würde deshalb ein unerwünschtes Signal in Nachbarkanälen C_{i+1} (siehe Abb. 3.6) erzeugen. Die Potentialänderung der Hochspannungsebene ist gegeben durch

$$\Delta U = -\frac{Q}{C} = -\frac{Q}{C_B + \sum C_i}$$

C ist die gesamte Kapazität einer Kalorimetersektion und setzt sich zusammen aus der in Abb. 3.6 beschriebenen Abblockkapazität C_B und der Summe der einzelnen Kanalkapazitäten C_i in einer Sektion. Daraus ergibt sich ein absolutes Übersprechsignal auf Kanal i von

$$Q_{x_i} = -\Delta U C_i = -Q \frac{C_i}{C_B + \sum C_i}$$

und das gesamte Übersprechsignal in einer Kalorimetersektion zu

$$Q_x = \sum Q_{x_i} = -Q \frac{\sum C_i}{C_B + \sum C_i} \quad (A.3)$$

Aus (A.3) ist sofort ersichtlich, daß bei $C_B \gg \sum C_i$ das Übersprechsignal vernachlässigbar klein wird. In Tab. A.1 sind die errechneten Abblockkapazitäten, die Kanalkapazitäten

Kalorimeter- sektion	$\sum C_i[nF]$	$C_B[nF]$	$\frac{Q_x}{Q}$ ((A.3))	r
Pb I	0,029	300	< 0,01	+ 0,015
Pb II	0,038	400	< 0,01	+ 0,014
Pb III	0,077	800	< 0,01	+ 0,012
Pb IV	0,134	1400	< 0,01	+ 0,041
Fe I(x)	5,12	288	-0,017	-0,015
Fe I(y)	5,12	288	-0,017	-0,017
Fe II(x)	6,8	384	-0,017	-0,020
Fe II(y)	6,8	384	-0,017	-0,018

Tab. A.1 Kanalkapazitäten und Abblockkapazitäten in den longitudinalen Sektionen des Kalorimeters. Gezeigt sind ebenfalls die nach (A.3) berechneten Übersprechsignale und die gemessenen Übersprechsignale innerhalb einer longitudinalen Sektion im Testkalorimeter.

und die sich daraus ergebenden Übersprechsignale für die einzelnen Kalorimetersektionen gegenübergestellt.

Die in Tab. A.1 gezeigten Ergebnisse können durch Analyse von elektromagnetischen Kaskaden bestätigt werden. Die laterale Ausdehnung elektromagnetischer Kaskaden ist etwa R_M und somit viel kleiner als die laterale Ausdehnung des elektromagnetischen und zentralen hadronischen Kalorimeters. Aus diesem Grund sind bei zentralem Einschuss eines elektromagnetischen Teilchens in das Kalorimeter keine oder nur sehr kleine Signale am Rand des Kalorimeters zu erwarten.

Nach (A.3) ergibt sich eine Korrelation zwischen der gemessenen Ladung Q in einer Kalorimetersektion und dem Übersprechsignal Q_x . Der Korrelationskoeffizient dieser beiden Größen ist wie folgt definiert:

$$m_{Q,Q_x} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Ereig.}} (Q^i - \langle Q \rangle)(Q_x^i - \langle Q_x \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{Ereig.}} (Q^i - \langle Q \rangle)^2 (Q_x^i - \langle Q_x \rangle)^2}} \quad (A.4)$$

Mit der Voraussetzung einer linearen Korrelation zwischen Q und Q_x ergibt sich die Regressionsgerade $y(Q_x)$.

$$y(Q_x) = \langle Q \rangle + r(Q_x - \langle Q_x \rangle), \text{ mit } r = m_{Q,Q_x} \cdot \sqrt{\frac{\sum_i^{N_{Ereig.}} (Q_i - \langle Q \rangle)^2}{\sum_i^{N_{Ereig.}} (Q_{x_i} - \langle Q_x \rangle)^2}} \quad (A.5)$$

r ist der empirische Regressionskoeffizient und gegeben in Tab. A.1 für elektromagnetische Kaskaden im elektromagnetischen und zentralen hadronischen Kalorimeter von 30 GeV. Die Verteilungen, anhand deren r berechnet wurde, sind in Abb. A.2 abgebildet. Da zentral in das elektromagnetische Kalorimeter eingeschossen wurde, ist Q die Summe der Ladungen der 16 zentralen Ausleseflächen (siehe Abb. 3.3) und Q_x die Ladungssumme der Ausleseflächen am Rand des Kalorimeters. In einer speziellen Testphase wurde das

elektromagnetische Kalorimeter aus dem Kryostaten entfernt und nur mit dem zentralen hadronischen Kalorimeter und dem Endkalorimeter gemessen. Deswegen könnte der Regressionskoeffizient r auch im hadronischen Kalorimeter für elektromagnetische Kaskaden von 30GeV ermittelt werden (siehe Abb. A.2 b). Hier wurde über die mittleren 2 Streifen (siehe Abb. 3.4) summiert, um Q zu erhalten, während Q_x die Summe der Randstreifen ist.

