

**Untersuchungen zum hadronischen Endzustand
in der tiefinelastischen
Elektron-Proton-Streuung
am HERA-Speicherring**

Dissertation an der Fakultät für Physik
der
Technischen Universität München

von
Josef-Peter Kubenka

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik
Werner-Heisenberg-Institut

München
1995

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

**Untersuchungen zum hadronischen Endzustand
in der tiefinelastischen
Elektron-Proton-Streuung
am HERA-Speicherring**

JOSEF-PETER KUBENKA

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. A. J. Buras
Prüfer der Dissertation:
1. Hon.-Prof. Dr. G. Buschhorn
2. Univ.-Prof. Dr. F. v. Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 17. 10. 1994 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 10. 01. 1995 angenommen.

Herstellung: Hieronymus Buchreproduktions GmbH, München

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die tiefinelastische Streuung von Elektronen an Protonen	3
2.1 Die kinematischen Variablen	3
2.1.1 Kinematische Ereignisvariablen	4
2.1.2 Kinematische Teilchenvariablen	5
2.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen des Protons	7
2.2.1 Wirkungsquerschnitt neutraler Ströme	7
2.3 Quark-Parton-Modell und Skaleninvarianz	9
2.4 Einflüsse der starken Wechselwirkung	12
2.4.1 Altarelli-Parisi-Gleichungen in führender Ordnung	15
2.5 QED-Strahlungskorrekturen	17
3. Der Hera-Speicherring und das H1-Experiment	18
3.1 Der Hera-Speicherring	18
3.2 Der H1-Detektor	21
3.2.1 Der Innendetektor	23
3.2.2 Die Kalorimeter	25
3.2.3 Das Myon-Detektorsystem	27
3.2.4 Das Luminositäts-Meßsystem	28
3.2.5 Das Flugzeit-Meßsystem (TOF)	28
3.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit dem H1-Detektor	30
3.3.1 Rekonstruktion der Kinematik aus der Messung des Elektrons	31
3.3.2 Rekonstruktion der Kinematik aus der Messung des hadronischen Endzustandes	33
4. Grundlagen der Kalorimetrie	35
4.1 Elektromagnetische Schauer	35
4.1.1 Energieverlust durch Ionisation	38
4.1.2 Schauerentwicklung und Schauermodelle	39
4.1.3 Sichtbare Energieanteile in Sampling-Kalorimetern	42
4.1.4 Sampling-Fluktuationen und Energieauflösung	43
4.2 Hadronische Schauer	46
4.2.1 Prozesse in hadronischen Schauern	46
4.2.2 Komponenten und Energiemessung hadronischer Schauer	48
4.3 Das Hadronische Signal und die Energieauflösung	50
4.3.1 Das e/h -Verhältnis	50
4.3.2 Die hadronische Energieauflösung	51
4.4 Die Kompensationsverfahren	53

4.4.1	Allgemeine Verfahren	53
4.4.2	Energiewichtung und Kalibrationsmethoden	54
5.	Die Energiewichtung am H1-Detektor	56
5.1	Die Detektorsimulation für das H1-Kalorimeter	56
5.1.1	Simulation von u-Quark-Jetereignissen	59
5.2	Die ideale elektromagnetische Skala	60
5.2.1	Energieabhängigkeit der idealen elektromagnetischen Skala	62
5.3	Kalibrationsverfahren	64
5.3.1	Lineare Kalibration für u-Quark-Jets	65
5.3.2	π^0 -Wichten	72
5.4	Das Cone-Gewichtungsverfahren	78
5.4.1	Der Cone-Algorithmus	78
5.4.2	Fehler in Auflösung und Energienormierung bedingt durch den Cone-Algorithmus	81
5.4.3	Optimierung des Öffnungswinkels	83
6.	Analyse des hadronischen Endzustandes	90
6.1	Datennahme und Aufbereitung der Daten	90
6.2	Selektion guter NC-Ereignisse	92
6.3	Ereigniskinematik	95
6.4	QCD-Modelle und Monte-Carlo-Generatoren	98
6.4.1	Matrix-Element-Methode	98
6.4.2	Parton-Schauer-Modell	99
6.4.3	Das Farbdipolmodell	101
6.4.4	Fragmentationsmodelle	101
6.4.5	Ungenauigkeiten in den Modellen	103
6.4.6	Monte-Carlo-Generatoren	104
6.5	Energie- und Teilchenflußverteilungen	106
6.6	Systematische Effekte	113
6.7	Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	119
	Zusammenfassung	120
	Literaturverzeichnis	122

1. Einleitung

Eine grundlegende Methode, die Struktur und die Wechselwirkungen von Teilchen zu bestimmen, ist die Durchführung eines Streuexperimentes. Dies ist heute noch genauso richtig wie zu Beginn des 20. Jahrhunderts, als Rutherford durch seine Streuexperimente eine stürmische Entwicklung zur Erforschung der Materie auslöste. Er beschöß dünne Goldfolien mit α -Teilchen, maß die Verteilung der gestreuten Teilchen und leitete daraus eines der ersten Atommodelle ab [1, 2]. Das Prinzip der Streuexperimente ist bis heute erfolgreich geblieben und hat wesentlich zum Verständnis der Struktur der Materie und der Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen beigetragen.

Die große Verbesserung in den letzten 80 Jahren betrifft die Auflösung der Strukturen. In modernen Streuexperimenten mit ihren hohen Primärenergien $\geq 1 \text{ GeV}$ im Vergleich zu den Teilchenmassen dominieren inelastische Prozesse. Ein 8 MeV α -Teilchen vermag Strukturen von einigen 10 fm aufzulösen und ist somit nicht in der Lage, die endliche Größe eines Atomkerns abzutasten. Die heutigen verfügbaren Energien erlauben dagegen die Erfassung von subatomaren Strukturen im Bereich von 10^{-3} fm .

Ein solches, neues Mikroskop stellt die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA mit ihren beiden Detektoren H1 und ZEUS am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY dar. HERA ermöglicht die Streuung von 30 GeV Elektronen an Protonen mit einer maximalen Energie von 820 GeV. Damit sind Impulsüberträge von maximal $10^5 \text{ GeV}^2/c^2$ erreichbar. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation [4] $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ können also Strukturen mit einer räumlichen Ausdehnung von $\Delta x = 3 \cdot 10^{-3} \text{ fm}$ „abgetastet“ werden.

Die Analyse der frühen Streuexperimente von Elektronen an Protonen [5] zeigte, daß Protonen keine punktförmigen Teilchen sind. Vielmehr ist das Proton aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, zusammengesetzt. Die Partonen wirken dabei als unabhängige Streuzentren [6]. Analog den Formfaktoren in der elastischen Streuung werden die Wirkungsquerschnitte durch sogenannte Strukturfunktionen beschrieben, die von den kinematischen Größen der Reaktion abhängen.

Die Partonen wurden mit den bereits 1964 von Gell-Mann [7] und Zweig [8] eingeführten Quarks identifiziert. Es entwickelte sich das Quark-Parton-Modell (QPM), das heutzutage eine Basis des allgemein akzeptierten Standardmodells der Elementarteilchenphysik bildet. Das Elektron streut an einem Quark des Protons. Durch den hohen Impulsübertrag auf das Quark können die Quarks in erster Näherung als unabhängig angesehen werden. Die Quarks sind dabei nur indirekt als enge Bündel von Hadronen, den sogenannten Jets, nachweisbar, die sich als Folge des Fragmentationsprozesses ausbilden.

Neben der Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons [9, 10] können mit Hilfe der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung (ep -Streuung) der hadronische Energiefluß eingehend untersucht und Abweichungen vom naiven QPM studiert werden.

Die Abweichungen lassen sich im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung, verstehen. Das Hauptinteresse gilt dabei der Beobachtung verschiedener QCD-Effekte, wie der Abstrahlung von Gluonen. Sie führen gegenüber den Verteilungen des QPM zu einem vermehrten hadronischen Energiefluß. Diese Arbeit untersucht sowohl im Labor als auch im Schwerpunktsystem den Hadronen Energiefluß und transversale Impulsverteilungen. Der zugängliche Impulsübertrag und die invariante Masse des hadronischen Systems liegen dabei um eine Größenordnung höher als bei den bisherigen konventionellen Streuexperimenten mit ruhendem Target.

In einer ersten Analyse werden die Verteilungen des hadronischen Energieflusses mit Monte-Carlo generierten Ereignissen verschiedener QCD-Modelle verglichen. Es können im Rahmen der statistischen Genauigkeit die Modellvorstellungen überprüft werden.

Die Sichtbarmachung gluonischer Effekte in den Verteilungen des hadronischen Energieflusses verlangt eine präzise absolute Energienormierung und eine gute Auflösung in der Energiemessung. Diese erfolgt mit dem H1-Detektor in einem Samplingkalorimeter mit flüssigem Argon als Auslesemedium. Als Absorbermaterial wird im elektromagnetischen Teil Blei und im hadronischen Eisen verwendet. Eine solche Struktur ist nicht-kompensierend, d. h. Elektronen und Hadronen gleicher Einfallsenergie hinterlassen unterschiedlich hohe Signale im Kalorimeter. Aufgrund der feinen Segmentierung des H1-Kalorimeters ist es jedoch möglich, die elektromagnetischen Komponenten eines hadronischen Schauers an lokal hohen Energiedepositionen zu erkennen und ihr Signal geeignet zu wichten. Ein Ziel der Arbeit ist die Entwicklung einer Wichtungsmethode für das gesamte H1-Kalorimeter, um die geforderte hohe Präzision bei der Messung hadronischer Schauer zu erreichen.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung in die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen ep -Streuung.

Nach einer Beschreibung des HERA-Speicherrings und des H1-Experiments werden die Grundlagen der Kalorimetrie dargelegt. Die Darstellung der zur Kompensation des Kalorimeters notwendigen Wichtungsverfahren schließt sich an. Die Analyse der ersten H1-Daten und der Vergleich mit verschiedenen QCD-Modellen erfolgt in dem abschließenden Kapitel 6.

2. Die tiefinelastische Streuung von Elektronen an Protonen

Die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung [11] spielte eine bedeutende Rolle, um die Struktur des Protons und damit die fundamentalen elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkungen auf der Basis von Quarks und Leptonen zu verstehen. Erste grundlegende Experimente wurden Ende der sechziger Jahre am Stanford Linear Collider (SLAC) mit Elektronen durchgeführt [12, 13, 14]. Weiteren Aufschluß erhielt man durch Experimente zur tiefinelastischen Myon-Nukleon- und (Anti)neutrino-Nukleon-Streuung [15].

Dieses Kapitel widmet sich den theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen ep -Streuung. Nachdem die kinematischen Größen definiert werden, erfolgt die Diskussion des differentiellen Wirkungsquerschnitts in niedrigster Ordnung.

Viele Ergebnisse der tiefinelastischen Streuung können im Rahmen des QPM [6, 12, 16] näherungsweise interpretiert werden. Im Rahmen des elektroschwachen Standardmodells hat der Lepton-Quark-Streuprozess einen wohldefinierten Wirkungsquerschnitt [17].

In diesem Modell wechselwirkt das einlaufende Lepton über ein Boson mit den als punktförmig angenommenen Konstituenten (Quark oder Antiquark) des Protons. Um zu einer konsistenten Beschreibung der bisherigen Daten zu gelangen, ist die Erweiterung dieses Modells unter Berücksichtigung von Effekten der Quantenchromodynamik notwendig. Daraus ergeben sich zusätzliche Emissionen von weichen und harten Gluonen.

Zum Abschluß werden die wichtigsten Beiträge der Quantenelektrodynamik zum Wirkungsquerschnitt erläutert.

2.1 Die kinematischen Variablen

In diesem Unterkapitel sollen die wichtigsten kinematischen Relationen im Falle der ep -Streuung $e + p \rightarrow l + H$ definiert und erläutert werden. l sei dabei das gestreute Lepton und H stehe für die Vierervektoren des hadronischen Systems im Endzustand. In der tiefinelastischen ep -Streuung kann man in der Ein-Boson-Näherung zwei Feynmandiagramme (Abbildung 2.1 und 2.2) des Streuprozesses unterscheiden. Im ersten Fall – dem Austausch eines virtuellen Photons oder eines Z^0 -Teilchens – spricht man von einem neutralen Stromereignis (Engl. Neutral Current NC), im zweiten Fall – dem des $W^\pm$ Austauschs – von einem geladenen Stromereignis (Engl. Charged Current CC).

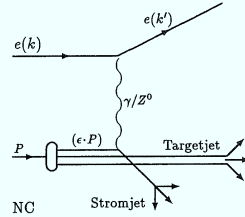


Abb. 2.1: Feynman-Graph eines neutralen Stromereignisses

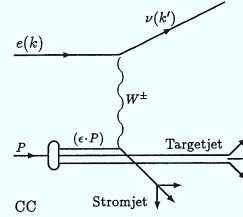


Abb. 2.2: Feynman-Graph eines geladenen Stromereignisses

2.1.1 Kinematische Ereignisvariablen

Um die Ereigniskinematik vollständig zu beschreiben, genügt die Bestimmung zweier unabhängiger Variablen. Für neutrale Stromereignisse kann dies durch die Messung der Energie E_e des gestreuten Elektrons und dessen Streuwinkel θ , gemessen zur Richtung des einfallenden Protons, geschehen. Damit können alle anderen Größen ermittelt werden. Im Hinblick auf eine einfache Interpretation der Streuung im QPM (Kap. 2.3) empfiehlt es sich jedoch, einen anderen Satz von Variablen als (E_e, θ) zu wählen. Man definiert hierfür mit den kontravarianten Vierervektoren $k^\mu = (E_e, \vec{k})$ für das einlaufende Elektron bzw. $k'^\mu = (E_e', \vec{k}')$ für das auslaufende Lepton sowie $p^\mu = (E_p, \vec{p})$ für das Proton die folgenden kinematischen Größen:

$$q_\mu \equiv k_\mu - k'_\mu \quad \text{Viererimpulsübertrag auf das Proton}$$

$$Q^2 \equiv -q_\mu q^\mu \quad \text{Quadrat des Viererimpulsübertrags}$$

$$h'_\mu \equiv q_\mu + p_\mu \quad \text{Viererimpuls des hadronischen Systems } H$$

$$W^2 \equiv h'_\mu h'^\mu \quad \text{Invariantes Massenquadrat der Hadronen im Endzustand}$$

$$\nu \equiv \frac{p_\mu q^\mu}{m_p} \quad \text{Energieübertrag im Laborsystem}$$

$$x_{Bj} \equiv \frac{Q^2}{2p_\mu q^\mu} \quad \text{Bjorkensche Skalenvariable } (0 \leq x \leq 1)$$

$$y \equiv \frac{p_\mu q^\mu}{p_\mu k^\mu} \quad \text{Energieübertrag/maximaler Energieübertrag } (0 \leq y \leq 1)$$

Unter der Vernachlässigung der Masse des Elektrons und Protons und der Annahme, daß sich das einlaufende Proton in positiver z-Richtung bewegt, lassen sich die

kovarianten Impulse wie folgt darstellen:

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

Damit können beispielsweise die kinematischen Variablen aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Leptons durch nachfolgende Formeln ausgedrückt werden:

$$Q^2 = 4E_e E_l' \cos^2(\theta/2) \quad (2.2)$$

$$x = \frac{E_l' E_e \cos^2(\theta/2)}{E_p(E_e - E_l' \sin^2(\theta/2))} \quad (2.3)$$

$$y = 1 - \frac{E_l'}{E_e} \sin^2(\theta/2). \quad (2.4)$$

Für das Quadrat der invarianten Masse W des hadronischen Endzustandes erhält man:

$$W^2 = (p_\mu + q_\mu) \cdot (p^\mu + q^\mu) = m_s^2 + Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \simeq Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right). \quad (2.5)$$

Bei vorgegebener fester Strahlenergie läßt sich also die Ereigniskinetik mit verschiedenen Paaren der oben definierten Variablen, beispielsweise (E_l', θ) , (ν, Q^2) , (W, Q^2) , (x, Q^2) oder (x, y) , vollständig festlegen.

Die Bestimmung dieser Größen aus dem hadronischen Teilchenfuß sowie Betrachtungen zur Detektorakzeptanz finden sich in Kapitel 3.

2.1.2 Kinematische Teilchenvariablen

Die in der Reaktion $e + p \rightarrow l + H$ produzierten Hadronen werden im hadronischen Schwerpunktsystem durch die folgenden Teilchenvariablen $(x_F, y^*, p_l^*, p_l^\perp)$ charakterisiert. Die beiden longitudinalen Variablen „Feynman x^* “ x_F und Rapidität y^* sind gegeben durch

$$x_F = \frac{p_l^*}{p_{lmax}^*} \approx \frac{2p_l^*}{W} \quad \text{mit} \quad -1 \leq x_F \leq 1 \quad (2.6)$$

$$y^* \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E_h^* + p_l^\perp}{E_h^* - p_l^\perp}. \quad (2.7)$$

Der Longitudinalimpuls p_l^* und der Transversalimpuls $p_l^\perp$ sind die Impulskomponenten des Hadrons in Richtung des virtuellen Bosons bzw. senkrecht dazu. Mit einem Stern (*) sind die im Schwerpunktsystem der Hadronen (CMS¹) definierten Größen gekennzeichnet. E_h^* ist die Hadronenergie im CMS, $p_{lmax}^* \approx W/2$ ist der kinematisch maximal

¹Das CMS System ist definiert durch: $(\sum_h p_{zh} + \sum_h p_{yh} + \sum_h p_{xh} = 0)$.

mögliche Impuls von p_l^* . x_F muß daher zwischen -1 und +1 liegen. Hadronen mit einem x_F größer als Null (d. h. auch $y^* > 0$) bewegen sich in der Vorwärtshemisphäre (Stromfragmentation), Hadronen mit $x_F < 0$ ($y^* < 0$) in der Rückwärtshemisphäre (Protonfragmentation) des Boson-Proton-Streusystems.

Die unter Lorentztransformationen invariante Größe Rapidität steht in engem Zusammenhang mit dem Polarwinkel des Teilchens. So gilt für relativistische Teilchen mit $E_h^* \simeq |p|$ und $p_l^* = p^* \cdot \cos \theta$:

$$y^* \simeq -\frac{1}{2} \ln \frac{E_h^*(1 + \cos \theta)}{E_h^*(1 - \cos \theta)} = -\ln (\tan \theta/2) \equiv \eta. \quad (2.8)$$

Die so definierte Größe wird als „Pseudorapidität“ bezeichnet. Bei HERA-Energien ist die relativistische Näherung gut erfüllt. Mit den ersten Daten werden Verteilungen in einem Pseudorapiditätsintervall von $\eta \in [-3, +3]$ untersucht.

2.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen des Protons

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die beiden, den tiefinelastischen Stoß beschreibenden Prozesse, erhält man durch Anwendung der Feynman-Regeln auf die Vertices der Abbildungen 2.1 und 2.2. Betrachtet man dabei den Streuvorgang nur in niedrigster Ordnung, der sogenannten Ein-Photon-Näherung, so läßt sich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die ep -Streuung analog zum Formfaktor $F(Q^2)$ der elastischen Streuung durch drei empirische Strukturfunktionen $F_i(x, Q^2)$, $i = 1 \dots 3$ ausdrücken, die von den kinematischen Variablen der Reaktion abhängen. Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 haben Beiträge aus dem γ - und dem Z^0 -Austausch. Die Strukturfunktion F_3 hat nur den elektroschwachen Beitrag durch den Z^0 -Austausch. Für die Ereignisklasse der neutralen Ströme ergeben sich die nachfolgend beschriebenen Abhängigkeiten.