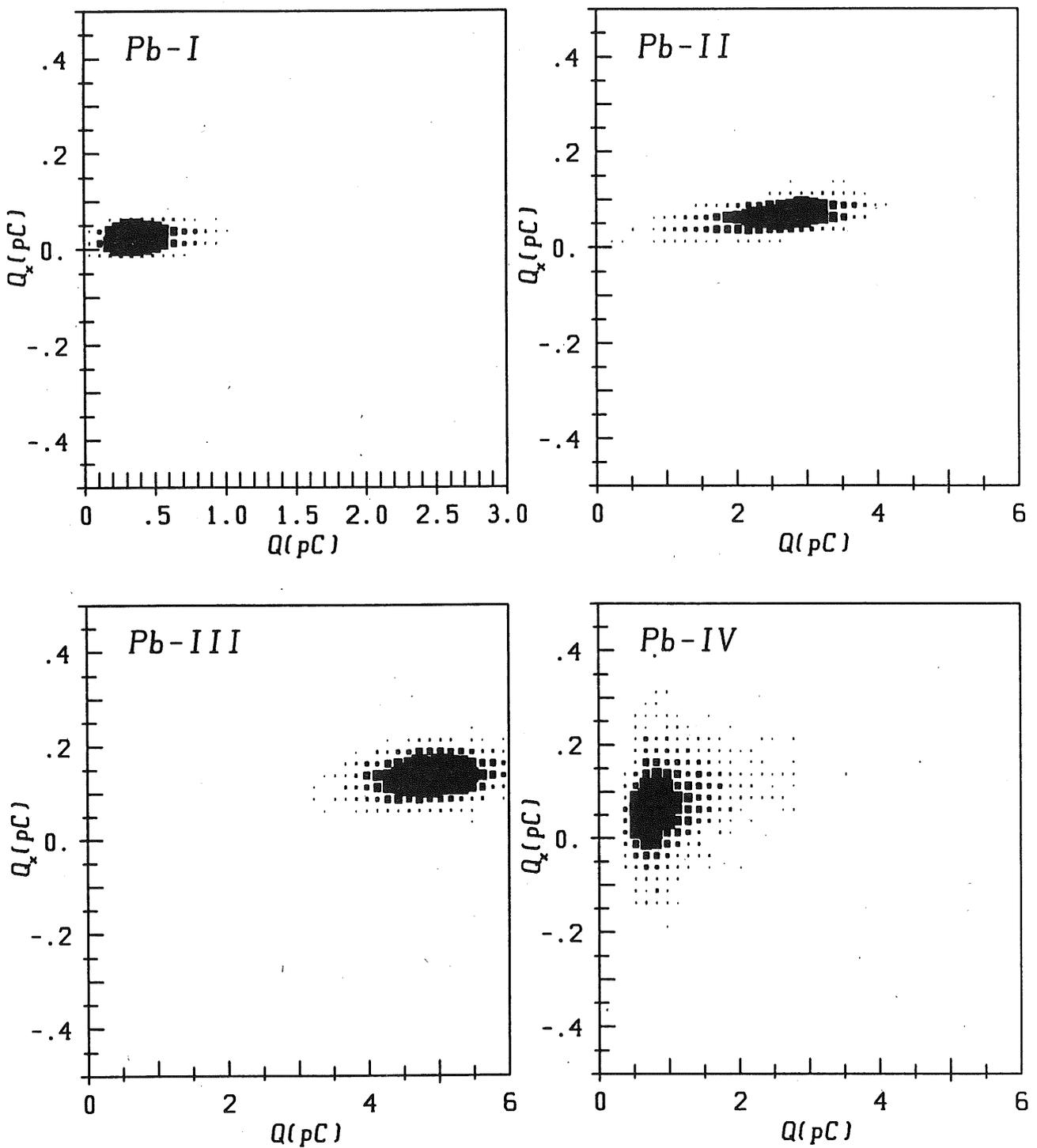


Abb. A.2 a Korrelation zwischen Q und Q_x im elektromagnetischen Kalorimeter. Diese Verteilungen wurde für elektromagnetische Kaskaden von 30 GeV bestimmt. Das Übersprechsignal Q_x ist die gemessene Ladung in den Ausleseflächen am Rand des elektromagnetischen Kalorimeters (siehe auch Abb. 3.3), während sich Q aus der Summe der zentralen 16 Ausleseflächen von Abb. 3.3 zusammensetzt.

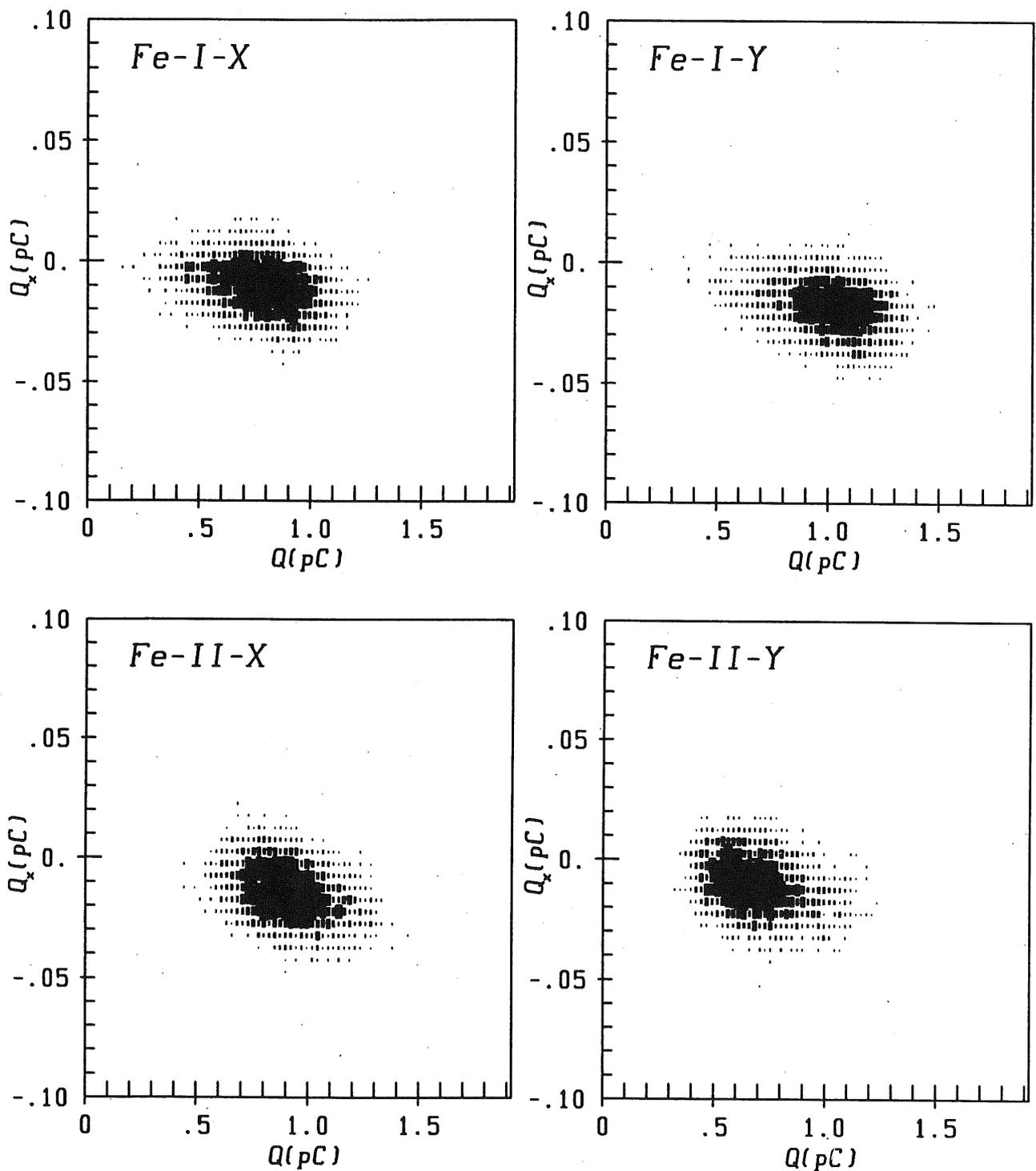


Abb. A.2 b Korrelation zwischen Q und Q_x im zentralen hadronischen Kalorimeter für elektromagnetische Kaskaden von 30 GeV. Das Übersprehsignal Q_x stellt die gemessene Ladung in den 4 Randstreifen von Abb. 3.4 dar, während Q die Ladung in den 4 zentralen Streifen des zentralen hadronischen Kalorimeters ist.

Anhang B. Energieauflösung hadronischer Kaskaden

Selektionskriterien

Um den Einfluß der longitudinalen Energieverluste auf die hadronische Energieauflösung zu untersuchen, wurden 2 verschiedenen Selektionskriterien angewandt. Zunächst wurden alle Ereignisse in der Analyse verwendet und dann in einem zweiten Schritt nur solche, deren Energiedeposition in der letzten longitudinalen Lage (3.20) erfüllte. Der Schnitt (3.20) selektiert Ereignisse mit geringem longitudinalen Energieverlust.

Energieauflösung hadronischer Kaskaden

Die Energieauflösung hadronischer Kaskaden wurde im Bereich von 10 bis 205 GeV bestimmt, wobei die Simulationsrechnungen aus Gründen der Rechenzeit nur bis 170 GeV durchgeführt wurden. Tab. B.1 und Tab. B.2 zeigen die Werte der hadronischen Energieauflösung für die gemessenen und simulierten Kaskaden, wobei in Abb. 3.17 und Abb. 3.18 einige Verteilungen zu sehen sind, anhand deren die Energieauflösung berechnet wurde.

Energie [GeV]	$\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]	$\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]
10,0	0,685	0,616 ± 0,01	0,537	0,511 ± 0,006
30,0	0,779	0,765 ± 0,01	0,699	0,632 ± 0,005
80,0	1,326	1,112 ± 0,02	1,140	0,892 ± 0,009
120,0	1,433	1,279 ± 0,03	1,195	0,968 ± 0,018
170,0	1,711	1,421 ± 0,02	1,480	1,150 ± 0,008

Tab. B.1 a Energieauflösung für simulierte hadronische Kaskaden(Gheisha 8) ohne Kalorimeterschnitt. Die Spalten 2 und 3 enthalten die Breiten der Verteilungen nach (3.17); die Spalten 4 und 5 nach (3.9).

Energie [GeV]	RMS/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]	RMS/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]
10,0	0,686	0,611 ± 0,01	0,537	0,514 ± 0,006
30,0	0,833	0,767 ± 0,01	0,661	0,613 ± 0,005
80,0	1,256	1,111 ± 0,02	1,013	0,853 ± 0,009
120,0	1,395	1,215 ± 0,03	1,049	0,922 ± 0,018
170,0	1,624	1,336 ± 0,02	1,288	1,104 ± 0,012

Tab. B.1 b Energieauflösung für simulierte hadronische Kaskaden(Gheisha 8) mit Kalorimeterschnitt nach (3.20). Die Spalten 2 und 4 enthalten die Breiten der Verteilungen nach (3.17); die Spalten 5 und 7 nach (3.9).

Energie [GeV]	$\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]	$\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]
10,0	0,694	0,661 ± 0,007	0,607	0,594 ± 0,006
15,0	0,688	0,661 ± 0,006	0,612	0,591 ± 0,005
20,0	0,777	0,743 ± 0,007	0,673	0,668 ± 0,007
25,0	0,783	0,757 ± 0,006	0,706	0,672 ± 0,006
30,0	0,828	0,765 ± 0,006	0,748	0,692 ± 0,005
40,0	0,843	0,778 ± 0,006	0,770	0,718 ± 0,006
50,0	0,966	0,815 ± 0,007	0,886	0,748 ± 0,007
70,0	1,037	0,885 ± 0,008	0,965	0,816 ± 0,007
80,0	1,098	0,939 ± 0,011	1,011	0,862 ± 0,009
120,0	1,395	1,076 ± 0,012	1,251	0,941 ± 0,01
150,0	1,120	0,941 ± 0,01	1,114	0,920 ± 0,01
170,0	1,565	1,188 ± 0,02	1,388	1,020 ± 0,01
205,0	1,738	1,195 ± 0,02	1,669	1,006 ± 0,01

Tab. B.2 a Energieauflösung gemessener hadronischer Kaskaden ohne Kalorimeterschnitt. Die Spalten 2 und 3 enthalten die Breiten der Verteilungen nach (3.17); die Spalten 4 und 5 nach (3.9).

Systematisch für alle simulierten und gemessenen Datenpunkte sind die Werte für σ signifikant kleiner als das *RMS* der Verteilungen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Verteilungen nicht gaußförmig sind.

Die Anwendung von (3.9) bringt eine deutliche Verbesserung der hadronischen Energieauflösung in allen Datenpunkten. Nach (3.9) werden die linearen Kalibrationsfaktoren aus einer χ^2 -Bedingung errechnet. Da die Samplingfaktoren basierend auf minimal ionisierenden Teilchen berechnet wurden, stellen sie nur eine Näherung dar, die unterschiedlich deponierten Energien im aktiven Medium in den einzelnen Kalorimetern zu korrigieren und führen deshalb zu einer Verbreiterung des gemessenen hadronischen Signalspektrums.

Parameterisierung der hadronischen Energieauflösung

Die Parameterisierung der hadronischen Energieauflösung gelingt mit dem Ansatz:

$$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} = \sqrt{A^2 + B^2 E}. \quad (B.1)$$

A beschreibt die hadronischen Samplingfluktuationen *S* und die intrinsischen Fluktuationen *I*. Die Samplingfluktuationen der hadronischen Kaskade werden vom Kalorimeteraufbau und im besonderen von der Schichtdicke des verwendeten Absorbers bestimmt. Sie sind also von außen zu beeinflussen und etwa proportional zur Wurzel der Schichtdicke des Kalorimeterabsorbers. Die intrinsischen Fluktuationen resultieren aus verschiedenen Energieverlusten der hadronischen Kaskade. Diese Fluktuationen sind ebenfalls proportional

Energie [GeV]	$\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]	$\frac{RMS}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{1/2}]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{1/2}]
10,0	0,679	0,658 ± 0,007	0,606	0,587 ± 0,006
15,0	0,688	0,659 ± 0,006	0,596	0,584 ± 0,005
20,0	0,759	0,724 ± 0,007	0,671	0,651 ± 0,007
25,0	0,775	0,729 ± 0,006	0,686	0,664 ± 0,006
30,0	0,801	0,749 ± 0,006	0,716	0,683 ± 0,005
40,0	0,805	0,751 ± 0,006	0,722	0,699 ± 0,006
50,0	0,886	0,785 ± 0,007	0,796	0,727 ± 0,007
70,0	0,943	0,853 ± 0,008	0,852	0,780 ± 0,007
80,0	0,983	0,893 ± 0,011	0,886	0,822 ± 0,009
120,0	1,327	0,967 ± 0,012	1,105	0,893 ± 0,010
150,0	0,999	0,935 ± 0,008	0,889	0,870 ± 0,009
170,0	1,422	1,006 ± 0,014	1,112	0,982 ± 0,012
205,0	1,638	1,004 ± 0,018	1,263	0,985 ± 0,013

Tab. B.2 b Energieauflösung gemessener hadronischer Kaskaden mit Kalorimeterschnitt (3.20). Die Spalten 2 und 3 enthalten die Breiten der Verteilungen nach (3.17); die Spalten 4 und 5 nach (3.9).

zur Wurzel der Gesamtenergie der hadronischen Kaskaden. Die Samplingfluktuationen und die intrinsischen Fluktuationen sind unabhängig von einander. Deshalb gilt:

$$A^2 = S^2 + I^2.$$

B berücksichtigt verschiedene systematische Effekte in der Messung von hadronischen Kaskaden, die alle zu einer zusätzlichen Verbreiterung des hadronischen Signalspektrums führen. Diese zusätzlichen Beiträge sind:

$$B^2 = \sigma_{\pi^0}^2 + \sigma_L^2 + \sigma_P^2 + \sigma_s^2 \quad (B.2)$$

σ_{π^0} beschreibt die Verbreiterung des Signalspektrums durch die elektromagnetischen Fluktuationen, die sich zunehmend mit der Primärenergie des einfallenden Teilchens auf die Verbreiterung des Signal auswirken. In σ_L werden longitudinale Energieverluste berücksichtigt, σ_P enthält die Impulsunschärfe der einfallenden Teilchen und in σ_s sind alle weiteren systematisch bedingte Effekte wie z.B. kohärentes Rauschen der Ausleseelektronik, Dickenschwankungen der Ausleseebenen o.ä. enthalten.

Die Werte von Spalte 5 in Tab. B.1 und Tab. B.2 sind in Abb. 3.21 als Funktion der Strahlenergie aufgetragen und mit (B.1) parameterisiert. Das Ergebnis dieser Parameterisierung ist in Tab. 3.11 dargestellt.