2.2.1 Wirkungsquerschnitt neutraler Ströme

In der elektroschwachen Störungstheorie erster Ordnung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des neutralen Stroms bei Vernachlässigung der Partonmassen gegeben durch [17]:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^{\mp})}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right]. \quad (2.9)$$

α ist die Feinstrukturkonstante und F_1 , F_2 und F_3 sind die Strukturfunktionen des Protons. Durch die Callan-Gross-Beziehung [18] $2xF_1 = F_2$ werden zwei der drei Strukturfunktionen voneinander abhängig. Sie ist für alle Spin $1/2$ -Teilchen gültig, wenn man Quarkmassen und intrinsische transversale Impulskomponenten vernachlässigt. Im allgemeinen Fall lassen QCD-Effekte die longitudinale Strukturfunktion $F_L \simeq F_2 - 2xF_1$ nicht verschwinden. Unter Berücksichtigung der Callan-Gross-Beziehung erhält man für den Wirkungsquerschnitt links- oder rechtshändig polarisierter Elektronen:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^{\pm}_{L,R})}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[(1 + (1-y)^2) F_2^{L,R}(x, Q^2) + (1 - (1-y)^2) x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right]. \quad (2.10)$$

Unter der Annahme der Gültigkeit des QPM (siehe Kap. 2.3) lassen sich die Strukturfunktionen als Linearkombinationen der einzelnen Quarkdichteverteilungen, summiert über alle Quark-Flavours im Proton, ausdrücken. Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit dem Flavour f im Proton zu finden, wird durch die Quarkdichteverteilungen $q_f(x, Q^2)$ und $\bar{q}_f(x, Q^2)$ gegeben. Man erhält im einzelnen:

$$F_2^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f [x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2)] A_f^{L,R}(Q^2) \quad (2.11)$$

$$xF_3^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] B_f^{L,R}(Q^2). \quad (2.12)$$

Die Koeffizienten $A_f^{L,R}(Q^2)$ und $B_f^{L,R}(Q^2)$ ergeben sich in diesem Modell zu

$$A_f^{L,R}(Q^2) = e_f^2 - 2e_f(v_e \pm a_e)v_f P_Z + (v_e \pm a_e)_2 (v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \quad (2.13)$$

$$B_f^{L,R}(Q^2) = \mp 2e_f(v_e \pm a_e)a_f P_Z + (v_e \pm a_e)_2 (v_f a_f) P_Z^2 \quad (2.14)$$

mit e_f als elektrischer Ladung ($e_e = -1$), $v_f = [T_{3f} - 2e_f \sin^2 \theta_W] / \sin 2\theta_W$ die Vektorkopplungskonstante und $a_f = T_{3f} / \sin 2\theta_W$ die Axialvektorkopplungskonstante ausgedrückt über die dritte Komponente des schwachen Isospins ($T_{3e} = -\frac{1}{2}$) und dem Weinbergwinkel θ_W . Für das Verhältnis des Z^0 - und γ -Propagators P_Z gilt:

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \quad (2.15)$$

Für die entsprechenden links- und rechtshändigen Positronen erhält man die Wirkungsquerschnitte über nachfolgende Ersetzung:

$$F_2^{L,R} \rightarrow F_2^{R,L}, \quad xF_3^{L,R} \rightarrow -xF_3^{R,L} \quad (2.16)$$

Der Wirkungsquerschnitt eines polarisierten Elektrons bzw. Positrons setzt sich dann als Linearkombination der reinen links- bzw. rechtshändigen Ausdrücke zusammen.

Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \ll M_Z^2$) verschwindet F_3 und der Wirkungsquerschnitt wird durch den reinen Photonpropagator bestimmt. Es ergibt sich folgende einfache Form:

$$\frac{d^2 \sigma_\gamma(ep)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 + (1-y)^2) F_2^{em}(x, Q^2) \quad (2.17)$$

mit der elektromagnetischen Strukturfunktion

$$F_2^{em}(x, Q^2) = \sum_f e_f^2 \left[xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2) \right]. \quad (2.18)$$

Mit wachsendem Q^2 gewinnen der γ/Z^0 -Interferenzterm (linear in P_Z) und der reine schwache Term mit quadratischer Abhängigkeit in P_Z Bedeutung und bestimmen bei hohem Q^2 den Wirkungsquerschnitt nahezu vollständig.

2.3 Quark-Parton-Modell und Skaleninvarianz

Der Versuch, die experimentellen Daten für die Strukturfunktionen theoretisch zu interpretieren, ist eng mit der Frage nach der Substruktur des Protons verbunden. Die Ende der sechziger Jahre am SLAC durchgeführten frühen tiefinelastischen Streuexperimente [14] zeigten zwei überraschende Ergebnisse: Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 ergab sich als wesentlich schwächer, als dies bei einem elastischen Streuquerschnitt der Fall sein sollte. Weiterhin waren für festgehaltene Werte von x die Strukturfunktionen näherungsweise unabhängig von Q^2 .

Dieses sogenannte Skalenverhalten der Strukturfunktionen wurde in einer Theorie von Bjorken vorhergesagt [19]. Im Grenzfall

$$\frac{\nu}{M} \rightarrow \infty \quad \text{und} \quad \frac{Q^2}{M^2} \rightarrow \infty \quad \text{bei festgehaltenem} \quad x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.19)$$

reduziert sich die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von den kinematischen Variablen auf die Größe x . Nach den SLAC-Experimenten ist die Skaleninvarianz bis zu Werten von $Q^2 \approx 1(\text{GeV}/c)^2$ annähernd gültig [14].

Die Q^2 -Unabhängigkeit der Strukturfunktionen und die Endlichkeit des Wirkungsquerschnitts deuten darauf hin, daß das Elektron elastisch an freien, unabhängigen und punktförmigen Konstituenten des Protons, den sogenannten Partonen, gestreut wird. Während in der elastischen Streuung der Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem Q^2 entsprechend den Formfaktoren ($\approx 1/Q^{12}$) abfällt – es gibt also eine Längenskala, in der sich die Ausdehnung des Protons widerspiegelt –, hat man es in der tiefinelastischen Streuung mit punktförmigen Streuzentren ohne jegliche Längenskala zu tun.

Eine physikalische Interpretation der experimentellen Messungen gelang im Rahmen des 1967 von Feynman [12, 16] eingeführten Partonmodells. Dies soll im folgenden näher erläutert werden. Der Streuvorgang wird dazu in zwei verschiedene Prozesse von unterschiedlicher Zeitskala zerlegt. Im ersten Schritt wechselwirkt das virtuelle Boson mit einem Parton des Protons. Hierfür betrachtet man die Reaktion $B + p \rightarrow H$ im sogenannten *Breit*-Bezugssystem, einem System, in dem das virtuelle Boson keine Energie, sondern nur Impuls hat $q = (0, 0, 0, Q)$. Dazu muß man dem Proton einen unendlichen Impuls² zuordnen. Aufgrund der relativistischen Zeitdilatation erscheinen die Wechselwirkungsvorgänge der Partonen im Inneren des Protons extrem verlangsamt. Ein schnell bewegtes Proton sieht daher wie ein Bündel von Partonen aus, die alle mehr oder weniger in dieselbe Richtung wie das Proton fliegen. Die Partonen teilen sich daher den Dreierimpuls des Protons. Da die Kollisionen sich auf einer wesentlich kleineren Zeitskala als die Wechselwirkungen der Partonen untereinander abspielen, erhält man in diesem Bild den Wirkungsquerschnitt als inkohärente Summe der quasi-elastischen Streuquerschnitte an jedem einzelnen Parton.

Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ kann also als Superposition der Quarkverteilungsfunktionen $q_i(x, Q^2)$, gewichtet mit dem Quadrat der jeweiligen Quarkladungen e_q , geschrieben werden:

²Der Zusammenhang zwischen der Konstituenten-Wellenfunktion eines Teilchens in Ruhe und in schneller Bewegung ist keineswegs einfach. Vertiefende Überlegungen zu den Grundannahmen des Parton-Modells schlage man in [20, 21] nach.

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q=\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}} e_q^2 \cdot x \cdot q(x, Q^2). \quad (2.20)$$

Der tiefinelastische Streuprozess wird also als Addition der Wahrscheinlichkeiten und nicht der Amplituden beschrieben.

Im nun folgenden zweiten Schritt fragmentieren das getroffene Parton und der Protonrest in Hadronen. Dieser Mechanismus der Produktion von Hadronen spielt sich auf einer vergleichsweise großen Zeitskala ab. Man nimmt deshalb an, daß der erste Boson-Parton-Streuprozess unabhängig von der Fragmentation betrachtet werden kann.

Einen weiteren wichtigen Zusammenhang erhält man für die Skalenvariable x_B im Parton-Modell. Ein Parton i mit der Masse m_i und einem Impulsanteil $\epsilon \cdot p$ mit $[0 \leq \epsilon \leq 1]$ vom Gesamtimpuls des Protons absorbiert ein Boson mit Impuls q . Unter der Annahme, daß das getroffene Quark vor und nach der Wechselwirkung auf der Massenschale ist ($m_q^2 = 0$), ergibt sich unter Berücksichtigung der Viererimpulserhaltung und der Bedingung $m_q^2 = (\epsilon \cdot p + q)^2 \approx 0$

$$m_q^2 = 0 = (\epsilon \cdot p + q)^2 = m_q^2 + q^2 + 2\epsilon p q = +q^2 + 2\epsilon p q. \quad (2.21)$$

Hieraus folgt unter Vernachlässigung der Massen und Transversalimpulse der Partonen für den relativen Impulsanteil:

$$\epsilon \approx \frac{-q^2}{2p \cdot q} \equiv x_{Bj}. \quad (2.22)$$

Die Bjorkensche-Skalenvariable ist also ein Maß für den Impulsanteil der Partonen am Gesamtimpuls des Protons³. Zwischen den beiden Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ besteht ein weiterer Zusammenhang, der die Spineigenschaften der Partonen wiedergibt. Man erhält die sogenannte Callan-Gross-Relation

$$2x F_1(x) = F_2(x), \quad (2.23)$$

die nur für Partonen mit Spin 1/2 ihre Gültigkeit hat. Diese wurde ebenfalls in den SLAC-Experimenten eindeutig bestätigt [18].

Heute identifiziert man die Partonen mit den aus viel früheren Betrachtungen postulierten Quarks. Sie sind die massiven Bausteine der Materie. Das statische Quark-Modell und das dynamische Parton-Modell sind damit vereinigt zum QPM.

Die Summe der von den Partonen getragenen Impulse muß nach den vorherigen Überlegungen den Wert des Gesamtprotonimpulses haben. Dies verlangt neben den Quarks, die nur ca. 50% des Impulses tragen, auch noch die Einführung einer weiteren Partonart für den restlichen Impulsanteil. Es sind dies die als Träger der starken Kraft wirkenden Gluonen. In der QCD wird eine Modifizierung des QPM angestrebt werden müssen, in der gluonische Effekte eine bedeutende Rolle spielen werden. Das Bjorkensche Skalenverhalten und die weiter beschriebenen Vorhersagen des naiven QPM sind daher nur eingeschränkt gültig.

³Im Breit-System hat das Proton unendlichen Impuls. Die Vernachlässigung der Proton- bzw. Partonmasse ist deshalb unproblematisch. Eine genauere theoretische Analyse findet sich hierzu in [20, 21].

Bei HERA sind die Näherungen des QPM von allen bisherigen Experimenten am besten erfüllt. Damit kann dieses Modell bei hohen Impulsüberträgen Q^2 verifiziert und QCD-Korrekturen studiert werden.

2.4 Einflüsse der starken Wechselwirkung

Im QPM werden die Quarks als quasi freie Teilchen behandelt. Tatsächlich sind sie jedoch durch die starke Wechselwirkung im Proton gebunden. Die starke Wechselwirkung von Quarks und Gluonen wird durch eine nicht-abelsche Eichtheorie, die QCD, beschrieben. Die Austauschteilchen dieser Kraft sind die Gluonen, die jeweils eine Farbquantenzahl tragen. Die stark wechselwirkenden Quarks haben ebenfalls eine Farbladung, die symbolisch mit r , g , und b bezeichnet werden. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die $SU(3)_C$. Sie spiegelt die Tatsache wider, daß Quarks Farbtupletts bilden und die beobachteten Hadronen farbneutral sind.

Die Quarks können sowohl vor als auch nach der Wechselwirkung mit dem virtuellen Boson Gluonen abstrahlen. Auch eine Wechselwirkung mit den von Gluonen erzeugten Quark-Antiquark-Paaren ist möglich. Die Prozesse in erster Ordnung Störungsrechnung beinhalten die Gluonbremsstrahlung (Abbildung 2.3) und die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren (Boson-Gluon-Fusion, Abbildung 2.4). Sie führen bei steigendem Q^2 zu einer Änderung des Skalenverhaltens der Strukturfunktion, die als Skalierungsverletzung (Engl.: scaling violation) bezeichnet wird. Diese Scaling-verletzenden Beiträge in erster Ordnung α_s müssen zusätzlich zu den einfachen Graphen des QPM addiert werden.

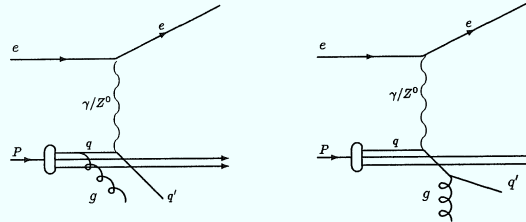


Abb. 2.3: Feynman-Graphen der QCD-Prozesse in erster Ordnung α_s in der ep -Streuung: Gluon-Bremsstrahlung

Die genaue Abhängigkeit erhält man durch Berücksichtigung von Feynman-Graphen höherer Ordnung, in denen virtuelle Gluonen und Quark-Antiquark-Paare das farbig geladene Teilchen in einer Art Wolke umgeben. Der Einfluß der virtuellen Gluonen führt zu einer effektiv kleineren Farbladung des Teilchens. Bei hohen Impulsüberträgen wird also α_s klein und strebt schließlich für $q^2 \rightarrow \infty$ gegen Null. Dieses Phänomen wird als „asymptotische Freiheit“ bezeichnet und erlaubt die Anwendung störungstheoretischer Methoden. Hingegen wird die Kopplung für kleine Impulsüberträge sehr groß ($q^2 \rightarrow 0 \Rightarrow \alpha_s \rightarrow \infty$). Dieser Effekt des Quark-Einschlusses wird auch „Confinement“ genannt.

Der Einfluß der virtuellen Quark-Antiquark-Paare führt zu einer Erhöhung der Kopplungskonstante bei Annäherung an das farbig geladene Objekt. Eine quantitative Ana-

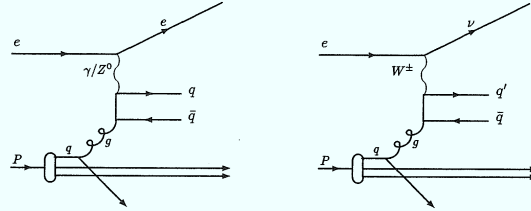


Abb. 2.4: Feynman-Graphen der QCD-Prozesse in erster Ordnung α_s : Boson-Gluon-Fusion

lyse zeigt aber die Dominanz der Gluongraphen, so daß die Beiträge der Quarkpaare nur von untergeordneter Bedeutung sind [22].

Die QCD-Kopplungskonstante ist über folgende Formel implizit gegeben [23]:

$$q \frac{\partial \alpha_s}{\partial q} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{8\pi^2} \alpha_s^3 - \dots \quad (2.24)$$

mit

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} N_f \quad (2.25)$$

$$\beta_1 = 102 - \frac{38}{3} N_f. \quad (2.26)$$

N_f ist die Anzahl der Quarks mit einer Masse kleiner als die durch q^2 gegebene Energieskala $m_q^2 \leq q^2$. Durch Lösen der Gleichung 2.24 erhält man eine weitere Integrationskonstante Λ . Sie ist einer der fundamentalen Skalenparameter der QCD und muß aus dem Experiment bestimmt werden. Insbesondere ergibt sich für α_s in den ersten beiden Ordnungen Störungstheorie (für $q^2 \gg \Lambda_{\overline{MS}}^2$) im sogenannten $\overline{MS}$ Renormierungsschema [24, 25] die folgende Entwicklung [26]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{33 - 2N_f l} \left(\underbrace{1}_{\mathcal{O}(\alpha_s)} - \underbrace{6 \frac{153 - 19N_f \ln l}{(33 - 2N_f)^2 l}}_{\mathcal{O}(\alpha_s^2)} \right), \quad (2.27)$$

wobei $l := \ln(q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)$. Die führende Korrektur ist dabei von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s \ln Q^2)$ und läßt sich durch die Definition effektiver Quark- und Gluon-Verteilungen erfassen, die damit Funktionen von Q^2 werden. Waren im Modell mit freien Partonen die Strukturformfunktionen Ausdrücke der Art $F_i \propto q_i$, mit q_i als entsprechende Linearkombination von Quark- und Antiquark-Verteilungen, so wird nun

$$F_2(x, Q^2) \propto \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ q_{\text{H}}(z, Q^2) \left[\delta \left(\frac{x}{z} - 1 \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} f_1^q \left(\frac{x}{z} \right) \right] + g(z, Q^2) \frac{\alpha_s}{2\pi} f_2^g \left(\frac{x}{z} \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right\}, \quad (2.28)$$

wobei die Q^2 -Abhängigkeit der Quark-, Antiquark- und Gluon-Verteilungen nach Altarelli-Parisi [27] durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen, den sogenannten Altarelli-Parisi-Gleichungen, gegeben ist.

2.4.1 Altarelli-Parisi-Gleichungen in führender Ordnung

Bei hinreichend großem Q^2 ist die Kopplungskonstante α_s klein, so daß eine störungstheoretische Beschreibung der tiefinelastischen Streuung durch die QCD möglich ist. Bei bekannter x -Abhängigkeit der Partonverteilungen für ein bestimmtes Q_0^2 lassen sich die Verteilungen nach führenden Termen des Logarithmus in Q^2 entwickeln (engl.: sogenannte leading logarithmus approximation). Diese Entwicklung wird durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen gegeben [27, 28]:

$$\frac{q_v(x, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_a^1 \frac{dz}{z} q_v(z, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) \quad (2.29)$$

$$\frac{q^{(s)}(x, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_a^1 \frac{dz}{z} \left[q^{(s)}(z, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + 2N_f g(z, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (2.30)$$

$$\frac{g(x, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_a^1 \frac{dz}{z} \left[q^{(s)}(z, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (2.31)$$

Die darin enthaltenen Splitting-Funktionen erlauben eine anschauliche Deutung. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark (Gluon) mit dem Impulsanteil z zu finden, das von einem Quark (Gluon) mit dem Anteil (z') erzeugt wurde. Im einzelnen beschreiben sie die Prozesse:

- $P_{q \rightarrow qg}(z = \frac{x}{y})$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Quark mit dem Impulsbruchteil z innerhalb eines Quarks mit Impulsbruchteil y zu finden:

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} \right] \quad (2.32)$$

- $P_{g \rightarrow qg}(\frac{x}{y})$ ist proportional zur Wahrscheinlichkeit, ein Quark oder Antiquark mit dem Impulsbruchteil z innerhalb eines Gluons mit dem Bruchteil y zu finden:

$$P_{g \rightarrow qg}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \quad (2.33)$$

- Die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Gluon mit dem Impulsbruchteil z in einem Quark mit dem Impulsbruchteil y zu finden, wird gegeben durch:

$$P_{q \rightarrow gg}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1 + (1-z)^2}{z} \right] \quad (2.34)$$

- Für den Drei-Gluon-Vertex, also die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Gluon innerhalb eines Gluons zu finden, erhält man:

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \frac{33-2N_f}{6} \delta(1-z) \quad (2.35)$$

Die Größe $1/(1-z)_+$ definiert eine Distribution und ist für jede ausreichend reguläre Testfunktion $f(z)$ definiert durch:

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} \equiv \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{(1-z)}. \quad (2.36)$$

Die Deltafunktionen sind notwendig, damit die Integrale über die Splittingfunktionen einen endlichen Wert haben. So ist die Wahrscheinlichkeit, ein Quark innerhalb eines Quarks zu finden, integriert über alle z -Werte gleich eins und somit folgt für das Integral: $\int_0^1 dz P_{qq}(z) = 0$.