Diskrepanzen werden in A und B festgestellt. Die beobachteten Unterschiede in diesen beiden Werten zwischen den gemessenen und simulierten Daten sind sehr groß und

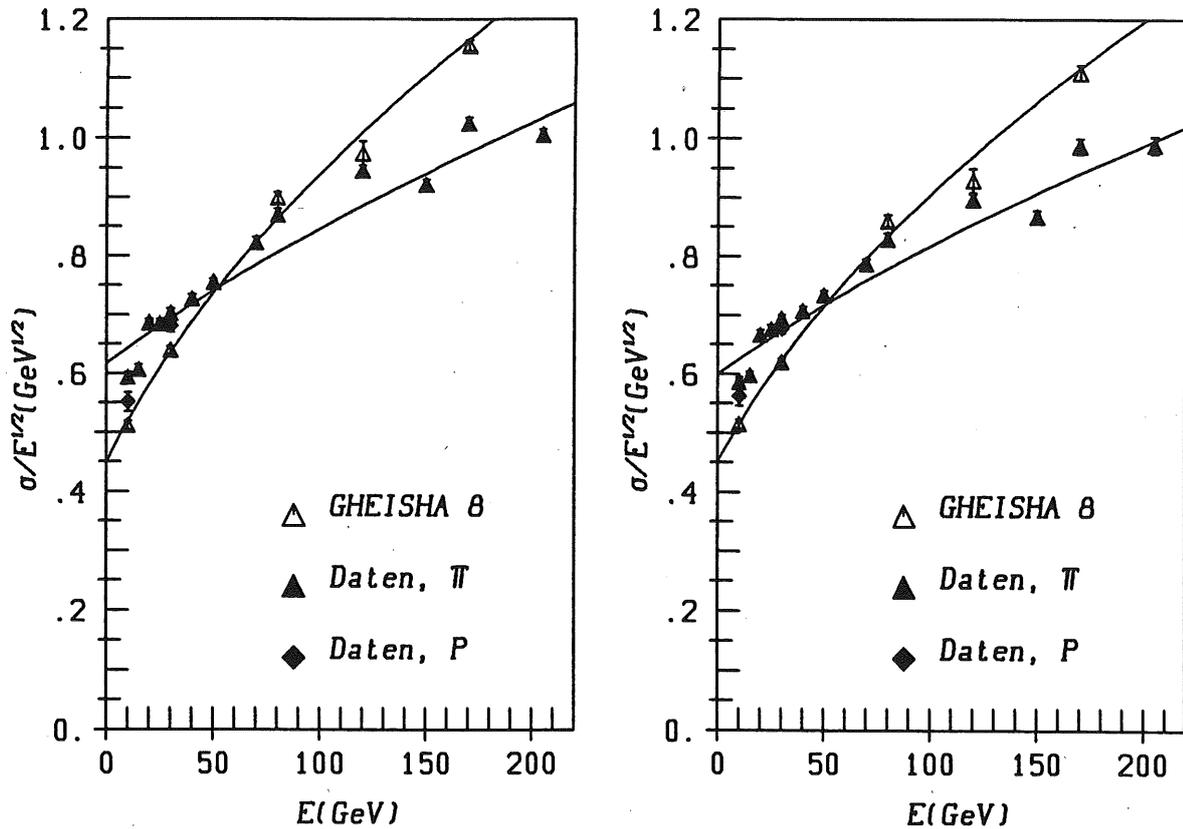


Abb. 3.21 Energieauflösung für die gemessenen und simulierten hadronischen Kaskaden. Gezeigt ist links σ/\sqrt{E} ohne und rechts mit Kalorimeterschnitt nach (3.20).

	$A[\text{GeV}^{1/2}]$	B
Daten	$0,617 \pm 0,004$	$0,058 \pm 0,001$
GHEISHA 8	$0,445 \pm 0,008$	$0,083 \pm 0,001$

Tab. 3.11 a Energieauflösung von π^\pm -Mesonen ohne Kalorimeterschnitt.

	$A[\text{GeV}^{1/2}]$	B
Daten	$0,600 \pm 0,004$	$0,055 \pm 0,001$
GHEISHA 8	$0,452 \pm 0,008$	$0,078 \pm 0,001$

Tab. 3.11 b Energieauflösung von π^\pm -Mesonen mit Kalorimeterschnitt.

statistisch signifikant. Die Konstante A ist in den simulierten hadronischen Kaskaden wesentlich größer als in den gemessenen Kaskaden. Der Unterschied beträgt $0,15\text{GeV}^{1/2}$ in den Daten ohne und mit Kalorimeterschnitt.

Entgegen den Erwartungen ist B in der MC-Simulation deutlich größer als in der experimentellen Messung. In B machen sich auch systematische Unsicherheiten des Meßaufbaus bemerkbar. Dies führt im allgemeinen zu höheren Werten von B im Experiment. Solch ein Verhalten wird nicht beobachtet.

Die Anwendung des Kalorimeterschnitts verkleinert B um etwa 0,3% in den gemessenen und 0,5% in den simulierten Daten. Da die relative Impulsunschärfe der einfallenden Teilchen mit 0,005 bis 0,01 festgestellt wurde und $\sigma_L = 0$ bei Anwendung des Kalorimeterschnitts ist, ergibt sich

$$\sqrt{\sigma_{\pi^0} + \sigma_s^2} = 0,055$$

für die gemessenen Kaskaden und

$$\sqrt{\sigma_{\pi^0} + \sigma_s^2} = 0,078$$

und für die simulierten Kaskaden.

Anhang C. Untersuchung zur topologischen Abhängigkeit der Jet-Kalibrationskonstanten

Als topologische Größen werden in dieser Untersuchung der primäre elektromagnetische Energieanteil f_{em}^P und die geladene Multiplizität M^\pm des Jets gewählt. In diesem zweidimensionalen Gebiet werden dann die Kalibrationskonstanten A_1, A_2, B_1, B_2 und C für P_1 , bzw. A_1, B_1 und C für P_2 berechnet. In dieser Untersuchung ist es möglich, Variationen und Korrelationen in den Kalibrationskonstanten in einem sehr großen topologischen Gebiet des Jets zu untersuchen. Außerdem ist es mit dieser Wahl der topologischen Größen möglich, den Übergang von Jet- zu π^\pm -Meson Kalibrationskonstanten zu beobachten. Diese entsprechen Werten von $f_{em}^P = 0$ und $M^\pm = 1$. Der Grenzwert des Jets als Einteilchenkaskade ist also erreicht.

Damit ergibt sich unter Umständen die Möglichkeit, direkt von Einteilchen zu Jets in den Kalibrationskonstanten zu extrapolieren. Der Vorteil einer solchen Möglichkeit ist offensichtlich: Aus der einfachen Messung von Kalibrationskonstanten für π^\pm -Mesonen wären dann Jetkalibrationskonstanten mit dieser Extrapolation zu gewinnen.

Für diese Untersuchung wurde das zweidimensionale Gebiet von f_{em}^P und M^\pm in differentielle Bereiche mit der Schrittweite von

$$\Delta f_{em}^P = 0,2$$

und

$$\Delta M^\pm = 2$$

unterteilt. In gleicher Weise wie in (4.14) und (4.15) werden in diesem vorgegebenen differentiellen Bereich die Kalibrationskonstanten A_1, A_2, B_1, B_2 , und C für P_1 , bzw. A_1, B_1 , und C für P_2 berechnet. In Abb. C.1 ist die Anzahl der Jet-Ereignisse für $E_Q = 60\text{GeV}$ in dem definierten differentiellen Gebiet (f_{em}^P, M^\pm) mit den gewählten Schrittweiten dargestellt. Abb. C.1.

Resultate zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten im Gebiet (f_{em}^P, M^\pm)

In Abb. C.2 sind A_1 und A_2 der Parameterisierung P_1 abgebildet. A_1 ist deutlich von der Topologie des Jets abhängig. In P_1 sind keine Abhängigkeiten der Kompensationsfunktion vom elektromagnetischen Energieanteil der hadronischen Kaskade enthalten. Die mit P_1 angegebene Kompensationsfunktion ist deshalb nur in der Lage, die mittlere Energie eines Jet, summiert über alle Ereignisse, richtig zu berechnen. Betrachtet man Unterklassen des Jets, wie z.B. Jets mit einem gewissen f_{em}^P , so sind Variationen in den Kalibrationskonstanten deshalb zu beobachten, da unterschiedliche f_{em}^P -Werte des Jets eine unterschiedliche π^0 -Wichtung erforderlich machen. A_1 bestimmt die Stärke der π^0 -Wichtung und variiert deshalb mit f_{em}^P einer Jetkaskade. Unterschiedlich hohe elektromagnetische Energien der hadronischen Kaskade erfordern, daß bei kleinen f_{em}^P -Werten die angewandte π^0 -Wichtung im Jetkalorimeter groß ist. Im umgekehrten Fall bei großen f_{em}^P ist nur noch eine sehr minimale π^0 -Wichtung der hadronischen Kaskade nötig.

π^\pm -Mesonen benötigen eine wesentlich größere π^0 -Wichtung als Jets. In Abb. C.2 wird deutlich, daß die Kalibrationskonstante A_1 bei Annäherung an den Einteilchengrenzwert

Eintr.

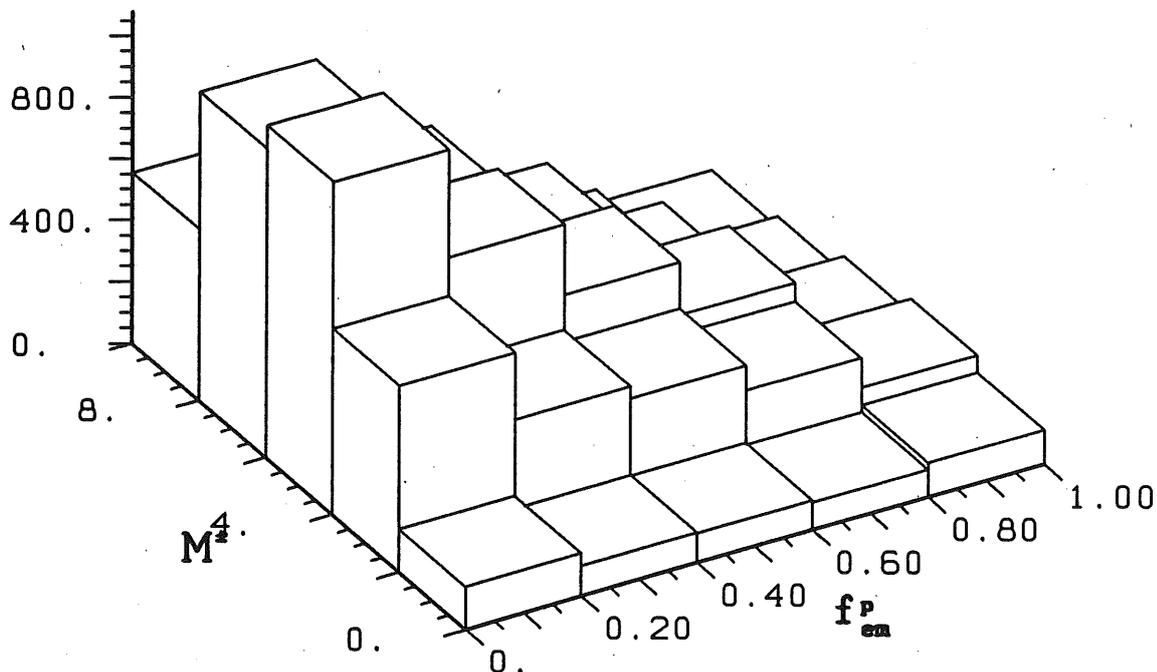


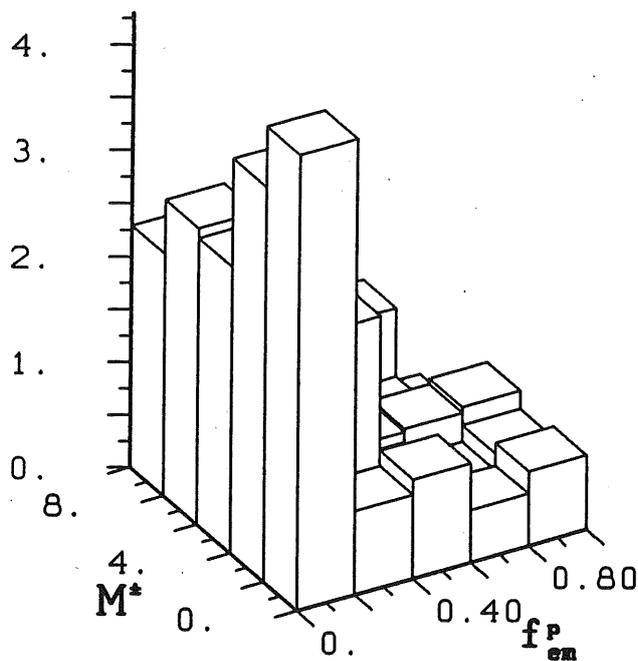
Abb. C.1 Anzahl der u -Quark Ereignisse mit $E_Q = 60\text{GeV}$ im zweidimensionalen Gebiet von f_{em}^P und M^\pm .

von beiden Seiten des zwei-dimensionalen Gebiets anwächst und im ersten Bereich von Abb. C.2 den Maximalwert in dieser Verteilung erreicht, der bei $A_1 = (4,30 \pm 1,6)\text{GeV}/pC$ liegt. Für π^\pm -Mesonen wurde bei einer Energie von 70 GeV $A_1 = (6,96 \pm 0,3)\text{GeV}/pC$ bestimmt. Der Einteilchengrenzwert für Jets konnte im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik nicht genauer bestimmt werden und entspricht dem Mittelwert für $M^\pm \leq 2$ und $f_{em}^P \leq 0,2$. In diesem Bereich sind also Jets mit einer Topologie enthalten, die sich noch von hadronischen π^\pm -Mesonen mit $M^\pm = 1$ und $f_{em}^P = 0$ unterscheiden.

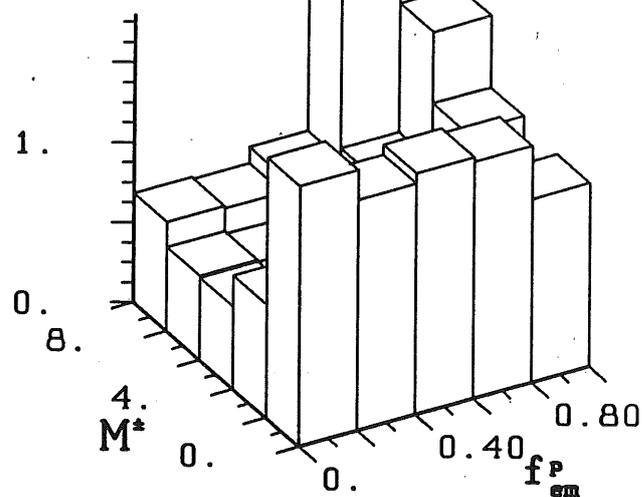
A_2 bestimmt vor allem die Gesamtenergie des Jets im elektromagnetischen Kalorimeter und unterliegt deshalb nicht so großen Variationen wie A_1 . In A_2 sind vor allem die mittleren Signalvariationen der Jetkaskade zu beobachten. Die Projektion der Werte von A_2 auf die f_{em}^P -Achse liefert zunächst ein systematisches Ansteigen und dann ein etwas schwächeres Abfallen von A_2 mit ansteigendem f_{em}^P . Ebenfalls wird in dieser Konstante der Einteilchengrenzwert zwar angenähert, aber nicht erreicht. Dieser liegt bei $(2,43 \pm 0,03)\text{GeV}/pC$ und unterscheidet sich noch etwas von dem im zweidimensionalen Gebiet der Jetkaskaden, der in Abb. C.2 $(2,65 \pm 0,3)\text{GeV}/pC$ beträgt.