Die Altarelli-Parisi-Gleichungen bilden den Ausgangspunkt für die Entwicklung von QCD-Modellen, die Korrekturen bis zu einer beliebigen Ordnung beinhalten. Damit läßt sich ein realistisches Bild der tiefinelastischen ep -Streuung gewinnen. Im sechsten Kapitel werden diese Modelle näher vorgestellt und können mit den ersten HERA-Daten einer Bewertung unterzogen werden.

2.5 QED-Strahlungskorrekturen

QED-Beiträge von höherer Ordnung zum Graphen des Ein-Photon-Austausches (siehe Abb. 2.1 und 2.2) bezeichnet man als radiative Korrekturen. Diese reellen Strahlungskorrekturen setzen sich aus der Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand und der Interferenz dieser beiden Effekte zusammen (Abbildung 2.5).

Berechnet man den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow eX)$, so lassen sich die Strahlungskorrekturen als multiplikativer Faktor $1 + \delta_{QED}^{lep}$ zum Bornschen Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.9) schreiben:

$$\sigma(l, p, l') = \sigma_{Born} \cdot (1 + \delta_{QED}^{lep}). \quad (2.37)$$

Für kleine x und hohe y sind die Korrekturbeiträge groß [29]. Aus diesem Grunde entsprechen die aus den Viererimpulsen des Elektrons berechneten kinematischen Variablen nicht den wahren kinematischen Variablen des virtuellen Bosons, die für den hadronischen Vertex relevant sind.

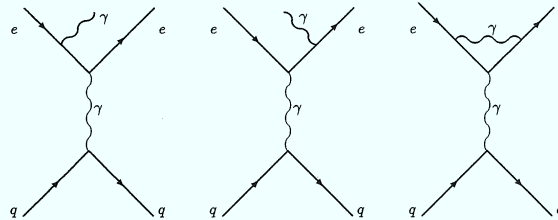


Abb. 2.5: Die Feynman-Diagramme für die QED-Bremsstrahlungsprozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$

3. Der Hera-Speicherring und das H1-Experiment

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente wurden während der Anlaufphase in der Zeit von August bis Dezember 1992 am ep -Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) des Deutschen-Elektron-Synchrotrons (DESY) in Hamburg mit dem H1-Detektor durchgeführt.

3.1 Der Hera-Speicherring

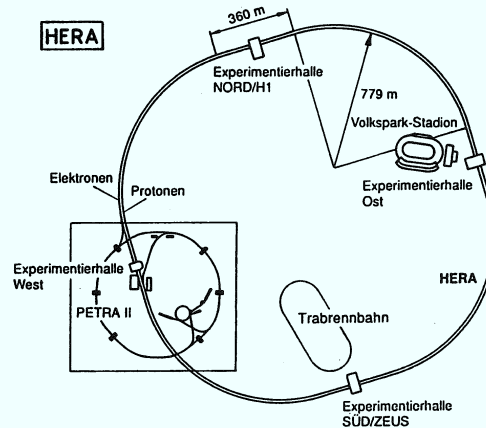


Abb. 3.1: schematische Ansicht der HERA-Anlage

HERA (siehe Abb. 3.1) ist weltweit die erste und auf absehbare Zeit einzige Elektron-Proton-Speicherring-Anlage. Sie ist in Form eines Doppelrings mit zwei separaten

Magnetführungssystemen aufgebaut und kann hochenergetische Elektronen und Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV zur Kollision bringen. Der Betrieb der Anlage erfolgt über mehrere Vorbeschleunigerstufen. Abbildung 3.2 gibt einen Überblick über die unterschiedlichen Beschleunigerstufen. So werden die Elektronen

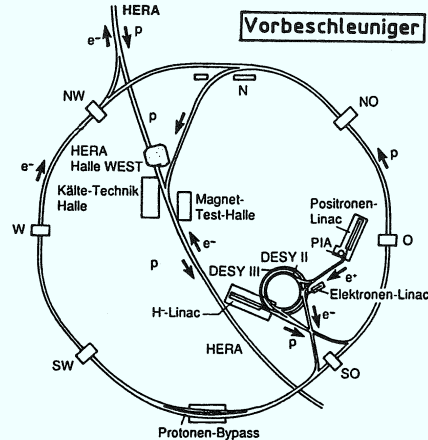


Abb. 3.2: schematische Ansicht der Vorbeschleuniger-Systeme

zunächst aus einem Linearbeschleuniger (LINAC) mit 200 MeV in das Synchrotron DESY II eingeschossen. Dort erfolgt eine Energieerhöhung auf die für den nachfolgenden Speicherring PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ringbeschleuniger-Anlage) notwendige Einschussenergie von 7 GeV. Nach einer Weiterbeschleunigung auf 14 GeV erfolgt schließlich der Transfer zum HERA-Elektronenring, wo sie auf ihre gewünschte Strahlenergie von 30 GeV gebracht werden. Das bei dieser Energie zur Strahlführung und Fokussierung notwendige Magnetfeld von 0.165 T wird über konventionelle Dipole und Quadrupolmagnete erzeugt. Die Beschleunigung der Elektronen sowie der Ausgleich der durch Synchrotronstrahlung verlorengegangenen Energie geschieht über leistungsstarke, normalleitende Hochfrequenz-Sender, die bei 500 MHz betrieben werden. So beträgt zum Beispiel die bei einer Stromstärke von 58 mA abgestrahlte Leistung 6.5 MW im Elektronenring.

Um den Protonenstrahl zu erzeugen, werden zunächst H^- Ionen auf 50 MeV vorbeschleu-

nigt. Über eine Stripperfolie in einem Linearbeschleuniger verlieren sie ihre Elektronen und werden im nachfolgenden Synchrotron DESY III auf 7.5 GeV gebracht, um in PETRA eine weitere Energieerhöhung auf 40 GeV zu erfahren. Es folgt als letzter Schritt der Transfer zum HERA-Protonenring und ihre Erhöhung auf die gewünschte Endenergie von 820 GeV. Um die Protonen von 820 GeV auf ihrer Bahn zu halten, sind hohe Magnetfelder (4.65 Tesla) bzw. große Feldgradienten erforderlich, die sich nur mit supraleitenden Spulen realisieren lassen.

Elektronen und Protonen kollidieren bei einer Soll-Luminosität von $1.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ alle 96 Nanosekunden in den zwei Wechselwirkungszone in der Mitte der geraden Stücke der HERA-Ringe. In den beiden Zonen befinden sich die großen Detektoren H1 [30, 31] und ZEUS [32, 33]. Eine Zusammenfassung der wesentlichen Parameter des HERA-Speicherrings gibt Tabelle 3.1.

	p-Ring	e-Ring
Energiebereich	300 – 820 GeV	10 – 30 GeV
Schwerpunktenergie	314 GeV	
Einschüßenergie	40 GeV	14 GeV
Luminosität	$1.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Teilchenstrom	160 mA	60 mA
Max. Anzahl der Teilchenpakete	210	
Paketlänge bei max. Energie	440 mm	30 mm
Strahlbreite in den WW-Punkten	0.300 mm	0.264 mm
Strahlhöhe in den WW-Punkten	0.095 mm	0.017 mm
Zeit zwischen zwei Kollisionen	96 ns	
Magnetfeldstärke	4.68 T	0.165 T
Strahlungsverlust pro Umlauf	$6.2 \times 10^{-6} \text{ MeV}$	127 MeV
RF-Frequenz	52.03 / 208.1 MHz	499.8 MHz

Tab. 3.1: Wesentliche Design-Parameter des HERA-Speicherrings

Bei der Datennahme 1992 wurde der Elektronenring bei einer Energie von 26.7 GeV betrieben. Sowohl im Elektronen- als auch im Protonenring wurden jeweils 10 Teilchenbündel gespeichert. Es ergab sich eine Luminosität von $\mathcal{L} = 3.0 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (siehe Abb. 3.3) ist speziell für den Nachweis von Teilchen und engen Teilchenbündeln, auch „Jets“ genannt, optimiert, die bei der Abtrennung von Quarks und Gluonen entstehen und Energien bis zu 820 GeV erreichen können. Die Meßapparatur muß dazu die Wechselwirkungsgegend möglichst vollständig – also „hermetisch“ – nach allen Richtungen mit sehr guter Ortsauflösung – guter „Granularität“ – umschließen. Weiterhin müssen hohe Teilchendichten und –raten registriert und verarbeitet werden. Entsprechend der zu erwartenden typischen Ereignistopologie in der ep -Streuung sind die Detektorkomponenten zylindersymmetrisch zur Strahlachse, aber asymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordnet. Nach dem anschließenden folgenden Überblick über die Hauptbestandteile des H1-Detektors werden diejenigen Komponenten, die für die Analyse von wesentlicher Bedeutung sind (durch **Fettdruck** gekennzeichnet), eingehender behandelt:

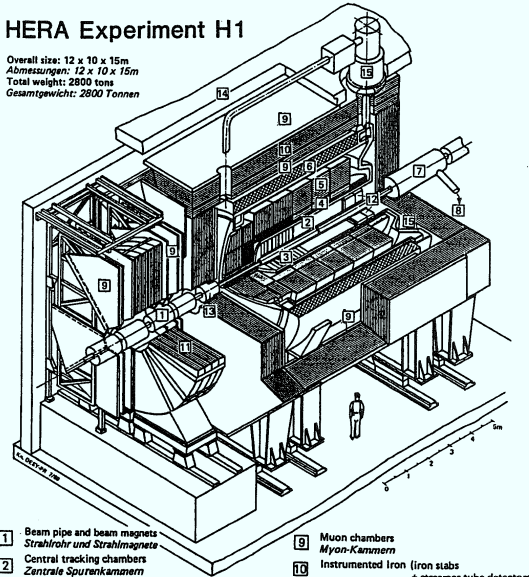
- Das mit kohlefaserverstärktem Plastik (2 mm) umgebene Aluminium-Strahlrohr (150 μm) hat eine gesamte Wandstärke entsprechend 0.01 Strahlungslängen.
- Das Strahlrohr wird von einem System aus Spurkammern umgeben, welche den **Innendetektor** bilden. Im einzelnen handelt es sich um große Drift-Proportionalkammern, die in Vorwärtsrichtung durch ebene Drahtkammern mit Gas-Driftstrecken verschiedener Form und Übergangsstrahlungsdetektoren ergänzt werden.
- Das **Flüssig-Argon-Kalorimeter**¹ bildet den Hauptteil des Detektors. Es besteht aus 108 unabhängigen Modulen aus Blei (Eisen) als Absorber für die elektromagnetischen (hadronischen) Schauer. Die gesamten Kalorimeterteile sind in einem vakuumisolierten Kryostaten untergebracht. Das Kalorimeter wird durch ein elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter BEMC (Blei-Szintillator-Sandwich) und ein Vorwärts-Plug-Kalorimeter² (Kupferplatten mit Si-Detektoren) vervollständigt.
- Der supraleitende Solenoidmagnet mit einem Durchmesser von 6 m umschließt den Kryostaten und liefert das für die Impulsmessung geladener Teilchen benötigte homogene Feld von 1.2 Tesla.
- Die Spuren der Myonen werden in großen Nachweiskammern verfolgt. Ergänzt wird das **Myon-Detektorsystem** durch das instrumentierte Eisen und das in Vorwärtsrichtung angebrachte Myontonoid.
- Als **Luminositäts-Meßsystem** und zur Markierung von Ereignissen mit sehr kleinen Impulsüberträgen dienen Kleinwinkelszähler, die vom Wechselwirkungspunkt in 33 m und 103 m Entfernung in Elektronenstrahlrichtung angebracht sind. Mit diesem Kalorimeter aus Čerenkov-Kristallen (TiCl(78%) + TiBr(22%))

¹Im folgenden wird dieses auch mit LAr für „Liquid Argon Calorimeter“ abgekürzt.

²Aus dem Englischen: „Plug“ bedeutet soviel wie „Stecker“ oder „Stopfen“.

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 +
Strahmerröhren-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. 3.3: Der H1-Detektor

lassen sich Elektronen und Photonen in guter räumlicher und zeitlicher Auflösung erfassen.

- Die Triggerlogik benutzt Informationen aller Detektorkomponenten, um die Datennahme zu steuern. Da insbesondere 96 ns (Bunch-Crossing-Time) für die meisten Detektorkomponenten zu kurz sind, um zu entscheiden, ob ein interessantes Ereignis aufgetreten ist, müssen alle Detektorsignale – typischerweise einige hunderttausend – für einige Mikrosekunden in einer elektronischen Verzögerungsleitung zwischengespeichert werden (sogenannte „Pipeline-Technik“), bis eine Triggerentscheidung getroffen werden kann. Als weitere Triggerunterstützung dient ein System zur Messung der Flugzeit (Time of Flight ToF) bestehend aus zwei Szintillatorebenen, die direkt hinter dem BEMC-Kalorimeter angeordnet sind. Damit kann insbesondere eine sehr effiziente Unterdrückung von Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrundereignissen erreicht werden.

3.2.1 Der Innendetektor

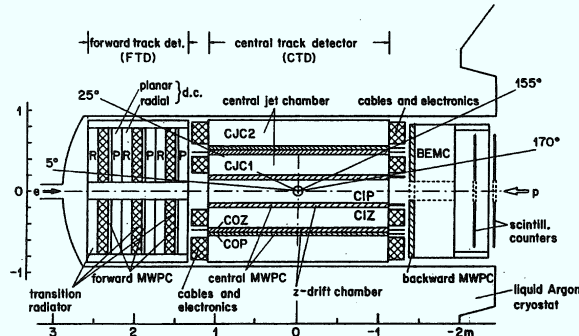


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der Spurkammersysteme des Innendetektors

Aufgabe des Innendetektors (Ausschnitt in Abb. 3.4) ist der Nachweis und die Impulsmessung geladener Teilchen in einem Polarwinkelbereich zwischen $7^\circ < \theta < 175^\circ$. Eine genaue Positionsbestimmung der Spuren sowohl in der $R\phi$ - als auch in der Rz -Ebene muß von den Komponenten des Innendetektors gewährleistet sein. Speziell für Ereignisse hoher Teilchenmultiplizität – wie sie durch den Lorentz-Boost verursacht in Vorwärtsrichtung auftreten – ist eine gute Trennung nahe benachbarter Spuren wichtig. Diese Forderungen werden durch eine Kombination von einem zentralen Spurdetek-

tor (CTD central tracking detector) und den Vorwärtsspurenkammern (FTD forward tracking detector) mit dem Übergangsstrahlungsmodul erfüllt.

Der zentrale Spurdetektor besteht aus einer zentralen Driftkammer (CJC central jet chamber), die aus einer inneren (CJC1) und einer äußeren (CJC2) Jetkammer gebildet wird. Innerhalb der CJC befindet sich jeweils eine Anordnung aus z -Drift-Kammern (CIZ und COZ), die eine präzise Ermittlung der z -Koordinaten gestatten. Dazwischen sind nochmals zwei Lagen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) eingegliedert, die eine schnelle und präzise z -Vertexmessung erlauben. Sie dienen vor allem als Triggerinformation, um physikalische Ereignisse von Strahl-Gas-Reaktionen zu trennen.

Den rückwärtigen Abschluß bildet vor dem elektromagnetischen Szintillator-Kalorimeter (BEMC³) die rückwärtige Vieldraht-Proportionalkammer (BPC backward proportional chamber), die zusammen mit dem BEMC-Kalorimeter Elektronen mit niedrigem (x, Q^2) nachweist. Das Schema der radialen Anordnung der einzelnen Detektorteile im Zentraldetektor zeigt Abbildung 3.4.

Im vorderen Teil des Innendetektors befinden sich weitere drei radiale und drei planare Driftkammern. Die Zellen sind schräg gebaut, um die durch die Lorentz-Kraft verursachte Änderung der Bewegungsrichtung der Elektronen zu berücksichtigen. Die radialen Kammern werden hierbei sowohl für die Spurerkennung als auch zum Nachweis der Übergangsstrahlung benutzt. Elektronen können damit aus der Information der Signalhöhe in den Driftkammern (dE/dx), aus der Impulsbestimmung und aus der Energiebestimmung durch den Nachweis von Übergangsstrahlung sehr genau identifiziert werden. Eine hohe Ortsauflösung von $\sigma_{r,\phi} = 170\mu\text{m}$ erlaubt somit auch die Identifizierung des Elektrons in komplexen hadronischen Endzuständen mit hoher Multiplizität in Vorwärtsrichtung. Das Vorwärtsspurenkammersystem wird ergänzt durch Lagen von Vieldraht-Proportionalkammern, die man wiederum als Triggerunterstützung heranzieht.

³Engl. Abk. für: „Backward Electromagnetic Calorimeter“ – Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter

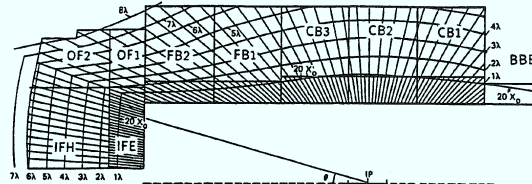
3.2.2 Die Kalorimeter

Zu den wichtigsten und anspruchsvollsten Detektorkomponenten gehören die kalorimetrischen Meßgeräte, insbesondere das große H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es handelt sich dabei um ein sogenanntes Sampling-Kalorimeter, das sowohl für elektromagnetische als auch für hadronische Teilchen sensitiv ist. Inaktive Absorberplatten aus Blei für die Absorption des elektromagnetischen Schauers und Edelstahl für den hadronischen Schauer wechseln sich mit aktivem Material aus flüssigem Argon zum Signalnachweis ab. Das Signal aus den aktiven Schichten stellt somit nur eine Stichprobe (engl.: Sampling) der totalen, in einem solchen Sampling-Kalorimeter deponierten Energie dar. Folgende Forderungen müssen aus Sicht der ep -Physik an ein solches Kalorimeter gestellt werden:

- gute Messung der Energie und Richtung von Elektronen, Photonen und Teilchenbündeln (Jets),
- Teilchenidentifizierung aufgrund der Form der im Kalorimeter erzeugten Teilchenschauer.