Die Kalibrationskonstanten B_1 und B_2 von P_1 zeigen eine geringere Abhängigkeit im untersuchten topologischen Gebiet als A_1 und A_2 . Der Fehler der gezeigten Konstanten ist besonders im Gebiet für sehr hohe f_{em}^P groß. In diesem Gebiet gelangt nur noch wenig Energie der gesamten Kaskade ins zentrale hadronische Kalorimeter, da durch den

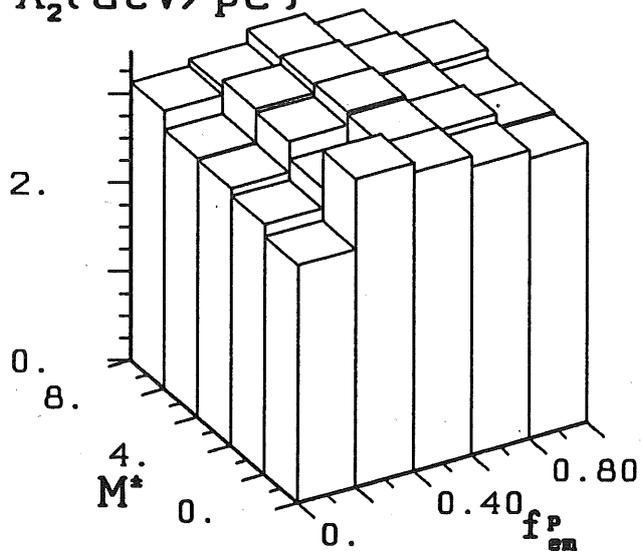
A_1 (GeV/pC)



ΔA_1 (GeV/pC)



A_2 (GeV/pC)



ΔA_2 (GeV/pC)

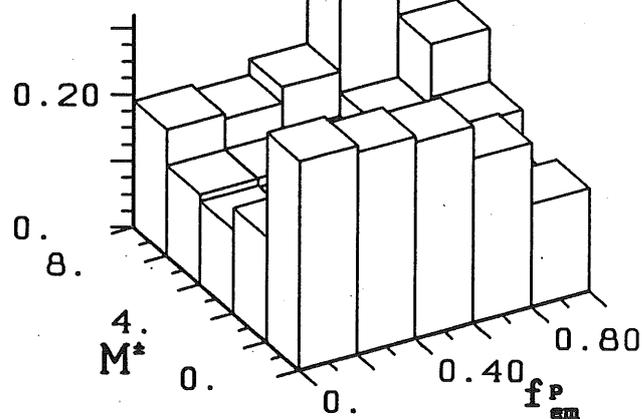
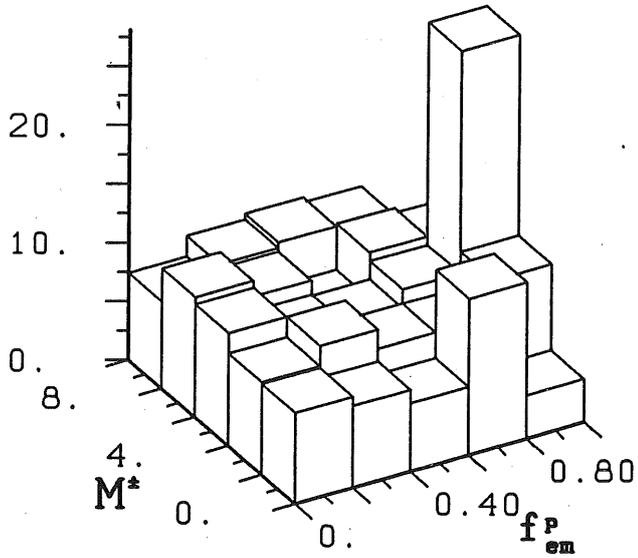
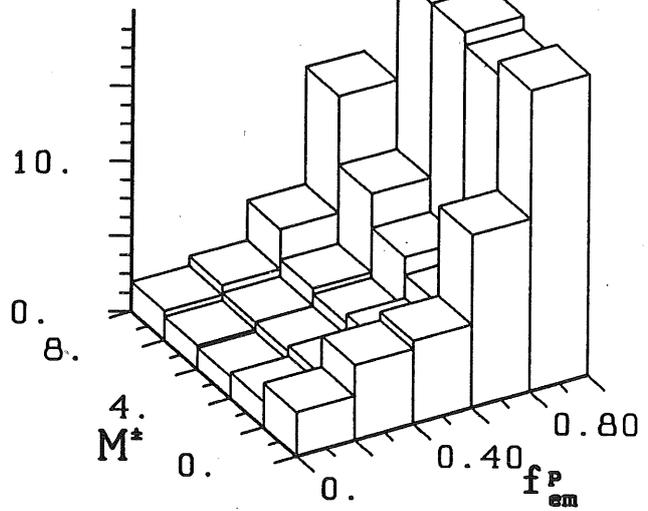


Abb. C.2 Abhängigkeit von A_1 und A_2 der Parameterisierung P_1 im Gebiet (f_{em}^P, M^\pm) bei $E_Q = 60\text{GeV}$.

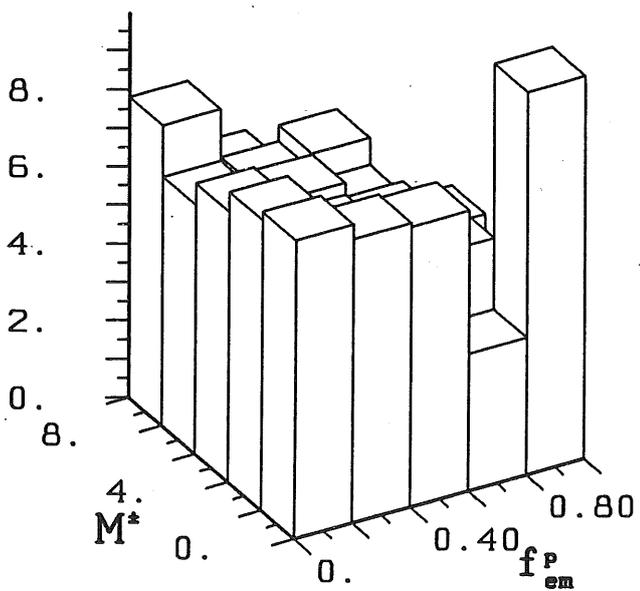
B_1 (GeV/pC)



ΔB_1 (GeV/pC)



B_2 (GeV/pC)



ΔB_2 (GeV/pC)

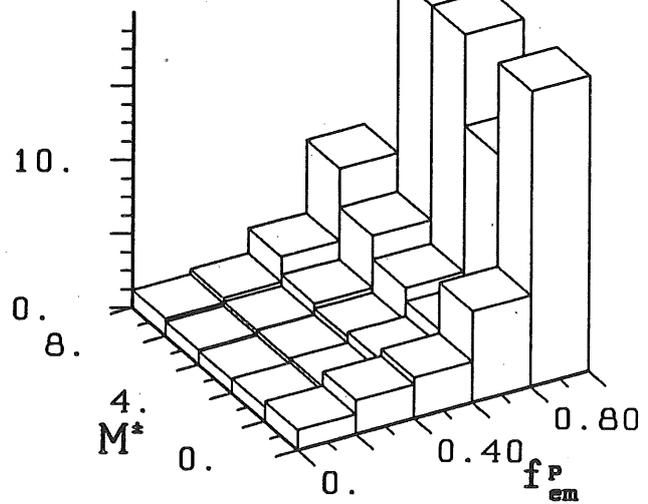


Abb. C.3 Abhängigkeit von B_1 und B_2 der Parameterisierung P_1 im Gebiet (f_{em}^P, M^\pm) bei $E_Q = 60\text{GeV}$.