Aufbau und Geometrie

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus acht Rädern (siehe Abb. 3.5), die axial-symmetrisch zur Strahlachse angeordnet sind. Jedes Rad setzt sich wiederum aus acht Modulen (Abb. 3.6), die eine oktagonale Struktur bilden, zusammen. Die Ausrichtung der Absorberplatten, sowie die feine laterale und longitudinale Segmentierung, ist der asymmetrischen Topologie typischer ep -Ereignisse angepaßt.



Strahlungslänge (X_0) im elm. (had.) Teil	: 1.6 cm (2,5 cm)
Nukleare Absorptionslänge (λ_0)	: 31 cm (21 cm)
Molière-Radius (R_m) im elm. Teil	: 3.6 cm

Abb. 3.5: Longitudinale Projektion des Flüssig-Argon-Kalorimeters mit Iso- X_0 - und Iso- λ -Linien. Zur Definition dieser Größen siehe das nachfolgende Kapitel 4.

So variiert die Tiefe des Kalorimeters von 7 λ bzw. 30 X_0 (elm. Teil) im Vorwärtsbereich, bis zu 4 λ (20 X_0) im rückwärtigen CB-Bereich.

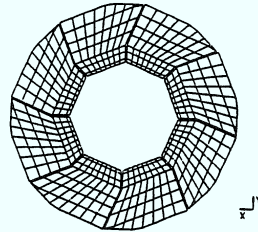


Abb. 3.6: Radiale Ansicht eines Kalimeterrades

In Rückwärtsrichtung, der Richtung des Elektronenstrahls, wird das Flüssig-Argon-Kalorimeter durch das Blei-Szintillator-Kalorimeter BEMC mit Wellenlängenschieberauslese ergänzt. In äußerster Vorwärtsrichtung von 0.7° bis 3.4° befindet sich das segmentierte Plug- oder Pfropfen-Kalorimeter. Es setzt sich aus einem Kupferabsorber mit Siliziumdetektorauslese zusammen. Hadronen unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung können somit nachgewiesen werden.

Energie- und Winkelauflösung

Die Energieauflösung im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters ist durch die statistischen Schwankungen (Sampling-Fluktuationen) der in den aktiven Schichten gemessenen Energien bestimmt. Aufgrund der rein statistischen Natur dieser Prozesse verbessert sich die relative Energieauflösung mit wachsender Energie gemäß der Beziehung

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\text{const.}}{\sqrt{E}}. \quad (3.1)$$

Die Konstante muß über Kalibrationsmessungen, die am europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführt wurden, bestimmt werden [34]. Die Messungen ergaben für einzelne Kalorimeterteile einen Wert von 10–12%.

Die dominierenden Beiträge zur Energieauflösung des hadronischen Kalorimeterteils stammen aus den intrinsischen Fluktuationen (siehe Kap. 4) der hadronischen Schauerentwicklung. Die Existenz einer elektromagnetischen Komponente, deren Beitrag von Ereignis zu Ereignis verschieden ist, führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. So ist auch die Signalantwort bei gleicher deponierter Primärenergie i. allg. für beide Komponenten unterschiedlich, d. h. $e/h \neq 1$. Kalorimeter mit dieser Eigenschaft nennt man „nichtkompensierend“.

In einem Kalorimeter, wie dem des H1-Typs, in dem die Energiedepositionen genügend differentiell gemessen werden, läßt sich feststellen, ob lokale hohe elektromagnetische

Energie deponiert worden ist. Diese Komponente kann man mit Hilfe von Software-Techniken geeignet wichten (siehe Kap. 5), so daß ein effektives e/h von 1 erreicht wird. Für die Energieauflösung erhält man dann einen Wert von

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{const.}{\sqrt{E}}. \quad (3.2)$$

Eine ausführliche Beschreibung des Wichtungsverfahrens, das im H1-Kalorimeter Anwendung findet, erfolgt im Kapitel 5.

3.2.3 Das Myon-Detektorsystem

Auf die große Bedeutung der Lepton-Identifizierung wurde schon in dem Kapitel zum Innendetektor hingewiesen. Eine weitere wichtige Detektorkomponente hierfür bildet das Myon-Spurensystem. Es ist in seinen wesentlichen Bestandteilen in das zur Rückführung des magnetischen Flusses dienende Eisenjoch integriert. Myonen werden dort in drei Lagen von Kammern mit Hilfe von Streamer-Röhren identifiziert und jeweils vor, im Inneren und außerhalb der Eisenstruktur gemessen. In Vorwärtsrichtung (Protonenrichtung), wo die Teilchen sehr hohe Energie haben können, wird die Myonerkenennung durch ein Spektrometer aus einem magnetisierten Eisenjoch mit toroidaler Form und mehreren Lagen von Driftkammern verbessert. Dies ist notwendig, da energiereiche Myonen unter einem kleinen Winkel relativ zum Protonimpuls nur wenig durch das innere Detektormagnetfeld abgelenkt werden. Bei der Identifikation neuer schwerer Quarks über leptonische Zerfälle werden beispielsweise Myonen aufgrund des Lorentzboosts vorwiegend in Protonrichtung abgestrahlt. Ihr Ladungsvorzeichen kann bis zu einem Impuls von etwa 150 GeV bestimmt werden. Die relative Impulsmeßgenauigkeit beträgt 20 bis 25%. In Verbindung mit dem Innendetektor kann somit eine Zurückweisung von Hadronen um einen Faktor tausend erreicht werden.

3.2.4 Das Luminositäts-Meßsystem

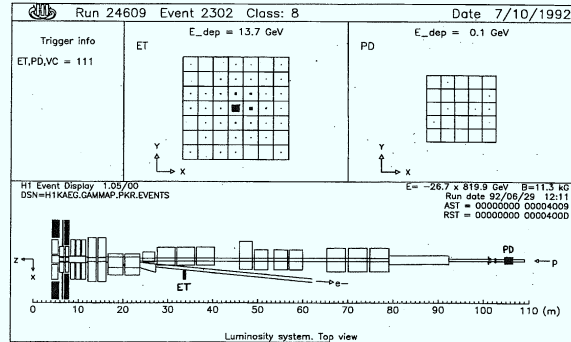


Abb. 3.7: Das H1-Luminositäts-Meßsystem. Die untere Hälfte des Bildes zeigt einen Blick von oben auf das System, der Elektron-Detektor (ET engl.: Electron Tagger) ist in 33 m, der Photon-Detektor (PD) 103 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Oben links ist der Elektron-Detektor von vorn dargestellt. Die Einteilung in Module und die von einem Elektron stammenden Energiedepositionen sind deutlich erkennbar. Daneben ist der Photon-Detektor, in dem keine Energie registriert wurde, in derselben Ansicht zu sehen.

Das Luminositäts-Meßsystem befindet sich weit außerhalb des eigentlichen Detektors in 33 bzw. 103 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt. Die Hauptkomponenten sind ein Čerenkov-Kristallkalorimeter, das Elektronen mit geringem Impulsübertrag und damit flachem Ablenkwinkel nachweist, und ein weiteres Čerenkov-Kalorimeter, das als Photon-Detektor unter kleinem Winkel abgestrahlte Photonen erfaßt. Mit Hilfe dieser Detektoren kann die Luminosität über den Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow e\gamma$ bestimmt werden. Die Anordnung und Unterteilung der beiden Detektoren ist aus Abbildung 3.7 zu entnehmen.

3.2.5 Das Flugzeit-Meßsystem (TOF)

Zur Unterdrückung des vom Protonstrahl erzeugten Strahluntergrundes dient ein System zur Flugzeitmessung (Time of Flight TOF). Es besteht aus zwei Szintillatorebenen, die sich in Rückwärtsrichtung in 195 cm bzw. 225 cm Entfernung hinter dem BEMC-Kalorimeter befinden.

Bei dieser Position der Szintillatorwände beträgt der Zeitunterschied zwischen dem protoninduzierten Untergrund und den Signalen aus den ep -Kollisionen ungefähr 13 ns. Die Zeitauflösung des gesamten Flugzeitsystems beträgt 4 ns, die eines einzelnen Zählers 2 ns.

Mit Hilfe der HERA-Zeitsynchronisation wird für jeden Szintillator der beiden Szintillatorwände ein Untergrund- und ein Ereignisfenster definiert. Sie bilden zwei Triggererelemente, je nachdem, ob die Ankunftszeit der Teilchen mit den direkten Strahlteilchen des Protonstrahls (Untergrundfenster) oder Teilchen aus der Wechselwirkungszone identifiziert werden können. Das TOF-System liefert eines der effektivsten Triggererelemente gegen Untergrundereignisse und wird in Vetobedingungen für die meisten anderen Subtrigger verwendet.

3.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit dem H1-Detektor

Die Grundlage jeder Physikanalyse in der ep -Streuung ist die genaue Bestimmung der Kinematik jedes einzelnen Ereignisses. Im Falle von Wechselwirkung mit neutralen Strömen kann diese unabhängig aus dem Elektron oder aus dem hadronischen Endzustand ermittelt werden. Für Ereignisse des geladenen Stromes – das auslaufende Lepton ist ein nicht nachweisbares Neutrino – kann die Kinematik nur über die Hadronen rekonstruiert werden. Hierfür haben A. Blondel und F. Jacquet [35] eine Rekonstruktionsmethode entwickelt.

Aufgrund der endlichen Energie- und Winkelauflösung eines Detektors werden teilweise Ereignisse aus einem bestimmten (x, Q^2) -Bereich einem anderen (x', Q'^2) -Bereich zugeordnet. Diese Ereignismigrationen können durch eine Akzeptanzfunktion $A(x, Q^2)$ beschrieben werden:

$$\sigma_w(x, Q^2) = \frac{\sigma_m(x, Q^2)}{A(x, Q^2)} \quad (3.3)$$

Die Akzeptanzfunktion gibt den Zusammenhang zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_m(x, Q^2)$ und dem wahren Wirkungsquerschnitt $\sigma_w(x, Q^2)$ wieder. Die einer Messung mit dem H1-Detektor zugänglichen kinematischen Bereiche sind in Abb. 3.8 dargestellt. Kombiniert man im Falle von NC -Ereignissen die Messung von Elektron und Hadronen in ausgewählten kinematischen Bereichen, so kann der zugängliche x - Q^2 -Bereich erweitert werden. Weitere Verfahren zur Erweiterung des Meßbereiches sind denkbar [36, 37].

Im folgenden werden die Auswirkungen von Meßfehlern bei der Berechnung der Kinematik aus dem Elektron (3.3.1) und aus den Hadronen nach der Methode von Jacquet und Blondel (3.3.2) erläutert.

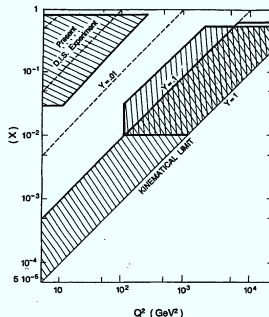


Abb. 3.8: Akzeptanzbereiche in der x - Q^2 -Ebene, in denen die systematischen Fehler in den differentiellen Wirkungsquerschnitten kleiner als 10% sind. Angenommen ist eine integrierte Luminosität von 100 pb^{-1} [38].

Links oben: Meßbereich bisheriger Experimente zur tiefinelastischen Lepton-Hadron-Streuung mit feststehendem Target.

3.3.1 Rekonstruktion der Kinematik aus der Messung des Elektrons

Eine Möglichkeit, die Variablen x und Q^2 der betrachteten Reaktion zu rekonstruieren, ist durch die Bestimmung des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons gegeben. Im Laborsystem gelten mit dem Winkel θ (relativ zur Protonrichtung) und unter Vernachlässigung der Elektronenmasse folgende Beziehungen (siehe auch Kap. 2.1.1):

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\theta/2) \quad (3.4)$$

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2(\theta/2)}{E_p(E_e - E'_e \sin^2(\theta/2))} \quad (3.5)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2(\theta/2). \quad (3.6)$$

Dabei sind E_p und E_e die Energien des Protons und des Elektrons vor der Streuung, E'_e und θ die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons. Für die Unsicherheit, mit der die kinematischen Variablen x und Q^2 aufgrund von Fehlern in der Energie- und Winkelmessung behaftet sind, gilt dann:

$$\left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_\theta = \frac{dE'_e}{E'_e}, \quad \left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_{E'_e} = \tan \frac{\theta}{2} d\theta \quad (3.7)$$

$$\left. \frac{\delta x}{x} \right|_\theta = \frac{1}{y} \frac{dE'_e}{E'_e}, \quad \left. \frac{\delta x}{x} \right|_{dE'_e} = \tan \frac{\theta}{2} \left[x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right] d\theta.$$

Die Unsicherheit der Winkelmessung geht danach in die Rekonstruktion von Q^2 nur bei kleinen Elektron-Streuwinkeln, d. h. für große θ , ein. Die Rekonstruktion von x wird durch die Ungenauigkeit der Winkelmessung bei großen x und kleinen Q^2 -Werten beeinflusst. Aufgrund der y -Abhängigkeit des Fehlers in der Rekonstruktion von x ist es sehr schwierig, diese Variable für $y < 0.1$ mit einer Genauigkeit kleiner als 10% zu bestimmen.

Dies zeigt Abbildung 3.9, welche die Abhängigkeit der Unsicherheit in der Rekonstruktion von x und Q^2 von der Güte der absoluten Energiekalibration verdeutlicht. In dieser Darstellung sind die Bereiche der x - Q^2 -Ebene markiert, in denen die Abweichung des gemessenen vom wahren Wirkungsquerschnitt weniger als 10% beträgt. Betrachtet wurden dabei zwei Fälle, bei dem einen ist die absolute Energiekalibration auf 2% genau und bei dem anderen auf 1% genau. Um den Wirkungsquerschnitt für $y < 0.1$ mit der erwünschten Genauigkeit von 10% messen zu können, darf der maximale Fehler in der absoluten Energiekalibration höchstens 1% betragen. Es wird deshalb für das elektromagnetische Kalorimeter eine absolute Energiekalibration auf dem 1%-Niveau angestrebt.

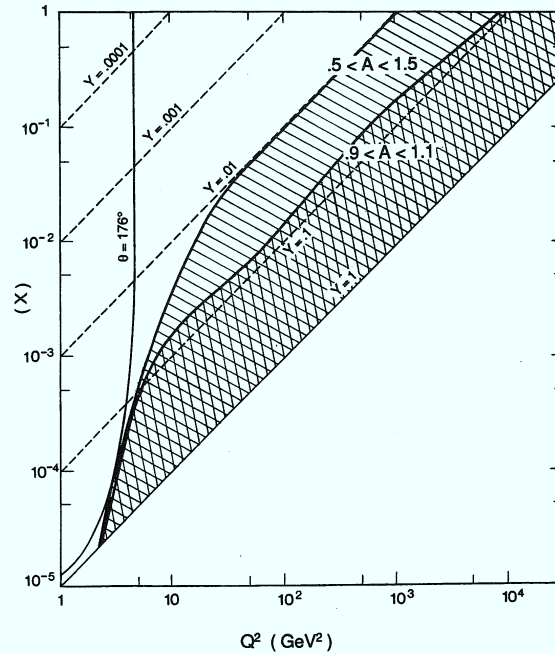


Abb. 3.9: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen die Akzeptanzfunktion innerhalb des Intervalls $0.9 < A(x, Q^2) < 1.1$ (einfach schraffiert) oder $0.5 < A(x, Q^2) < 1.5$ (doppelt schraffiert) liegt. Die Linie zeigt die Begrenzung des Akzeptanzbereiches durch die Strahlröhre im rückwärtigen Bereich bei dem Winkel $\theta = 176^\circ$ [38].

3.3.2 Rekonstruktion der Kinematik aus der Messung des hadronischen Endzustandes

Bezeichnet man die Gesamtenergie der Hadronen im Stromjet mit E_J , dessen Winkel relativ zur Richtung des Protonenstrahls mit θ_J und den Viererimpuls mit P_J , so ergibt sich:

$$x = \frac{E_J \cdot \cos^2(\theta_J/2)}{E_P \cdot \left(1 - \frac{E_J}{E_e} \cdot \sin^2(\theta_J/2)\right)} \quad (3.8)$$

$$y = \frac{E_J}{2 \cdot E_e} (1 - \cos \theta_J) \quad (3.9)$$

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y = \frac{(E_J \cdot \sin \theta_J)^2}{1 - y} \quad (3.10)$$

Dieses Verfahren setzt voraus, daß Stromjet und Protonjet vollständig separiert werden können.

Das Jacquet-Blondel-Verfahren kommt ohne Annahmen über die innere Struktur des Protons und die Notwendigkeit, Strom- vom Protonjet zu unterscheiden, aus. Bezeichnet man die Energie, den Longitudinalimpuls (parallel zur Strahlachse) und den Transversalimpuls (senkrecht zur Strahlachse) des i -ten Hadrons mit E_i , $\vec{p}_{x,i}$, $p_{\perp,i}$, so berechnet man die Kinematik durch:

$$y_{JB} = \sum_i \frac{E_i - p_{x,i}}{2 \cdot E_e} \quad (3.11)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i \vec{p}_{\perp,i})^2}{1 - y} \quad \text{mit} \quad p_{\perp}^2 \equiv \left(\sum_i p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_i p_{y,i}\right)^2 \quad (3.12)$$

$$x = \frac{Q^2}{y \cdot s} \quad (3.13)$$

Die Größen $\sum_i E_i$, $\sum_i \vec{p}_{x,i}$ und $\sum_i \vec{p}_{\perp}$ sind im Experiment direkt meßbar. Insbesondere tragen Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls und geringem Transversalimpuls, also Teilchen, die das Strahlrohr nicht verlassen und daher im Detektor nicht nachgewiesen werden können, in die Summation Gl. 3.11 und 3.12 kaum bei.

Falls allerdings θ_h sehr klein wird ($< 10^\circ$), ist durch die Teilchenverluste im Strahlrohr die Rekonstruktion der kinematischen Größen aus den Hadronen praktisch nicht mehr möglich. Eine weitere Schranke für die hadronische Messung der kinematischen Variablen ist $x \geq 10^{-2}$. Bei kleineren x sind die Hadronenergien E_h zu klein, um noch verläßlich gemessen werden zu können. Die Fehler in x und Q^2 , die durch Ungenauigkeiten in der Energie- und Winkelmessung verursacht werden, sind für den hadronischen Endzustand gegeben durch:

$$\left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_{E_J} = \frac{dE_J}{E_J} \left[1 + \frac{1}{1-y} \right] \quad (3.14)$$

$$\left. \frac{\delta x}{x} \right|_{E_J} = \frac{dE_J}{E_J} \frac{1}{1-y}, \quad \left. \frac{\delta y}{y} \right|_{E_J} = \frac{dE_J}{E_J}.$$

Die drei wesentlichen Fehlerquellen sind die Winkel- und Energiemessung der Hadronen sowie der fehlende Nachweis von Teilchen, die im Strahlrohr verschwinden. So ist im extremen Vorwärtswinkelbereich ($< 10^\circ$) die Rekonstruktion der kinematischen Größen mit den Hadronen praktisch nicht mehr möglich. Für $y \approx 1$ wird der Fehler in x groß. Andererseits wächst mit kleiner werdendem y die Genauigkeit, mit der x bestimmt werden kann. Außerdem beeinflussen Strahlungskorrekturen (siehe Kapitel 2.5) die Hadronmessung weniger als die Elektronmessung.

Für die in dieser Arbeit vorgenommene Analyse wurden die Impulskomponenten p_i der einzelnen Teilchen durch die Messung der Energie E_j in den einzelnen Kalorimeterzellen ersetzt. Die Summation erfolgt dann statt über die Teilchen i über alle kalorimetrischen Zellen j . Dabei wurden die folgenden Ersetzungen vorgenommen:

$$p_{z,i} \Rightarrow E_j \cdot \cos(\theta) = E \cdot \frac{z_j}{\sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}} \quad (3.15)$$

$$p_{x,i} \Rightarrow E_j \cdot \cos(\phi) \cdot \sin(\theta) = E \cdot \frac{x_j}{\sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}} \quad (3.16)$$

$$p_{y,i} \Rightarrow E_j \cdot \sin(\phi) \cdot \sin(\theta) = E \cdot \frac{y_j}{\sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}}. \quad (3.17)$$

Da für nahezu alle Teilchen $\beta \approx 1$ gilt, ist der Fehler, der durch die Vernachlässigung der Massen bedingt wird, nur gering. Größere Fehler entstehen durch die Granularität der Auslesezellen, da in der Berechnung die gesamte, innerhalb einer Zelle deponierte Energie, als im Schwerpunkt der Zelle lokalisiert, betrachtet wird [39].

4. Grundlagen der Kalorimetrie

Im folgenden wird kurz auf die physikalischen Grundlagen der Aufschauierung von Teilchen in Materie eingegangen. Beim Eindringen eines Teilchens in das Absorbermaterial wird es i. allg. mit den Konstituenten des Absorbers wechselwirken und einen Teil seiner Energie verlieren. Die kinetische Energie des Teilchens wandelt sich dabei in Anregungs- bzw. Ionisationsenergie der Atome des Absorbermediums um. Die der Wechselwirkung zugrunde liegenden Prozesse hängen stark von der Energie und der Art des auftreffenden Teilchens ab. Sie sind hauptsächlich Folge einer elektromagnetischen oder starken Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und den Konstituenten des Absorbers.

Danach werden die verschiedenen Mechanismen des Energieverlustes von Teilchen hoher Energie ($\gtrsim \text{GeV}$) in Materie erläutert. Sie erfolgen in der Hauptsache durch Produktion sekundärer Teilchen, die ihrerseits – bei ausreichend hoher Energie – neue Teilchen bilden. Je nach vorherrschender Wechselwirkung spricht man dabei von einem elektromagnetischen oder hadronischen Teilchenschauer. Hadronische Schauer erstrecken sich über größere Absorberbereiche als elektromagnetische Schauer, da die mittlere freie Weglänge für Kernwechselwirkungen gegenüber denen der elektromagnetischen Wechselwirkung relativ groß ist. Ihre Struktur weist aufgrund der Vielzahl an möglichen Prozessen größere Fluktuationen auf als die von elektromagnetischen Schauern. In den folgenden Abschnitten werden die zwei verschiedenen Schauertypen näher charakterisiert.

4.1 Elektromagnetische Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer entsteht durch die Wechselwirkung von Elektronen, Positronen und Photonen mit dem Detektormaterial. Ausbildung und Fortentwicklung des Schauers sind allein durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt. Prinzipiell können somit alle Prozesse, die bei der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers auftreten, im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnet werden. Zur praktischen Beschreibung des Verhaltens elektromagnetischer Schauer in Materie ist es vorteilhaft, einige Vereinfachungen einzuführen, die im folgenden erläutert werden sollen. In diesem vereinfachten Bild der einer elektromagnetischen Kaskade zugrunde liegenden Prozesse unterscheidet man Bremsstrahlung, Ionisation und Vielfachstreuung der Elektronen zuzüglich Paarvernichtung für Positronen sowie Paarerzeugung, Comptoneffekt und Photoeffekt für Photonen. Das genaue Verhalten dieser verschiedenen Energieverlustmechanismen für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen ist in den Abbildungen 4.1 und 4.2 als Funktion der Energie am Beispiel von Elektronen und Photonen in Blei angegeben. Bei hohen Energien dominiert für Elektronen und Positronen der Bremsstrahlungsprozeß, während Photonen im Coulombfeld eines

Kerns in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Diese beiden Prozesse sind für die Teilchenmultiplikation, also die Entwicklung des Schauers, verantwortlich und zeigen oberhalb von 1 GeV nur mehr eine schwache Energieabhängigkeit. Man kann diese Ei-

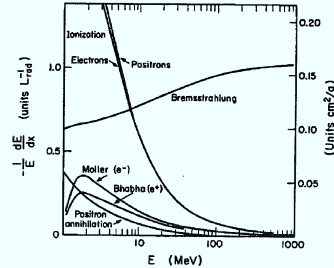


Abb. 4.1: Normierter Energieverlust pro Strahlungslänge für Elektronen in Blei als Funktion der Energie [40]

genschaft nutzen, um eine materialunabhängige Skala, die Strahlungslänge X_0 , einzuführen. Für hochenergetische Elektronen ($E \gtrsim 1$ GeV) gilt:

$$-\frac{1}{E} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{brems} = const = \frac{1}{X_0} . \quad (4.1)$$

Beim Durchqueren einer Strecke von einer Strahlungslänge geben die Elektronen im Mittel den $1/e$ -ten Teil ihrer ursprünglichen Energie in Form von Bremsstrahlung ab. In Tabelle 4.1 sind die Strahlungslängen der wichtigsten im H1-Kalorimeter verwendeten Materialien aufgeführt. G10 ist dabei ein Material, das aus Glasfasern und Epoxydharz besteht und zur Leiterplattenherstellung verwendet wird.

Material	Z	A[g]	$\rho \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	$X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right]$	X_0 [cm]	$\lambda_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right]$	λ_0 [cm]
LAr	18	39.95	1.40	19.55	14.0	117.2	83.7
Al	13	26.98	2.70	24.01	8.89	106.4	39.4
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76	131.9	16.8
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56	194.0	17.1
G10			1.7	33.0	19.4	90.2	53.1

Tab. 4.1: Strahlungslängen X_0 und λ_0 sowie wichtige Kenngrößen einiger im H1-Experiment verwendeter Materialien [40]

Die Strahlungslänge X_0 kann für $Z \geq 5$ durch die folgende Beziehung [41] parametrisiert werden:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N_A}{Z} Z(Z+1)r_e^2 \left[\ln(184.15Z^{-1/3}) + S(Z) \right] \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \quad (4.2)$$

mit

$$S(Z) = \frac{1}{Z} \ln \left(\frac{1194}{Z^{2/3}} \right) - 1.202\alpha^2 Z^2 + 1.0369\alpha^4 Z^4 - \frac{1.008\alpha^6 Z^6}{1 + \alpha^2 Z^2} \quad (4.3)$$

und

- α : Feinstrukturkonstante
 A : Massenzahl in [g]
 Z : Ladungszahl
 N_A : Avogadrozahl
 r_e : klassischer Elektronenradius in [cm] .

Hieraus ergibt sich als übersichtliche Näherungsformel für eine erste Abschätzung [42]:

$$X_0 \approx 180 \cdot \frac{A}{Z^2} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] . \quad (4.4)$$

Die zum totalen Photonwirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse sind in Abbildung 4.2 für Blei als Funktion der Energie dargestellt. Im einzelnen hat man folgende Effekte

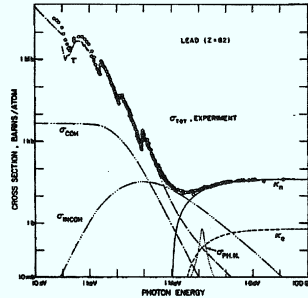


Abb. 4.2: Beiträge einzelner Photon-Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt für Photonen in Blei [40]

zu berücksichtigen:

- τ : Atomarer Photoeffekt, Absorption eines Photons von einem Atom und Emission eines Elektrons.
- σ_{INCOH} : Compton-Streuung, inkohärente Streuung von Photonen an den Elektronen des Atoms.

- σ_{COH} : Rayleigh-Streuung,
kohärente Streuung von Photonen an den Elektronen des Atoms.
- κ_i ($i=n,e$): Paarbildung,
Konversion eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar im Feld des Atomkerns
($i = n$) oder eines Elektrons des Atoms ($i = e$).
- σ_{PHN} : Kernphotoeffekt,
Absorption eines Photons von einem Atomkern und Emission eines Nukleons.

Bei Photonenergien unter 1 MeV dominiert der Photoeffekt im Blei. Zwischen 1 MeV und 10 MeV bestimmt der Compton-Effekt den totalen Wirkungsquerschnitt. Beide Prozesse nehmen für hohe Energien wie $1/E$ ab, dagegen nimmt die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung mit steigender Energie logarithmisch zu. Da die Dynamik der Paarbildung mit derjenigen der Bremsstrahlung verknüpft ist, skaliert auch dieser Prozeß mit der Strahlungslänge. Im Mittel legt ein Photon hoher Energie, oberhalb einem GeV, die Weglänge von $l \approx 9/7 \cdot X_0$ zurück, bis es ein Elektron-Positron-Paar bildet [43]. Nach Durchqueren der Schichtdicke $(9/7)X_0$ ist also der Bruchteil $(1 - 1/e)$ der einfallenden Photonen in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert.

4.1.1 Energieverlust durch Ionisation

Für das niederenergetische Verhalten während der Deposition der Energie in atomaren Streuprozessen lassen sich einige zweckmäßige Vereinfachungen durchführen. Die Elektronen geben ihre Energie in zahlreichen Streuungen durch Ionisation an das Medium ab. Die vielen Einzelreaktionen können zu einem quasi kontinuierlichen Prozeß zusammengefaßt werden, so daß von einem mittleren kontinuierlichen Energieverlust $\epsilon(E)$ pro Strahlungslänge

$$\frac{\epsilon(E)}{X_0} := - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} . \quad (4.5)$$

ausgegangen werden kann. Für viele praktische Zwecke kann $\epsilon(E)$ durch die kritische Energie E_c ersetzt werden:

$$\frac{E_c}{X_0} := - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} . \quad (4.6)$$

E_c ist eine Konstante und bezeichnet den Punkt der Energieskala, von dem aus der mittlere Energieverlust durch Ionisation den Verlust durch Bremsstrahlung überwiegt. Sie kann näherungsweise durch folgende Formel abgeschätzt werden [42]:

$$E_c \simeq \frac{550 \text{ MeV}}{Z} . \quad (4.7)$$

Der Energieverlust durch Ionisations- und Anregungsprozesse unterhalb dieser Energieschwelle wird durch den Bethe-Bloch-Formalismus [44, 45] beschrieben. Der mittlere Energieverlust für schwere Ionen kann nach [46] durch folgenden Ausdruck berechnet werden:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{ion}} = \frac{2\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + \frac{1-\sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right] \quad (4.8)$$

mit

- β = v/c
- v = Geschwindigkeit des Teilchens
- c = Lichtgeschwindigkeit
- e = Elementarladung
- m_e = Ruhemasse des Elektrons
- T = kinetische Energie des Elektrons
- n = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial
- I = mittleres Ionisationspotential des Absorbermediums
- δ = Dichtekorrekturfunktion [47]

Für Elektronen und Positronen ergeben sich aufgrund ihrer kleinen Masse und der Beachtung des Pauliprinzipis nur geringe Änderungen in der oben angegebenen Formel [48]. Im Bereich niedriger Energien nimmt der mittlere Energieverlust der Teilchen durch Ionisation zunächst stark ab ($\sim 1/v^2$), um nach Durchqueren eines Minimums logarithmisch mit dem Lorentzfaktor wieder anzusteigen. Das Minimum der Ionisation liegt etwa bei dem Dreifachen der Ruheenergie des ionisierenden Teilchens und kann zur Definition „minimalionisierender“ Teilchen verwendet werden. Der relativistische Wiederanstieg wird durch das proportional zu γ wachsende transversale elektrische Feld bewirkt. Erreicht das transversale Feld die Größenordnung von Atomabständen, so nähert sich der Energieverlust wegen einsetzender Polarisierungseffekte einem konstanten Wert. Im Ausdruck 4.8 wird dies durch die Dichtekorrekturen berücksichtigt. Bei fast zentralen Stößen wird manchmal in einem einzigen Stoß ein großer Teil der Energie des einfallenden Teilchens auf das gestoßene Hüllenelektron übertragen. Dieser Anteil hochenergetischer Ionisationselektronen (δ -Elektronen) macht die Verteilung des Ionisationsverlustes um den von der Bethe-Bloch-Formel gegebenen Mittelwert stark asymmetrisch, mit langen Ausläufern zu hohen Energieverlusten.

4.1.2 Schauerentwicklung und Schauermodelle

Ein einfaches Modell von Heitler [50] zur materialunabhängigen Beschreibung der Schauerentwicklung basiert auf den beiden Größen der Strahlungslänge und der kritischen Energie. Durchquert ein hochenergetisches Elektron Materie, so wird im Mittel nach einer Strahlungslänge durch Bremsstrahlung ein Photon erzeugt und beide Teilchen weisen jeweils eine mittlere Energie von $E_0/2$ auf. In diesem einfachen Modell konvertiert das Photon nach der folgenden Strahlungslänge in ein Elektron-Positron-Paar, während das sekundäre Elektron ein weiteres Photon produziert. Nach t zurückgelegten Strahlungslängen sind 2^t Teilchen mit einer Energie von $E_0/2^t$ vorhanden. Nach

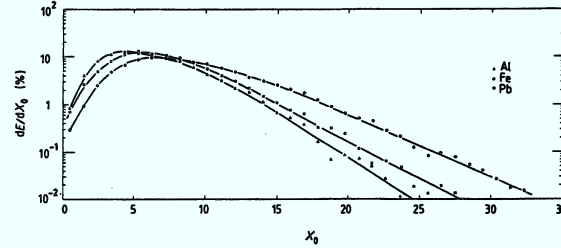


Abb. 4.3: Energiedeposition pro Strahlungslänge von 10 GeV Elektronschauern in Blei, Eisen und Aluminium als Funktion der Schauertiefe [49]

diesem Schema setzt sich die Teilchenproduktion fort, bis die Energie der Teilchen unter die kritische Energie fällt. An diesem Punkt ist das Schauersmaximum erreicht und $\ln(E_0/E_c)/\ln(2)$ Strahlungslängen an Materie durchquert worden.

Ein anderes, realistischeres Modell wurde von Rossi [51] vorgeschlagen. In diesem Modell, das unter dem Namen Approximation B bekannt ist, wurde zur Vereinfachung der Compton-Effekt vernachlässigt, der Energieverlust durch Ionisation auf einer Strahlungslänge als konstant gleich der kritischen Energie angenommen und die Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung durch asymptotische Formeln im Grenzfall für hohe Energien beschrieben. Die mittlere Energiedeposition pro Strahlungslänge zeigt unabhängig vom Material ein charakteristisches longitudinales Profil, das in Abbildung 4.3 dargestellt ist und mit einer Gammafunktion parametrisiert werden kann [52]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{E_0 b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt}. \quad (4.9)$$

$dE(t)/dt$ ist die deponierte Energie in der Tiefe zwischen t und $t + dt$, wobei t in Strahlungslängen gemessen wird. Die Parameter sind durch $b \simeq 0,5$ und $a = b \cdot t_{\max}$ gegeben [49]. Der Term t^a beschreibt die erste Phase des Schauers mit der Teilchenproduktion bis zum Schauersmaximum und der Term e^{-bt} die anschließende Absorption der Teilchen.

Die transversale Ausbreitung des Schauers wird durch die Vielfachstreuung der Elektronen mit der kritischen Energie bestimmt. Die mittlere Ablenkung eines Teilchens nach dem Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x ergibt sich nach der Molièreschen Theorie [53] zu:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{21.2 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}}. \quad (4.10)$$

Der typische Ablenkungswinkel für den Bremsstrahlungsprozeß ist proportional zu p_e/m_e und bewirkt gegenüber der mittleren Richtungsänderung aufgrund der Vielfach-

streuung nur eine kleine Aufweitung des Schauers. Wie im Falle der longitudinalen Ausbreitung des Schauers kann auch für die transversale Ausdehnung eine charakteristische Größe definiert werden, welche die Eigenschaften des Materials berücksichtigt. Diese Größe wird Molière-Radius R_m genannt und ist gegeben durch:

$$R_m \simeq \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} \cdot X_0 \approx 7 \cdot \frac{A}{Z} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]. \quad (4.11)$$

Die Genauigkeit für die angegebene Abschätzung ist $\Delta R_m / R_m \leq \pm 0.1$ für $13 \leq Z \leq 92$ [42]. Die Messungen von Bathow et al. [54] zeigen, daß innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $1 R_M$ um die Schauerachse etwa 90% der Teilchenenergie deponiert wird.

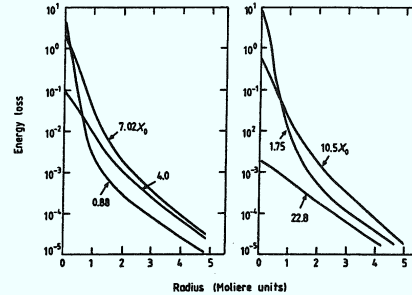


Abb. 4.4: Transversale Profile für 1 GeV elektromagnetische Schauer in verschiedenen longitudinalen Strahlungstiefen, die in Strahlungslängen an den Kurven vermerkt sind [55].

In Abbildung 4.4 sind die transversalen Profile für elektromagnetische Schauer dargestellt. Sie lassen zwei Phasen der Schauerentwicklung in der transversalen Ausbreitung erkennen. In der ersten Phase wird nahe an der Schauerachse sehr viel Energie deponiert, jedoch fällt die differentielle Energiedeposition mit zurückgelegtem Weg sehr schnell bis etwa $0.5 R_m$ ab. Danach bestimmen die mittlerweile erzeugten niederenergetischen Photonen die laterale Schauerentwicklung. Dies äußert sich zum einen in einer geringeren Abnahme der differentiellen Energiedeposition und zum anderen in einer Aufweitung des lateralen Schauerprofils mit zunehmender longitudinaler Schauerentwicklung (Abbildung 4.4). Das mittlere transversale Schauerprofil läßt sich durch die Überlagerung von zwei Exponentialfunktionen des Abstandes von der Schauerachse beschreiben [56]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dr} = a_0 \cdot e^{-\alpha r} + a_1 \cdot e^{-\beta r}. \quad (4.12)$$

4.1.3 Sichtbare Energieanteile in Sampling-Kalorimetern

Ein Sampling-Kalorimeter ist aus abwechselnden Schichten von Absorbermaterial und Nachweismaterial aufgebaut. Alle bisher besprochenen Modelle gehen von einer Schauerentwicklung in homogenen Medien aus und sind nicht ohne weiteres auf die Energieflußmessung in Sampling-Kalorimetern übertragbar [57, 55].