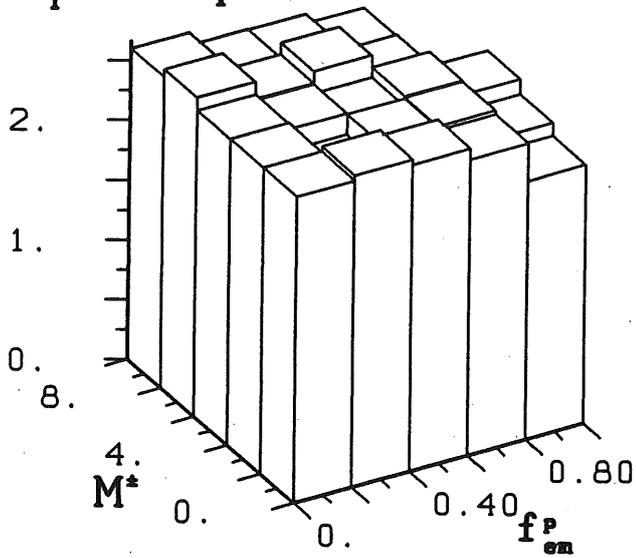
sehr hohen elektromagnetischen Energieanteil der Kaskaden wenig hadronische Energie verbleibt. Aussagen der Konstanten für hohe Werte von f_{em}^P sind aus diesen Gründen nur sehr schwer zu machen.

Im Bereich von kleinen f_{em}^P sind entlang der Multiplizitätsachse kleine, nicht signifikante Änderungen in beiden Werten von B_1 und B_2 zu beobachten. Die Werte von π^\pm -Mesonen liegen bei $9,2 \pm 0,3 \text{ GeV}/pC$ und $7,93 \pm 0,06 \text{ GeV}/pC$ und sind zu vergleichen mit denen von Jetkaskaden, deren Werte im ersten Bereich von Abb. C.3 bei $7,1 \pm 2,4 \text{ GeV}/pC$ und $7,67 \pm 0,7 \text{ GeV}/pC$ zu finden sind. In beiden Fällen sind die Werte aus der Jetkaskade kleiner; signifikante Unterschiede werden aber nicht beobachtet. In Abb. C.3 werden keine Abhängigkeiten von B_1 und B_2 von der Multiplizität des Jets beobachtet.

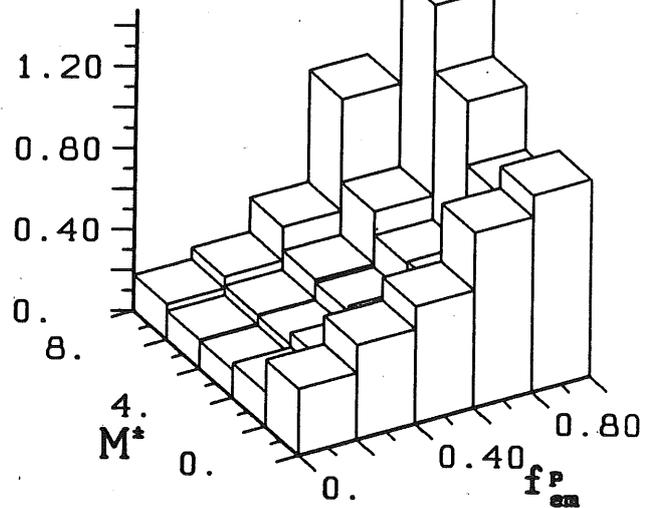
Die Kalibrationskonstanten von P_2 zeigen im Gegensatz zu P_1 eine schwächere Abhängigkeit im (f_{em}^P, M^\pm) -Gebiet. Die Verteilung von A_1 ist fast im gesamten diskutierten Gebiet flach und zeigt nur für sehr hohe Werte von f_{em}^P größere Variationen. Diese Abweichungen sind jedoch nicht sehr signifikant, da hier der Fehler von A_1 groß ist. Ebenfalls sind auch für B_1 keine signifikanten Abhängigkeiten in diesem Gebiet festzustellen. Bei sehr hohen Werten von f_{em}^P wächst der Fehler von B_1 aus den gleichen Gründen wie bei P_1 an und Aussagen über die Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten B_1 sind nicht möglich.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Kalibrationskonstanten von P_2 eine wesentlich schwächere Abhängigkeiten im diskutierten Gebiet aufweisen. Die Verteilungen sind flacher und deuten darauf hin, daß mit P_2 die Extrapolation von Einteilchenkalibrationskonstanten zu Jets wesentlich besser zu bewerkstelligen sein sollte. Die Parameterisierung P_2 enthält die wesentlichste Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten in nicht kompensierenden Kalorimetern und liefert somit eine einfache, präzise und umfassende Beschreibung der Kalibrationskonstanten.

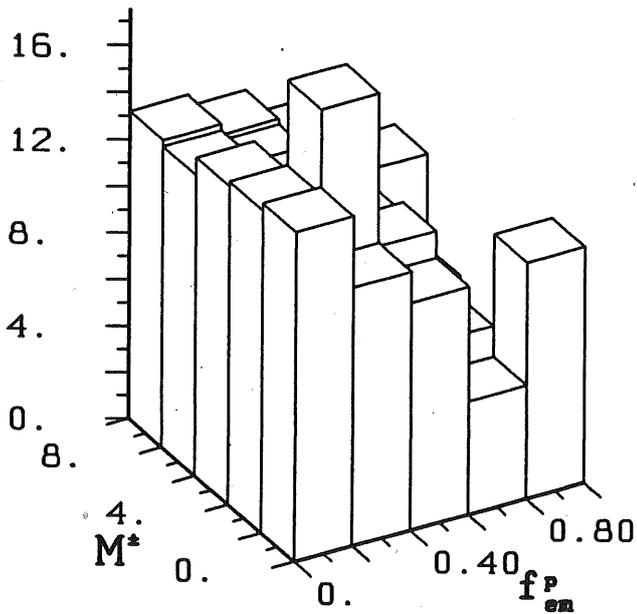
A_1 (GeV/pC)



ΔA_1 (GeV/pC)



B_1 (GeV/pC)



ΔB_1 (GeV/pC)