Die in den Absorberschichten (passives Material) deponierte Energie E_p ist nicht sichtbar. Es wird nur die in den Nachweisschichten E_a (aktives Material) deponierte Energie ausgelesen. Die insgesamt deponierte Energie ergibt sich aus der Summe der sichtbaren Energie und der unsichtbaren Energie zu:

$$E_{dep} = E_p + E_a . \quad (4.13)$$

In Sampling-Kalorimetern ist also nur der Anteil

$$S_f(i) = \frac{E_a(i)}{E_{dep}(i)} = \frac{E_a(i)}{E_a(i) + E_p(i)} \quad (4.14)$$

der Gesamtenergie meßbar, der als Sampling-Anteil (S_f) bezeichnet wird und für verschiedene Teilchenarten i unterschiedliche Werte annimmt. Es ist üblich, den Sampling-Anteil über den Energieverlust sogenannter minimal ionisierender Teilchen (*mips*) zu definieren. Ein minimal ionisierendes Teilchen ist ein idealisiertes Teilchen, das seine Energie ausschließlich durch Ionisation verliert und dessen Energieverlust pro Strahlungslänge für alle Energien dem Ionisationsverlust entspricht, den ein einfach geladenes, schweres Teilchen am Minimum seiner Bethe-Bloch-Energieverlustkurve erfährt (siehe Kapitel 4.1.1). Mit den tabellierten Werten für den Energieverlust minimal ionisierender Teilchen [40] läßt sich der meßbare Energieanteil in einem Kalorimeter mit den aktiven und passiven Schichtdicken d_a und d_p durch

$$S(mip) = d_a \cdot \frac{dE}{dx} \Big|_a^{mip} \Bigg/ \left(d_a \cdot \frac{dE}{dx} \Big|_a^{mip} + \frac{dE}{dx} \Big|_p^{mip} \right) \quad (4.15)$$

berechnen. Der normierte Anteil der nachweisbaren Energie ist dann für Elektronen:

$$\frac{e}{mip} = \frac{S(e)}{S(mip)} . \quad (4.16)$$

Experimentell zeigt sich, daß für hochenergetische Elektronen in Sampling-Kalorimetern mit Absorbern einer hohen Ladungszahl immer $e/mip < 1$ gilt. Und zwar ist e/mip umso kleiner, je größer die Differenz der Ladungszahlen von Absorbermaterial (Z_p) und Nachweismedium (Z_a) ist. Für einfache Sampling-Strukturen ergibt sich die folgende Parametrisierung [58]:

$$e/mip = 1/(1 + a \cdot (Z_p - Z_a)) . \quad (4.17)$$

Der Parameter a zeigt eine logarithmische Abhängigkeit von der Dicke des Absorbermaterials. Bei einer Absorberdicke von $d_a = 1 X_0$ erhält man für 1 GeV Elektronen ein a von 0.007. Weiterhin kann der Einfluß des Nachweismediums bei den üblichen Schichtdicken von einigen Millimetern vernachlässigt werden.

Diese Ergebnisse können wie folgt interpretiert werden. Zum einen ist die Zunahme der mittleren Spurlängen durch Vielfachstreuung im Absorber größer als in den aktiven Schichten, zum anderen muß der Einfluß niederenergetischer Photonen auf das Signal beachtet werden. Der Beitrag des atomaren Photoeffekts zum totalen Photonwirkungsquerschnitt beträgt unter Vernachlässigung der Einflüsse an den Absorptionskanten für Photonen der Energie $E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ [59]

$$\sigma_{ph} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 4\sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2}, \quad (4.18)$$

ist also proportional zu Z^5 . Da zudem die Reichweite der freigesetzten Photoelektronen in dichtem Material weniger als 1 mm beträgt und rasch mit sinkender Energie abnimmt, werden die meisten Photonen und Elektronen ihre Energie vollständig im Absorbermaterial verlieren. Lediglich die im Übergangsbereich vom Absorber zum Nachweismedium freigesetzten Photoelektronen können zum Signal beitragen. Durch geeignete Wahl des Absorbers, der Schichtdicken und des Nachweismediums kann deshalb in begrenztem Maße ein bestimmtes Signalverhältnis eingestellt werden. In der Literatur ist dieser Sachverhalt unter dem Namen Übergangseffekt (engl.: transition effect) geläufig.

Die Bedeutung niederenergetischer Teilchen beim Prozeß der Signalbildung in Sampling-Kalorimetern kann aus der Tatsache abgelesen werden, daß etwa 60% der Primärenergie von Teilchen mit kinetischen Energien unterhalb von 4 MeV deponiert wird [60].

4.1.4 Sampling-Fluktuationen und Energieauflösung

In einem Sampling-Kalorimeter treten durch das statistische Messen der deponierten Energie in verschiedenen Tiefen des Schauers Fluktuationen auf. Diese können mit Hilfe von Rossis Approximation B (siehe 4.1.2) verstanden werden. In einem Sampling-Kalorimeter setzt sich die nachweisbare totale Spurlänge nur aus den Spurlängen der geladenen Teilchen in den aktiven Schichten zusammen. In einer ersten Näherung kann davon ausgegangen werden, daß das Signal proportional zur Anzahl der Kreuzungen der Ausleseschichten durch die geladenen Teilchen ist. Beträgt die Dicke einer Lage, also je eine aktive und passive Schicht, $d[X_0] = d_a + d_p$, so gilt unter der Approximation B für die Zahl der Kreuzungen N_d :

$$N_d \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} = \frac{E_0}{E_c \cdot d}. \quad (4.19)$$

Unter der Annahme, daß die einzelnen Kreuzungen voneinander unabhängig sind und die Größe N_d normalverteilt ist, folgt für die relative Streuung der Zahl der Kreuzungen:

$$\frac{\sigma_{N_d}}{N_d} = \frac{1}{\sqrt{N_d}} \quad (4.20)$$

$$\frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} \sim \sqrt{\frac{E_c}{E_0}} \cdot d. \quad (4.21)$$

Aufgrund der statistischen Natur der Sampling-Fluktuationen verbessert sich die relative Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalorimeter also entsprechend der Beziehung:

$$\frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} \sim \frac{const}{\sqrt{E_0}}. \quad (4.22)$$

Für eine genauere Beschreibung müssen zwei weitere Korrekturen angebracht werden:

Totale Spurlänge:

Ein Korrekturfaktor $F(z)$ zur verbesserten Berechnung der totalen Spurlänge [42]: Die Annahme eines konstanten Ionisationsverlustes E_c pro Strahlungslänge kann verbessert werden, wenn man berücksichtigt, daß die nachweisbare Spurlänge T_d in einem realen Detektor von einer minimalen Ansprechenergie E_{thr} abhängt und daß die Verwendung der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarbildung im Hochenergiebereich für Materialien mit hohen Kernladungszahlen weniger gerechtfertigt ist als für Medien mittlerer Ladungszahlen [51]. Die mittlere nachweisbare Spurlänge in einem homogenen Kalorimeter ergibt sich dann zu:

$$T_d \simeq F(z) \cdot \frac{E_0}{E_c} \quad (4.23)$$

mit

$$F(z) = e^{-z} \cdot \left(1 + z \ln \frac{z}{1.53}\right) \quad (4.24)$$

$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{E_{thr}}{E_c}. \quad (4.25)$$

Die Schwellenenergie zur Erzeugung eines Ionenpaares beträgt in flüssigem Argon nach Messungen von Miyajima et al. [61] 23.6 ± 0.6 eV.

Transversale Ausdehnung:

Bisher wurde davon ausgegangen, daß die Teilchen die Ausleseschichten senkrecht kreuzen. Tatsächlich entwickelt sich ein Schauer nicht ausschließlich eindimensional auf der longitudinalen Strahlungslängenskala, wie es in Approximation B angenommen wird. Die Schauerteilchen unterliegen auch einer Vielfachstreuung, die zu einer Ausbreitung in lateraler Richtung führt. Der Weg der geladenen Teilchen durch die aktiven Schichten $t_a[X_0]$ verlängert sich daher gegenüber der Dicke der aktiven Schicht $d_a[X_0]$ im Mittel um einen Faktor $1/\langle \cos \theta \rangle$ [42] entsprechend der Beziehung:

$$\langle t_a \rangle = d_a / \langle \cos \theta \rangle \quad (4.26)$$

mit

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \cos \left(\frac{21.2 \text{ MeV}}{\pi E_c} \right) = \cos \left(\frac{R_M}{\pi} \right). \quad (4.27)$$

Damit läßt sich die Abhängigkeit der Auflösung bezüglich der Sampling-Fluktuationen darstellen als:

$$\frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} \sim \sqrt{\frac{E_c}{F(z) \cdot \langle \cos \theta \rangle E_0}} \cdot d. \quad (4.28)$$

In gasförmigen oder sehr dünnen Ausleseschichten können auch die sogenannten *Landau-* und *Weglängen-*Fluktuationen [42] weitere Beiträge zur Auflösung bringen:

- Landau-Fluktuationen ergeben sich, wenn während einer einzelnen Kreuzung der aktiven Schicht ein Ionisationsverlust auftritt, der weit vom mittleren Ionisationsverlust abweicht und das Signal einer Schicht dominieren kann.
- Weglängenfluktuationen treten auf, wenn der Weg eines Teilchens durch die Ausleseschicht sehr viel länger als die Dicke der Ausleseschicht sein kann und damit die Verwendung von $\langle \cos \theta \rangle$ in Gl. 4.28 nicht mehr gerechtfertigt ist.

In festen und flüssigen Auslesemедien von einigen Millimetern Stärke können die Einflüsse der Landau- und Weglängen-Fluktuationen wegen der Vielzahl der in der aktiven Schicht möglichen Streuungen gegenüber den statistischen Sampling-Fluktuationen vernachlässigt werden [49].

Der Test eines Kalorimeterstapels, der eine mit dem elektromagnetischen Teil des H1-Kalorimeters vergleichbare Sampling-Struktur aufwies, ergab eine totale Energieauflösung für elektromagnetische Schauer der Form [62]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E_0} + \frac{b^2}{E_0^2} + c^2}. \quad (4.29)$$

Der erste Term mit dem Parameter $a = 0.112 (\pm 0.03)$ enthält die intrinsischen und die in diesem Absatz beschriebenen Sampling-Fluktuationen. Dabei sind unter den intrinsischen Fluktuationen die Schwankungen in der Schauerentwicklung zu verstehen, die durch die unterschiedliche Häufigkeit der auftretenden Prozesse verursacht werden. Ihr Beitrag ist gegenüber den Sampling-Fluktuationen meist vernachlässigbar. Die Terme mit den Parametern b und c beinhalten die spezifischen Eigenschaften des Kalorimeters. Diese sind nicht korreliert und können quadratisch addiert werden.

Der Parameter $b = 0.25$ wird durch die Größe des elektronischen Rauschens bestimmt. Dieses Rauschen ist für alle Energien gleich groß, daher geht der Parameter b mit einem Beitrag b/E in die relative Auflösung ein.

Der Parameter $c = 0.007$ beschreibt verschiedene energieabhängige Einflüsse auf die relative Auflösung. Für die Bestimmung der relativen Auflösung eines Kalorimeters mit einem Teilchenstrahl bekannter Energie enthält c die Schwankungsbreite der Energie der Strahlteilchen. Weiterhin gehen in diese Größe Energieverluste durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und durch unvollständige longitudinale Schauerabsorption ein [63]. Abweichungen in der Homogenität des Detektors durch Dickenschwankungen im aktiven und passiven Medium können damit berücksichtigt werden. Außerdem enthält dieser Parameter Einflüsse durch Ungenauigkeiten in der Interkalibration zwischen den Kanälen des Detektors [64].

4.2 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zur Absorption elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen sind die Mechanismen der Absorption von Hadronen in Materie weitaus komplexer. Die Vielfalt möglicher Prozesse, die über die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung ablaufen können, erschwert jedoch die Entwicklung analytischer Modelle hinreichender Präzision. Ein anderer Unterschied zu rein elektromagnetischen Schauern ist, daß ein beträchtlicher Anteil der Primärenergie nicht zum Kalorimetersignal beiträgt.

Man kann auch für diese Schauerart charakteristische Größen definieren. Diese – sowie einfache Modelle und die einzelnen Komponenten hadronischer Schauer – werden in den nächsten Absätzen kurz dargestellt. Weitergehende Literatur über diesen Bereich der Kalorimetrie ist in [65, 66, 67] zu finden.

4.2.1 Prozesse in hadronischen Schauern

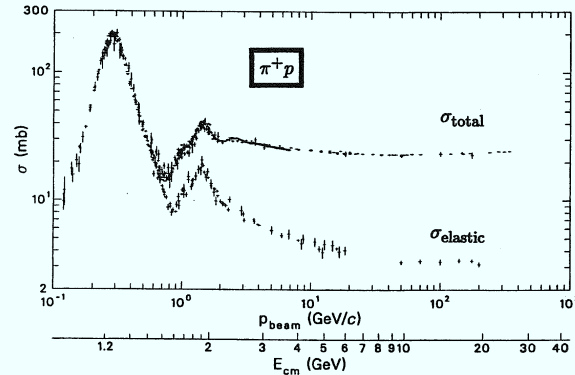


Abb. 4.5: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte in der Pion-Proton-Streuung als Funktion der Energie [40]

Die in hadronischen Schauern ablaufenden Prozesse zur Teilchenvervielfachung kann man in unterschiedliche Energie-, Raum- und Zeitregionen einteilen [66, 60]. In einem ersten Schritt oberhalb einer Energie von 10 GeV und einer Zeitskala $t \approx 10^{-24}$ s dominiert die starke Wechselwirkung der einfallenden Hadronen mit den Nukleonen der

Kernmaterie auf der Ebene der Partonen. Dabei werden vorwiegend leichte Mesonen, zumeist Pionen, erzeugt, die noch innerhalb des Kernvolumens mit weiteren Nukleonen wechselwirken können und so eine innernukleare Kaskade auslösen. Sekundärteilchen hoher Energie können die Potentialbarriere des Kerns überwinden und in anderen Kernen weitere innernukleare Kaskaden auslösen. Teilchen geringerer Energie bleiben im Kern gefangen und verteilen ihre kinetische Energie auf den Restkern.

In diesen Prozessen wird nur etwa die Hälfte der einfallenden Energie zur Produktion von Sekundärteilchen verwendet. Die andere Hälfte wird von dominierenden Teilchen mit den Quantenzahlen des einfallenden Teilchens weitergetragen.

Aufgrund der Isospinerhaltung der starken Wechselwirkung ist rund ein Drittel der erzeugten Pionen neutral. π^0 -Mesonen, die den Kern verlassen, zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-17}$ s fast ausschließlich in zwei Photonen und lösen einen elektromagnetischen Subschauer aus.

Die hochenergetischen Hadron-Nukleon-Stöße, die die longitudinale Entwicklung hadronischer Schauer bestimmen, können dabei näherungsweise als Wechselwirkung zwischen freien Hadronen aufgefaßt werden. Oberhalb von etwa 10 GeV ist der totale Wirkungsquerschnitt für diese Art der Streuung nahezu energieunabhängig (siehe Abb. 4.5). Entsprechend der Strahlungslänge X_0 in der elektromagnetischen Schauer- ausbreitung kann man für die hadronische Schauer- ausbreitung die nukleare Absorptionslänge [40]

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_i} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (4.30)$$

mit

A = Massenzahl,
 N_A = Avogadrozahl,
 σ_i = unelastischer np -Wirkungsquerschnitt,
im Bereich 60 – 375 GeV in $[cm^2]$,

definieren, die eine näherungsweise materialunabhängige Skalierung erlaubt. λ_0 stellt die mittlere freie Weglänge eines Neutrons bis zu einer nächsten Wechselwirkung dar. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht dieser Größe für einige im H1-Detektor typische Materialien. Im allgemeinen unterscheiden sich λ und X_0 und damit die Dimensionen der Schauer- ausdehnung um etwa eine Größenordnung.

Der Transversalimpuls $p_\perp$ der freigesetzten Teilchen und somit die radiale Ausbreitung hadronischer Schauer ist nahezu energieunabhängig und beträgt im Mittel etwa

$$\langle p_\perp \rangle \approx 0.3 - 0.4 \text{ GeV}/c. \quad (4.31)$$

Für den Impulsbereich $p_\perp \leq 1.5 - 2.0 \text{ GeV}/c$ kann die Transversalimpulsverteilung der Sekundärteilchen durch eine Exponentialverteilung beschrieben werden:

$$\frac{dN}{dp_\perp} \propto e^{-b\sqrt{m^2+p_\perp^2}} \quad \text{mit} \quad b \approx 6 \text{ (GeV}/c)^{-1}. \quad (4.32)$$

Gleichung 4.32 gibt das Verhalten von über 99% aller erzeugten Transversalimpulse wieder.

In einem weiteren Schritt, auf einer größeren Zeitskala von $t \sim 10^{-18}\text{s} - 10^{-13}\text{s}$, geht der durch die innernukleare Kaskade angeregte Kern in den Grundzustand über. Man hat hier im wesentlichen zwei Arten der Abregung zu unterscheiden. Die in der innernuklearen Kaskade begonnene Zertrümmerung (Spallation) setzt sich durch Verdampfen (Evaporation) von Nukleonen oder Kernfragmenten ($d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ etc.) fort, die sich isotrop im Kalorimeter verteilen. Das Coulombpotential des Kerns unterdrückt dabei die Abspaltung geladener Fragmente, so daß vorwiegend Neutronen ausgesendet werden. Ihre kinetischen Energien sind von der Größenordnung 10 MeV. Für schwere Elemente besteht zusätzlich die Möglichkeit – durch vorangehende Kernspaltung mit nachfolgender Evaporation – in einen energetisch günstigeren Zustand überzugehen. Die Wahrscheinlichkeit einer Kernspaltung ist materialabhängig und etwa proportional zu Z^2/A . Der Anteil der Kernspaltung am totalen unelastischen Wirkungsquerschnitt beträgt z. B. für Uran 0.8 und für das im H1-Kalorimeter als Absorbermaterial verwendete Element Blei 0.05 [68]. Sie spielt für die weitere Schauerbildung deshalb nur eine untergeordnete Rolle.

Die nach der Spallation und Fission eines Kerns verbleibenden Restanregungen der Kernfragmente werden durch die Aussendung niederenergetischer Photonen abgegeben. Das von der nuklearen Struktur abhängige Energiespektrum der γ -Quanten liegt vorwiegend unterhalb einer Energie von 2 MeV [69].

4.2.2 Komponenten und Energiemessung hadronischer Schauer

Um ein besseres Verständnis der Signalbildung in einem hadronischen Kalorimeter zu gewinnen, ist es von Vorteil, die Energie eines einfallenden Hadrons auf die verschiedenen Komponenten eines hadronischen Schauers aufzuteilen. Dominiert wird die Energiedeposition durch den Ionisationsverlust sekundärer Protonen, durch die Erzeugung von π^0 -Mesonen in den ersten Stufen der hadronischen Kaskade, die anschließend elektromagnetisch in zwei Photonen zerfallen und durch die Anregung von Kernen.

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern trägt aber auch ein beträchtlicher Anteil der einfallenden Energie (Primärenergie) E_{ein} nicht zum Kalorimetersignal bei. Dieser unsichtbare Energieanteil E_{int} (intrinsische Verluste) erklärt sich im wesentlichen aus den Energieverlusten zum Aufbrechen der Kerne beim Spallationsprozeß ($\approx 8\text{ MeV}$ pro Nukleon). Dabei freigesetzte niederenergetische Neutronen ($E_{\text{kin}} \leq 20\text{ MeV}$) können ohne weitere Wechselwirkung aus dem Kalorimeter entweichen. Auch die in den Spallation auf die Restkerne übertragene Rückstoßenergie ist wegen der geringen Reichweite der Kerne im Absorbermaterial meist nicht meßbar und trägt somit zur unsichtbaren Energie bei. Die Energie von Neutrinos aus schwachen Zerfällen von π - und K -Mesonen geht ebenfalls verloren. Die beim Zerfall entstehenden hochenergetischen Myonen deponieren i. allg. nur einen Bruchteil ihrer Energie. Alle diese Prozesse summieren sich, je nach einfallender Energie des Teilchens im Mittel bis zu 50% der Energie auf und führen zu starken Fluktuationen im meßbaren Signal.

Die einfallende Energie E_{ein} eines schauernden Hadrons kann somit in folgende Komponenten aufgeteilt werden:

E_{elm} : Durch elektromagnetische Subschauer deponierter Energiebetrag.

E_{ion} : Durch Ionisation schwerer geladener Teilchen deponierter Energiebetrag.

E_n : Durch Neutronen indirekt über Kernstreuung deponierter Energiebetrag.

E_γ : Durch Photonen aus nuklearen Prozessen deponierter Energiebetrag.

Als Energiebilanz folgt:

$$E_{ein} = E_{had} + E_{elm} + E_{inv} \quad (4.33)$$

$$E_{had} = E_{ion} + E_n + E_\gamma \quad (4.34)$$

oder bezogen auf die einfallende Gesamtenergie E_{ein}

$$1 = f_{had} + f_{elm} + f_{inv} \quad \text{mit} \quad f_i \equiv E_i / E_{ein} \quad (4.35)$$

und

$$f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma. \quad (4.36)$$

In Tabelle 4.2 ist für einen typischen Detektoraufbau der Bruchteil der verschiedenen Komponenten angegeben, auf die sich die primäre Energie während der Schauerentwicklung verteilt.

Ionisationsenergie geladener Teilchen	1980 MeV
primäre und sekundäre p , $\pi^\pm$, $\mu^\pm$	
elektromagn. Schauer (π^0)	760 MeV
Neutronen	520 MeV
Photonen aus Kernreaktionen	310 MeV
Nicht nachweisbare Energie (Kernbindung, ν , ...)	1430 MeV

Tab. 4.2: Aufteilung der Primärenergie auf verschiedene Komponenten in einem Pb/Sz Hadronkalorimeter für Protonen mit 5 GeV [70]

4.3 Das Hadronische Signal und die Energieauflösung

Ein ideales Kalorimeter liefert für Hadronen und Elektronen gleicher Energie ein gleich großes Signal. Im allgemeinen ist aber das Signal von Elektronen und Hadronen stark verschieden. Die wichtigste Ursache hierfür liegt in den großen Fluktuationen der Energiedeposition von hadronischen Schauern. Sie folgen aus dem unterschiedlichen Verhalten der elektromagnetischen und hadronischen Schaueranteile sowie deren wechselnden Anteilen an der total deponierten Energie. Wird zu Beginn eines Schauers ein hoher Anteil der einfallenden Energie in elektromagnetischen Subschauern ohne Energieverluste deponiert, so kann nur ein kleiner Teil der Energie in hadronischen Prozessen auf den unsichtbaren und den rein hadronischen Teil des Schauers aufgeteilt werden. In diesem Fall werden daher die Verluste im unsichtbaren Energieanteil gering sein. Im entgegengesetzten Fall eines niedrigen π^0 -Anteils kann hingegen ein hoher Energieanteil im Laufe der Schauerentwicklung in unsichtbare Energieformen umgewandelt werden. Ist das Signalverhältnis von Elektronen zu Hadronen e/h ungleich 1, so spricht man von einem nichtkompensierenden Kalorimeter. Ist $e/h \neq 1$, dann hat h eine komplizierte nichtlineare Abhängigkeit von der einfallenden Energie E . Die Energieauflösung $\sigma(E)/E$ skaliert nicht mehr wie $1/\sqrt{E}$.

4.3.1 Das e/h -Verhältnis

Das e/h -Verhältnis ist das Verhältnis der Signalhöhen von Elektronen zu Hadronen gleicher Primärenergie und stellt eine zentrale Kenngröße eines Kalorimeters dar. Man definiert:

$$\frac{e}{h}(E_{\text{ein}}) := \frac{S(e)}{S(h)}. \quad (4.37)$$

Das Signal für die hadronische Komponente setzt sich aus den nach Gleichung 4.36 aufgeführten unterschiedlichen Anteilen der deponierten Energie, f_{ion} , f_n und f_γ zusammen.

Entsprechend kann man für die sichtbaren Anteile ansetzen:

$$\langle f_{\text{had}} \rangle \cdot S(\text{had}) = \langle f_{\text{ion}} \rangle \cdot S(\text{ion}) + \langle f_n \rangle \cdot S(n) + \langle f_\gamma \rangle \cdot S(\gamma). \quad (4.38)$$

Damit nimmt das e/h -Verhältnis folgende Gestalt an:

$$\frac{e}{h}(E_{\text{ein}}) := \frac{E_{\text{ein}} \cdot S(e)}{\langle E_e(E_{\text{ein}}) \rangle \cdot S(e) + \langle E_h(E_{\text{ein}}) \rangle \cdot S(h)}. \quad (4.39)$$

Normiert man das Verhältnis auf die einfallende Energie E_{ein} und den sichtbaren Anteil minimal ionisierender Teilchen (vgl. 4.1.3), so ergibt sich:

$$\frac{e}{h}(E_{\text{ein}}) := \frac{e/mip}{\langle f_e(E_{\text{ein}}) \rangle \cdot e/mip + \langle f_h(E_{\text{ein}}) \rangle \cdot h/mip}. \quad (4.40)$$

Wegen der verschiedenen Energieabhängigkeit von f_e und f_h ist das Kalorimetersignal hadronischer Schauer nicht mehr proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

So läßt sich beispielsweise im Energiebereich von 10 bis 100 GeV der mittlere elektromagnetische Anteil f_e eines hadronischen Schauers durch

$$\langle f_e(E_{\text{ein}}) \rangle = \frac{\langle E_e \rangle}{E_{\text{ein}}} \approx 0.1 \cdot \ln(E_{\text{ein}}[\text{GeV}]) \quad (4.41)$$

parametrisieren [49].

In der Literatur ist häufig ein modifiziertes, sogenanntes intrinsisches e/h -Verhältnis definiert [69],

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{\text{intr}} := \frac{e/mip}{1 - \langle f_e \rangle \cdot h/mip} = \frac{e/mip}{\langle \frac{f_h}{f_h - f_{\text{intr}}} \rangle \cdot h/mip} . \quad (4.42)$$

Es setzt den meßbaren elektromagnetischen Anteil mit dem Anteil der meßbaren rein hadronischen Komponente ins Verhältnis und drückt das Potential eines Kalorimeters aus, die intrinsischen Energieverluste zu kompensieren.

Über das meßbare e/h -Verhältnis ist es durch folgende Beziehung verknüpft:

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{\text{intr}}(E_{\text{ein}}) = \frac{e/h|_{\text{intr}}}{1 - \langle f_e(E_{\text{ein}}) \rangle \cdot (1 - e/h|_{\text{intr}})} . \quad (4.43)$$

Im Falle der vollständigen Kompensation d. h. ($e/h|_{\text{intr}} = 1$) ist auch das meßbare e/h -Verhältnis identisch 1, wodurch die Linearität der Energiemessung wieder hergestellt wäre.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter von H1 weist diese Eigenschaft nicht auf. Die feine Granularität erlaubt hier jedoch eine nachträgliche Kompensation durch Algorithmen, mit denen die hadronische Komponente lokal mit Wichtungsfaktoren skaliert wird (siehe Kapitel 4.4).

4.3.2 Die hadronische Energieauflösung

Im Gegensatz zur Auflösung bei elektromagnetischen Schauern geht in die hadronische Schauerentwicklung eine Vielfalt von Prozessen ein. Das e/h -Verhältnis ist i. allg. ungleich 1. Die Existenz einer durch π^0 induzierten elektromagnetischen Komponente im hadronischen Schauer, deren Beitrag von Ereignis zu Ereignis schwankt, führt zu einer Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens. Die Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer, die insgesamt durch weniger Teilchen erzeugt werden und die auch die Fluktuationen der Signalbildung schwerer geladener Teilchen beinhalten, sind deutlich größer als die elektromagnetischer Schauer. Die Energieauflösung kann näherungsweise beschrieben werden durch [67]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{c_{\text{intr}}^2}{E} + c_{\text{amp}}^2} + a \cdot \left(\left. \frac{e}{h} \right|_{\text{intr}} - 1 \right) . \quad (4.44)$$

c_{intr} beschreibt dabei den Anteil der Fluktuationen in den intrinsischen Verlusten und c_{amp} den Anteil der Sampling-Fluktuationen an der Energieauflösung. Eine Abweichung des e/h -Verhältnisses von 1 wird über den konstanten Term a eingeführt. Neben

der Verschlechterung der Energieauflösung folgt für ein nichtkompensierendes Kalorimeter, daß die Energieverteilungen auch von der Form einer Gaußfunktion abweichen.

4.4 Die Kompensationsverfahren

Um vollständige Kompensation in einem Kalorimeter zu erreichen, kann man nach der Beziehung 4.43 entweder versuchen, die Signalausbeute des hadronischen Anteils zu erhöhen, das e/mip -Verhältnis zu verringern oder beide Anteile entsprechend zu variieren. Verschiedene physikalische Phänomene können dabei über Maßnahmen bei der Konstruktion oder Materialwahl eines Kalorimeters ausgenutzt werden, die die Signalbildung zu beeinflussen.

Ein völlig komplementärer Ansatz ist es, auf eine intrinsische Kompensation zu verzichten und stattdessen Kompensation bei der Datenrekonstruktion über Software-Wichtungsmethoden zu erreichen. In einem Kalorimeter, in dem die Energie genügend differentiell gemessen wird, läßt sich feststellen, ob lokal hohe elektromagnetische Energie deponiert wird. Diese Komponente kann man dann geeignet wichten, so daß

$$\frac{e}{mip} = \frac{h}{mip} \quad (4.45)$$

erreicht wird. Der Ansatz wird in dieser Arbeit zu einer Präzisionsmethode ausgebaut.

4.4.1 Allgemeine Verfahren

Durch die geeignete Wahl von Absorber- und Auslesematerialien und eine genaue Abstimmung ihrer Schichtdicken ist es möglich, das Signal der rein elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauerkomponente so einzustellen, daß $e/h = 1$ gilt. Die für den Kalorimeterbau wichtigsten Beiträge sollen nun kurz diskutiert werden.

Man kann den elektromagnetischen Signalanteil variieren, wenn man beispielsweise den Übergangs-Effekt ausnutzt, indem man die Schichtdicken vergrößert, dem Absorber ein hohes Z bzw. dem Nachweismedium eine geringe Kernladungszahl gibt. Die genauen funktionalen Abhängigkeiten wurden schon im Abschnitt 4.1.3 erläutert. Aufgrund der steigenden Sampling-Fluktuationen der Elektronen und der damit auftretenden Verschlechterung der Auflösung sind allerdings dieser Methode enge Grenzen gesetzt. Eine weitere Möglichkeit ist die Erhöhung des Signals für die rein hadronische Komponente. Unter Verwendung von Gleichung 4.38 kann man folgende Beziehung aufstellen:

$$h/mip = f_{ion} \cdot \frac{S(ion)}{mip} + f_n \cdot \frac{S(n)}{mip} + f_\gamma \cdot \frac{S(\gamma)}{mip} \quad (4.46)$$

h/mip kann also vergrößert werden, indem man f_n oder f_γ erhöht. Benutzt man Uran als passives Medium, so ist es prinzipiell möglich, f_n und f_γ zu vergrößern und damit die Bedingung $e/h = 1$ für jedes Ereignis bereits beim Schauereprozess approximativ zu erfüllen. Die zusätzliche Energie liefern hauptsächlich niederenergetische Neutronen und prompte Photonen aus Kernspaltungsprozessen.

Der zunächst unsichtbare Anteil niederenergetischer Neutronen f_n kann über wasserstoffhaltige Auslesematerialien für die Signalbildung nutzbar gemacht werden. In einem solchen Medium verlieren die Neutronen ihre Energie überwiegend durch elastische np -Streuungen, die aufgrund der nahezu gleichen Masse der Stoßpartner einen maximalen

Energieübertrag auf die Protonen erlauben. Die Protonen selbst werden durch Ionisations- und Anregungsprozesse abgebremst. Benutzt man flüssiges Argon als Auslesemedium, so wird aufgrund der geringen Sensitivität für niederenergetische Neutronen kaum zusätzliche Energie nachgewiesen, so daß über diese Techniken das H1-Kalorimeter nicht zu kompensieren ist.

4.4.2 Energiewichtung und Kalibrationsmethoden

Im H1-Kalorimeter wird einer bewährten Technologie mit Blei- bzw. Eisen-Flüssigargon-Schichten der Vorzug gegeben. Damit ist eine feine Segmentierung der Ausleseflächen insbesondere im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters möglich. Die hohen Fluktuationen durch die nichtkompensierende Auslegung des Kalorimeters werden nach der Signalaufnahme durch Software-Wichtungsmethoden reduziert.

Das Konzept der Wichtungsmethode ist, elektromagnetische und hadronische Teile eines Schauers zu erkennen, um durch entsprechende Wichtung bei der Datenanalyse Kompensation zu erreichen. In der Praxis ist ein exaktes Erkennen nicht möglich. Man kann sich aber einen grundlegenden Unterschied zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern zunutze machen, um die einzelnen Schauerkomponenten auf statistischer Basis zu unterscheiden. Da sich die elektromagnetischen Subschauer und der rein hadronische Teil eines Schauers auf unterschiedlichen charakteristischen Längenskalen X_0 bzw. λ_0 ausbreiten, können die elektromagnetischen Anteile nachträglich ermittelt werden. Hierzu ist eine feine Segmentierung des Kalorimeters nötig, wobei die typische longitudinale Ausdehnung der Auslesezellen nur einige X_0 , die laterale vergleichbar mit ρ_M sein sollte. Wegen $\lambda/X_0 \approx 10$ ist das Signal einer Zelle ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß dieses Signal aus der π^0 -Komponente des Hadron-Schauers stammt.

Mit einer ladungsabhängigen Wichtungsfunktion $E/Q = f(Q)$ kann im Mittel Kompensation erreicht werden. Die Wichtungsmethode wurde bereits 1979 in [71] vorgeschlagen und bei anderen Experimenten [72, 73] erfolgreich angewendet.

Die optimale funktionale Realisierung von $f(Q)$ ist a priori nicht bekannt und hängt von den Eigenschaften des verwendeten Kalorimeters ab. In früheren Arbeiten wurden verschiedene Ansätze für $f(Q)$ entwickelt und getestet:

$$(1) f(Q) = \alpha \cdot (1 - \eta \cdot Q) \quad \text{mit} \quad (1 - \eta \cdot Q) \leq \delta$$

$$(2) f(Q) = c_1 + c_2 \cdot Q + c_3 \cdot Q^2$$

$$(3) f(Q) = c_1 \cdot \exp(-c_2 \cdot Q) + c_3 \cdot \exp(-c_4 \cdot Q) + c_5$$

$$(4) f(Q) = c_1 \cdot \exp(-c_2 \cdot Q) + c_3$$

Ansatz (1) wurde in [71] eingeführt. Er liefert gute Ergebnisse für den elektromagnetischen Teil des H1-Kalorimeters [74, 75, 76], hat aber den Nachteil, daß er nicht analytisch ist. Der Ansatz (2) wurde in [74] für das H1-Kalorimeter getestet. Da er linear in allen Parametern ist, kann er leicht angewendet werden. Allerdings ist dieser Ansatz nicht stabil gegen sehr hohe Ladungsdepositionen in einer Zelle. Diese werden entgegen den Anforderungen wieder stärker gewichtet. Die Funktionen (3) und (4)

wurden in [76, 77] analysiert. Für den hadronischen Teil des H1-Kalorimeters liefert Ansatz (3) die besseren Ergebnisse, jedoch enthält er zwei zusätzliche freie Parameter. In dieser Arbeit wird der Ansatz (4) auf simulierte hadronisierte u-Quark-Jets im Energiebereich von 5 bis 250 GeV angewendet. Der wesentliche Unterschied zwischen Schauer von Einzelteilchen und den zu messenden Ereignissen besteht darin, daß gleichzeitig eine Vielzahl von Hadronen und Photonen, in sogenannten Jets, ihre Energie im Kalorimeter deponieren. Die berechnete Energie eines Ereignisses ist gegeben durch:

$$E = \sum_{elm} (A_1 \cdot \exp(-A_2 \cdot Q) + A_3) \cdot Q + \sum_{had} (B_1 \cdot \exp(-B_2 \cdot Q) + B_3) \cdot Q. \quad (4.47)$$

Die Summation läuft dabei über alle Kalorimeterzellen, in denen Ladung Q deponiert worden ist. Der Satz von je drei Konstanten $\{A_i\}$ für den elektromagnetischen und $\{B_i\}$ für den hadronischen Teil des Kalorimeters wird nach der Gaußschen Methode der kleinsten Fehlerquadrate für jeden Energie- und Winkelpunkt bestimmt. Anschließend wird ein Teil der Parameter $\{A_i\}$ und $\{B_i\}$ $i = 2, 3$ als Funktion der Energie parametrisiert. Zwischen den verschiedenen Winkelpunkten wird eine lineare Interpolation durchgeführt.

5. Die Energiewichtung am H1-Detektor

Die wichtigsten Aufgaben des Kalorimeters im H1-Detektorsystem sind die Messung der Energie und Richtung von Elektronen, Photonen und Hadronen, die häufig als enge Bündel von Teilchen, den sogenannten Jets, ihre Energie deponieren. Im nichtkompensierenden H1-Kalorimeter ist die Signalantwort auf eine elektromagnetische Komponente größer als auf eine rein hadronische Komponente der gleichen primären Energie. Für die typische Ereignisklasse der Jets führt also die Existenz der elektromagnetischen Komponente eines Hadronschauers, deren Beitrag von Ereignis zu Ereignis schwankt, zu einer Verbreiterung des Hadronsignals und damit zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Dabei werden große lokale Energiedepositionen als Entwicklung eines durch π^0 -Zerfall induzierten elektromagnetischen Schauers interpretiert.

Aufgrund der Sampling-Struktur des Kalorimeters erfordert die Rekonstruktion der Jetenergien zunächst die Korrekturen für die Energiedepositionen in den nicht aktiven Bereichen. Weiterhin müssen Energieverluste in Spalten, die sich zwischen den einzelnen Stapeln befinden und mit unterschiedlichen Materialien, vor allem mit flüssigem Argon, elektrischen Leitungen und mechanischen Befestigungselementen gefüllt sind, entsprechend korrigiert werden. Energieverluste in diesen toten Regionen – nachfolgend als geometrische Verluste bezeichnet – können mit speziellen Verfahren korrigiert und den Auslesezellen in den aktiven Schichten zugeschlagen werden [78]. Die auf diese Weise erhaltenen Zellenenergien dienen als Ausgangspunkt für das nachfolgende Wichtungsverfahren.