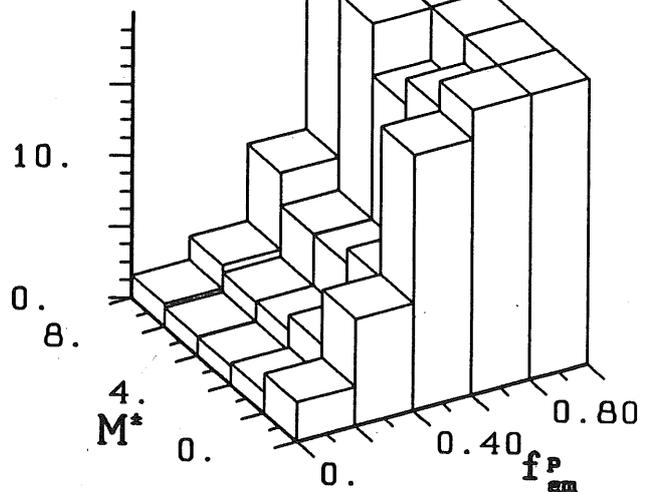


Abb. C.4 Abhängigkeit von A_1 und B_1 der Parameterisierung P_2 im Gebiet (f_{em}^P, M^\pm) bei $E_Q = 60\text{GeV}$.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] C.N.Yang, R.L.Mills, Phys. Rev., **96** (1954) 191.
- [2] S.L.Glashow, Nucl. Phys., **22** (1961) 579.
S.L.Glashow, Rev. Mod. Phys., **52** (1980) 539.
- [3] A. Salam, J.C. Ward, Phys. Rev. Lett., **13** (1964) 168.
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **19** (1967) 1264,
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **27** (1971) 1688,
S. Weinberg, Phys. Mod. Phys., **52** (1980) 515.
- [5] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys., **28** (1956) 214.
- [6] W.Panofsky, Int. Conf. High Energy Physics, Vienna 1968.
- [7] W.Bartel et al., Phys. Lett., **28B** (1968) 148.
- [8] J.D.Bjorken, Phys. Rev., **163** (1967) 1767.
- [9] R.P.Feynman, Phys. Rev. Lett., **23** (1969) 1415.
- [10] HERA – A Proposal for a Large Electron-Proton-Colliding Beam Facility at DESY, DESY HERA 81-10(1981).
- [11] H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1-Detector (1986).
- [12] H.J.Behrend et al., CELLO-Kollaboration, Phys. Scripta, **23** (1981) 610.
- [13] W. Braunschweig et al., Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 419.
- [14] W. Braunschweig et al., Nucl. Instr. and Meth. **A270** (1988) 334.
- [15] W. Braunschweig et al., Nucl. Instr. and Meth. **A275** (1989) 246.
- [16] C.W.Fabjan, CERN-EP/82-37.
- [17] C.W.Fabjan, Calorimetry in High-Energy Physics, CERN-EP/85-64.
- [18] C.W.Fabjan, R.Wigmans, Energy measurement of elementary particles, Rep. Prog. Phys., **52** (1989) 1519-1580.
- [19] J.P.Dishaw, Thesis SLAC 216 (1979).
- [20] S.D.Ellis et al., The One Jet Inclusive Cross Section at Order α_s^3 : Gluons Only, Proc. of the XXIV International Conference on High Energy Physics, R. Kott-
haus und J.H.Kühn, 739-742.
- [21] Proceedings of the Study of an ep facility for Europe, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391-394.
- [22] C. Quigg, 'Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions', The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., (1983).
- [23] C.G.Callan and D.Gross, Phys. Rev. Lett., **22** (1969) 156.
- [24] G.Ingelman et al., Deep Inelastic Physics and Simulation, Proceedings of the HERA Workshop.

- [25] M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.*, **49** (1973) 652.
- [26] D.H.Perkins: Deep Inelastic Lepton–Nucleon Scattering in Proc of a NATO Advanced Study Institute on Techniques and Concepts of High–Energy Physics, ed. Thomas Ferbel.
- [27] M.Bengston et al., QCD Effects in Hadronic Final States, DESY 88–085 (1988).
- [28] W.J.Stirling, QCD at HERA in Proc. of the HERA Workshop.
- [29] E.J.Eichten et al., K.D.Lane and M.E.Peskin, *Phys. Rev. Lett.*, **50** (1983) 811.
- [30] R.Rückl, *Nucl. Phys.* **B234**(1984) 91–105.
- [31] M.S.Chanowitz and S.D.Drell, *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973) 807.
- [32] R.Rückl, Physics at HERA, DESY 87–021.
- [33] L.Wolfenstein, NSF–ITP–83–178.
- [34] LONF.I.Olness and M.E.Ebel, MAD/TH/156.
- [35] J. Feltesse, Measurement of Inclusive Differential Cross Sections in Proc. of the HERA Workshop (1987).
- [36] H6 Beam Tuning, CERN/SPS/EPB/PC 1981.
- [37] C. Bovet et al., The CEDAR Counters for particle identification in the SPS experimental areas, CERN/SPS/82-13, (1982).
- [38] R. Hilsch und R. W. Pohl, *Z. Physik*, **108** (1937) 55.
- [39] R. Hofstadter, *Nucleonics*, 4, Vol.4, S.2-27,1949.
- [40] Hofmann et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **135** (1976), 151-156.
- [41] R.L.Ford, W.R.Nelson, SLAC-Report 210, 1978.
- [42] R.Brun et al., CERN DD/EE/84-1 1986.
- [43] H. Fesefeldt, PITHA 85/02, Aachen (1985).
- [44] R. Wigmans, CERN/EF 86-18.
- [45] L. Onsager, *Phys. Rev.*, **54** (1938) 554.
- [46] J.B. Birks, *Proc. Phys. Soc. London*, **A64** (1951) 874.
- [47] J.E.Brau, UTHEP-88-0701.
- [48] G. Jaffe, *Ann. Phys.*, **42** (1913) 303.
- [49] C.W.Fabjan et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **141** (1977) 61.
- [50] M.Mijajima et al., *Phys. Rev.*, **54** (1938) 554.
- [51] L. Landau, *Journal of Phys.*, Vol. VIII No. 4 (1944) 201.
- [52] E.Moyal, *Phil. Mag.*, Ser.7, Vol.46, No. 374 (1955)263.
- [53] R.M.Sternheimer et al., *Meth. of Exp. Phys.*, Vol 5, Part A.
- [54] W. Lohmann et al., Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV, CERN 85-03.
- [55] K.Pinkau, *Phys. Rev.*,**B139** (1965) 1548.
- [56] S.Aronson et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A269** (1988) 492-506.

- [57] U. Amaldi, Phys. Scripta, **23** (1981) 409.
- [58] B. Rossi, High-Energy Particles, Prentice Hall, New York (1952).
- [59] H.Brückmann et al., DESY 87-64.
- [60] CDHS collaboration, Nucl. Inst. and Meth., **A180** (1981) 429.
- [61] WA87 collaboration, Nucl. Inst. and Meth., **A243** (1986) 328.
- [62] H.Greif, Results on π^0 Weighting Parameters from the Analysis of Jets, H1-MPI-97 (1989).
- [63] T. Sjöstrand, Computer Physics Communication **39** (1986) 347-407.
- [64] W. Bartel et al., JADE-Collaboration, Phys. Lett. **101B** (1981) 129.
- [65] W. Bartel et al., JADE-Collaboration, Phys. Lett. **134B** (1984) 275.
- [66] B. Anderson et al., Physics Reports, **97** (1983) 31-145.
- [67] B.Andersson, G.Gustafson, B.Söderberg, Z. Physik, **C20** (1983) 317.
- [68] The Lund Monte Carlo Programs, CERN Pool Programs W5035, W5045-W5058.
- [69] E.Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, C. Quigg, Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 579, *ibid.* **58** (1986) 1047.
- [70] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. , **B126** (1977) 298.
- [71] T. Sjöstrand, Computer Physics Communications **28** (1983) 229-254.
- [72] Lidia Görlich, MPI München, private Mitteilungen (1989).
- [73] H.Ziaee pour et al, Beam Hole Effects on the Reconstruction of Kinematic Variables in the H1 Detector in Proc. of the HERA Workshop, Ed. by R.D.Peccei (1987).
- [74] R.Ansari, Phys. Lett. **B186** (1987) 440.
- [75] G.Arnison et al., Phys. Lett. **166B** (1986) 484.
- [76] J.Alitti et al., A Precise Determination of the W and Z Masses at the CERN $\bar{p}p$ Collider, CERN-EP/90-22.
- [77] G.Cozzika et al., Precision on M_W , M_Z and $\sin^2\theta_W$ in Proc. of the HERA Workshop (1987).

Danksagung

Herrn Prof. G. Buschhorn danke ich, daß er mir diese Arbeit unter den ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik ermöglicht hat, sowie für sein Interesse und seine Unterstützung während der Arbeit.

Für das sorgfältige Lesen des Manuskriptes und viele Anregungen für die Arbeit danke ich Herrn Dr. P. Schacht und Herrn Dr. H. Oberlack. In besonderem Maße halfen mir die vielen Diskussionen während der Analyse mit Herrn Dr. P. Schacht, die es mir ermöglichten, zu einem tieferen Verständnis der Resultate der Analyse zu gelangen.

Zu Dank bin ich auch der gesamten CELLO-Gruppe und H1-Gruppe verpflichtet. Die freundliche Atmosphäre ermöglichte ein effektives und angenehmes Arbeiten, in der jederzeit eine unkonventionelle Hilfestellung erwartet werden konnte.