In den nächsten Unterkapiteln soll nun der genaue Prozeß der Energierekonstruktion von Jeteignissen mit Hilfe von Gewichtungstechniken nachvollzogen werden. Zuerst wird eine Einführung in die für eine detaillierte Simulation des H1-Detektors notwendigen Programme und deren wichtigsten Parameter gegeben.

Die Korrekturen für die nicht aktiven Kalorimeterbereiche werden dann auf der Basis der idealen elektromagnetischen Skala behandelt. Das Kapitel endet mit der Beschreibung des H1-Wichtungsalgorithmus, der es erlaubt, Ereignisse beliebiger Topologie im Mittel auf die korrekte Energie zu normieren.

5.1 Die Detektorsimulation für das H1-Kalorimeter

Zur Simulation des H1-Detektors steht als Basisprogramm das Programmpaket H1SIM [79] zur Verfügung. Es erlaubt eine detaillierte Nachbildung der Detektorgeometrie und eine genaue Simulation der Signalbildung. Es soll nun im Hinblick auf die Kalorimetersimulation genauer besprochen werden. Das Simulationsprogramm H1SIM basiert

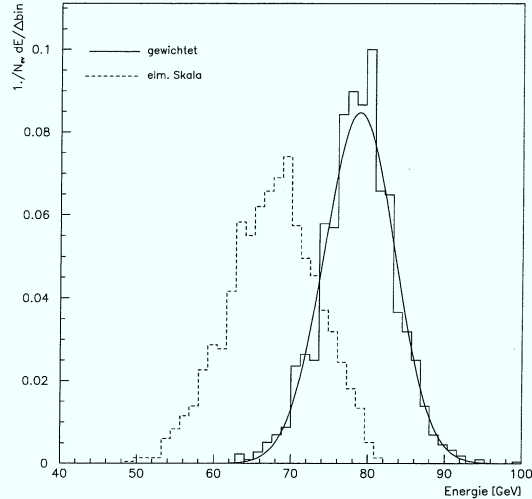


Abb. 5.1: Energieverteilungen von 80 GeV u -Quark-Jets in der FB2/FB1-Kalorimeter-region für zwei verschiedene Rekonstruktionsstufen. Die Energie auf der elektromagnetischen Skala, also nach Berücksichtigung der Sampling-Verhältnisse, sowie die Energie nach dem abschließenden Wichtungsprozeß.

auf dem Programmpaket GEANT [80], das eine einfache Definition der Detektorgeometrie erlaubt. Es stehen drei unterschiedliche Geometriedefinitionen zur Verfügung, im folgenden als feine, mittlere und grobe Granularität bezeichnet. Sie unterscheiden sich in der Genauigkeit, mit der sie die Materialverteilung im H1-Kalorimeter nachbilden. In der feinen Geometriedefinition, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter nur für ausgewählte Bereiche zur Verfügung steht, wird die Schichtstruktur innerhalb der Kalorimeterstapel sehr genau nachgebildet. In der mittleren Granularität besteht die Schichtstruktur aus einer Argonschicht und einer einzigen Absorberschicht, deren effektive Materialeigenschaften durch eine Mittelung über die vorhandenen Materialanteile be-

rechnet wird. In der groben Geometrie wird ein Kalorimeterstapel bzw. die Teile eines Stapels, die eine reguläre Schichtstruktur aufweisen, zu einem einzigen homogenen Medium mit effektiven Materialparametern zusammengefaßt. Für die anderen Kalorimeter existieren ähnliche Geometriebeschreibungen.

Die Bereiche des Detektors, die nicht hinreichend mit Strukturen zur Signalauslese instrumentiert sind, werden in allen Granularitäten durch detaillierte Geometriedefinitionen beschrieben. Dazu zählen insbesondere der Kryostat des Flüssig-Argon-Kalorimeters, die mit Argon-Verdrängern bestückten Bereiche zwischen der inneren Kryostatwand und den Kalorimeterfrontplatten, die Spalten zwischen benachbarten Kalorimeterstapeln, der Übergangsbereich vom Argon zum BEMC-Kalorimeter, in dem sich u. a. Kabeldurchführungen befinden.

Zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen steht im GEANT-Paket das Standard-Programm EGS4 [81] zur Beschreibung elektromagnetischer Schauer zur Verfügung. Für Elektronen und Positronen werden in EGS die genauen Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Prozesse Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, Möller-Streuung, Bhabha-Streuung und Annihilation sowie für Photonen der Prozesse Paarerzeugung, Comptoneffekt und Photoeffekt berücksichtigt.

Die Simulation der hadronischen Wechselwirkungen innerhalb des Programms GEANT wird mit dem GHEISHA-Modell [82] durchgeführt. Es benutzt vorwiegend phänomenologisch motivierte Parametrisierungen, um die hadronischen Endzustände der unelastischen Wechselwirkungen beschreiben zu können. Die in den einzelnen Verteilungen verwendeten Parameter wurden in ausführlichen Vergleichen mit experimentellen Daten so eingestellt, daß die mit GHEISHA berechneten Kalorimetersignale mit den tatsächlich gemessenen Pulshöhenverteilungen verschiedener Kalorimetertypen gut übereinstimmen [82]. Es wurde dabei der präzisen Kalorimetersimulation eine höhere Bedeutung beigemessen als der korrekten Beschreibung einer einzelnen unelastischen Wechselwirkung.

Eine vollständige Simulation des H1-Detektors durch die Spurverfolgung aller Sekundärteilchen kann aufgrund technischer Probleme (Speicherplatzbeschränkung) und wegen des großen Rechenzeitbedarfs nur mit der mittleren Granularität im Flüssig-Argon-Kalorimeter durchgeführt werden.

Die Verfolgung der Teilchen wird abgebrochen, wenn ihre kinetische Energie unter eine vorgegebene Schwelle, die Abschneideenergie fällt. Durch die lokale Energiedeposition an dem Punkt, wo die Teilchenenergie unter die Abschneideenergie fällt, wird die räumliche Entwicklung des niederenergetischen Teils eines Schauers nicht berücksichtigt. Gerade dieser niederenergetische Teil bestimmt aber das Signalverhalten eines Kalorimeters wesentlich, wie in Abschnitt 4.1.3 für die Verhältnisse e/mip und ion/mip dargelegt wurde.

Die Abschneideenergien für Elektronen und Photonen, unterhalb denen keine weitere Spurverfolgung stattfindet, sind in Tabelle 5.1 gegeben.

Die detaillierte „Buchführung“ aller Energiedepositionen mit dem Programmpaket H1SIM erlaubt damit eine gleichzeitige Simulation eines „perfekt kalibrierten“ Detektors. Dazu werden für jede Auslesezone die folgenden Informationen festgehalten:

Option	Photonen	Elektronen	Neutronen	andere Hadronen	Myonen
A	2.	10.	10.	10.	10.
B	0.2	1.	1.	1.	1.
C	0.05	0.1	1.	1.	1.

Tab. 5.1: Abschneideparameter in der H1-Detektorsimulation für verschiedene Teilchenarten in MeV.

- E_{vis} die „sichtbare“ in den aktiven Kalorimeterschichten meßbare, deponierte Energie,
- E_{elm} die elektromagnetische Energie in allen Auslesezellen,
- E_{had} die hadronische Energie in allen Auslesezellen,
- E_{loss} der nicht sichtbare Energiebetrag, bestehend aus: intrinsischen Verlusten durch aufzubringende Bindungsenergie in unelastischen hadronischen Wechselwirkungen und gestoppten niederenergetischen Neutronen; dem geometrischen Energieverlust¹ E_{loss}^{geom} .

Die Kenntnis der elektromagnetischen und hadronischen Energie, sowie der intrinsischen Verluste auf der Ebene von Auslesezellen, ist wesentlich für die Entwicklung und Verifizierung eines Algorithmus zur Energiewichtung. Das Ziel ist die Kompensation ($e/h = 1$). Die Energie in nicht instrumentierten Detektorbereichen („virtuelle“ Auslesezellen) kann zur Ableitung von Funktionen verwendet werden, die das Kalorimetersignal auf geometrische Energieverluste korrigieren [78]. Die Energiesumme $E_{sum} = E_{elm} + E_{had} + E_{loss}$ wird im weiteren als „kalibrierte Energie“ bezeichnet.

5.1.1 Simulation von u-Quark-Jetereignissen

In Anlehnung an die zu erwartende typische Ereignisklasse wurden über verschiedene Matrixpunkte von Energie und Winkel des H1-Kalorimeters u-Quark-Jets erzeugt. Dabei wurden zunächst Jets generiert, indem u-Quarks mit Energien von 5, 10, 20, 40, 80, 100 und 250 GeV in verschiedenen Richtungen des H1-Kalorimeters mit Hilfe des Programmes JETSET 6.3 [83] hadronisiert wurden. Die Winkelpunkte entsprachen den Positionen des Teststrahls am CERN, mit denen die einzelnen Stapel experimentell kalibriert worden sind [84]. Die Detektorsimulation erfolgte mit den im letzten Kapitel beschriebenen Optionen der mittleren Granularität. Dabei wurde der GHEISHA-Generator zur Erzeugung der Sekundärteilchen aus unelastischen hadronischen Wechselwirkungen verwendet. Pro Energie- und Winkelpunkt lagen etwa 2000 Ereignisse vor, die analysiert werden konnten.

¹Zum nicht nachweisbaren Energieanteil zählt zunächst auch der Teil eines hadronischen Schauers, der die geometrischen Abmessungen eines gegebenen Kalorimeters verläßt. Zum besseren Verständnis des prinzipiellen Verhaltens hadronischer Schauers sei aber davon ausgegangen, daß der wesentliche Teil eines Schauers vollständig im betrachteten Kalorimeterteil enthalten ist.

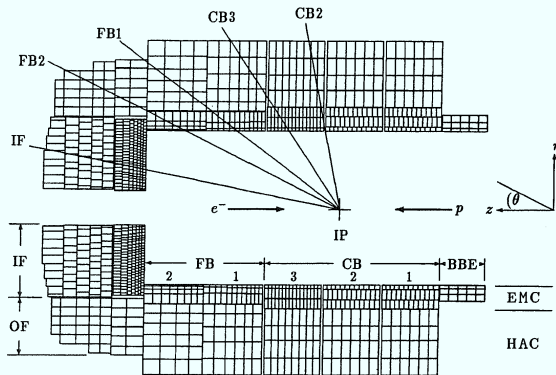


Abb. 5.2: Verteilung der simulierten u -Quark-Jets innerhalb des H1-Kalorimeters. Polarrichtung: 10.1° , 25.0° , 34.3° , 53.5° , 79.0°

5.2 Die ideale elektromagnetische Skala

In einem ersten Schritt zur Energierekonstruktion von Jets wird für alle Kalorimeterteile auf das entsprechende Sampling-Verhältnis korrigiert. Da EGS4 elektromagnetische Schauer gut simuliert, kann zunächst auf der Basis von Elektronen eine „ideale“ Skala $c_{id,MC}^{em}$ definiert werden, die Effekte von Unvollkommenheiten des Detektors und totem Material vor dem Kalorimeter ausschließt. Die entsprechende Konstante $c_{id,MC}^{em}$ für simulierte Elektronschauer kann gefunden werden, indem man Elektronen direkt im jeweiligen aktiven Volumen des Detektors starten läßt und die sichtbare Energie gemäß nachfolgender Beziehung:

$$c_{id,MC}^{em/ha} = \frac{\langle E_{dep} \rangle}{\langle E_{vis} \rangle} \quad (5.1)$$

bei Mittelung über viele simulierte Ereignisse auf die tatsächliche Energie normiert. Auf diese Weise erhält man für das elektromagnetische bzw. hadronische Kalorimeter die Konstanten $c_{id,MC}^{em}$ und $c_{id,MC}^{ha}$. Diese idealen Kalibrationskonstanten für simulierte Elektronschauer verbinden die in einem Kalorimeterstapel ohne mögliche Verluste vor dem Kalorimeter und in den Spalten deponierte Energie E_{dep} mit der in den Ausle-

schichten sichtbaren Energie E_{vis} . In Tabelle 5.2 sind für 20 GeV Elektronen die Kalibrationskonstanten für die verschiedenen Kalorimeterteile aufgeführt.

Stacktyp	$c_{d,MC}^{em}$ bzw. $c_{d,MC}^{had}$	stat. Fehler	syst. Fehler
BBE	12.870 [13.523]	± 0.008	0.016
CB1E	13.560 [13.786]	± 0.009	0.019
CB1H	28.508 [28.502]	± 0.039	0.005
CB2E	12.712 [13.426]	± 0.008	0.006
CB2H	27.130 [27.605]	± 0.030	0.034
CB3E	12.928 [13.514]	± 0.008	0.002
CB3H	27.542 [27.831]	± 0.032	0.012
FB1E	12.899 [13.552]	± 0.008	0.037
FB1H	25.290 [25.450]	± 0.028	0.046
FB2E	12.760 [13.435]	± 0.002	0.005
FB2H	25.198 [25.421]	± 0.027	0.084
IF1E	12.787 [13.530]	± 0.008	0.017
IF2H	26.222 [26.460]	± 0.026	0.043
OF1H	25.239 [25.437]	± 0.027	0.040
OF2H	25.188 [25.402]	± 0.026	0.069

Tab. 5.2: Kalibrationsfaktoren $c_{d,MC}^{em/had}$

Eine Besonderheit des FB2E stellt die erste radiale Lage dar. Sie wird dazu verwendet, auf den Energieverlust der Teilchen im toten Material vor dem Detektor zu korrigieren (Presampler). Die Absorberplatten aus Blei beginnen erst nach dieser ersten radialen Padreihe. Damit wird erreicht, daß das Samplingverhältnis des Presamplers zusammen mit dem gesamten toten Material vor dem Kalorimeter dem des übrigen elektromagnetischen Kalorimeters entspricht. Der Startpunkt der Elektronen wurde im FB2E deshalb hinter die erste radiale Lage, den Presampler, gelegt.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurde der Einschußpunkt der Elektronen innerhalb einer Absorberlage variiert. Der Fehler ist – wie man Tabelle 5.2 entnehmen kann – sehr viel kleiner als 1 Prozent.

Die für die einzelnen Kalorimeterteile resultierenden Werte $c_{d,MC}^{em}$ und $c_{d,MC}^{had}$ hängen von der gewählten Geometriebeschreibung (in dieser Arbeit nicht variiert) und den Abschneideparametern ab. Für die hohen Abschneideparameter der Option A (siehe Tab. 5.1) sind die Konstanten in eckigen Klammern in Tabelle 5.2 aufgeführt. Sie sind für alle Bereiche größer als die mit der Standardoption B erhaltenen Werte.

Eine Erhöhung der Abschneideparameter macht sich also nach Gleichung 5.1 in einer Verringerung des Anteils an mittlerer sichtbarer Energie bemerkbar. Hierin spiegelt sich die Tatsache wider, daß die räumliche Entwicklung des niederenergetischen Schaueranteils nicht oder nur unvollkommen berücksichtigt wird. Insbesondere ist es wichtig, Photonen bis zu sehr niedrigen Energien zu verfolgen (siehe Kap. 4.1.3).

Für die praktische Anwendung im H1-Kalorimeter müssen die mit Monte-Carlo-Methoden simulierten Daten mit den aus experimentellen Kalibrationsmessungen gewonnenen Daten verglichen werden. Mit einer realistischen Simulation und korrekter Be-

handlung des elektronischen Rauschens müssen die mittleren rekonstruierten Energien für Ereignisse aus Experiment und Simulation gleich sein [85].

5.2.1 Energieabhängigkeit der idealen elektromagnetischen Skala

Die Energieabhängigkeit der idealen elektromagnetischen Skala wurde durch Variation der Einschußenergie der Elektronen bestimmt. Die Einschußenergien waren: 10, 20, 40, 60, 80, 100 und 200 GeV. Die so gewonnenen Konstanten c_{EMC}^{ex} und c_{EMC}^{hs} sind in Abbildung 5.3 aufgetragen. Sie sind nahezu über den ganzen Energiebereich konstant, die Abweichung von der Linearität ist unterhalb der 1% Grenze. Der Anstieg der Parameter bei den niederenergetischen Elektronschauern von 10 und 20 GeV ist bedingt durch den Einfluß der Abschneideenergien. Bei der Abschneideenergie der Option A (hoher Wert) ist für die Einschußenergie von 20 GeV der Wert eingetragen.

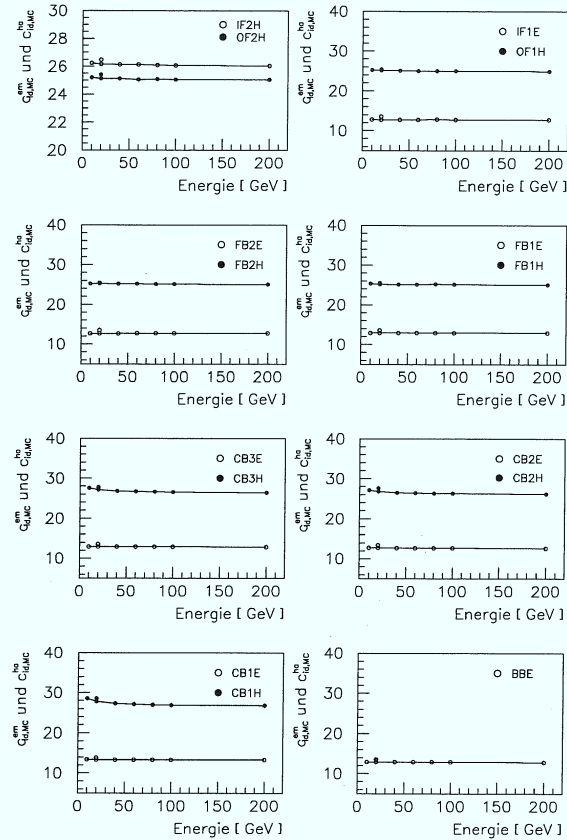


Abb. 5.3: Energieabhängigkeit der idealen elektromagnetischen Kalibrationskonstanten für die elektromagnetischen und die hadronischen Kalorimeterbereiche

5.3 Kalibrationsverfahren

Die Rekonstruktion der Jetenergien erfordert nach den Korrekturen für die Energiedeposition in nicht aktiven Bereichen des Detektors schließlich die Berücksichtigung des nicht kompensierenden ($e/h \neq 1$) Verhaltens des Kalorimeters durch Algorithmen zur Gewichtung hadronischer Energiedepositionen. Ausgangspunkt bildet die Energie in einer Zelle, korrigiert auf die Sampling-Fraction durch die elektromagnetische Skala. Diese wird in einem nachfolgenden Schritt auf tote, geometrische Verluste in den verschiedenen Kalorimeterbereichen korrigiert. Die so erhaltenen Zellenenergien, als ungewichtete Energien bezeichnet, werden jetzt einem Software-Gewichtungsprozeß unterworfen. Zur besseren Verdeutlichung sei diese Energie mit Q bezeichnet. Die Energienormierung erfolgt auf die ausschließlich im Kalorimeter deponierte Energie $E_{dep} = E_{elm} + E_{had} + E_{lost}$. Damit läßt sich der unterschiedliche Einfluß toten Materials vor dem Kalorimeter minimieren. Einen Vergleich der verschiedenen Energien zeigt Tabelle 5.3. Die Anfangsenergie der Jetteilchen des Ereignisgenerators sei als nominelle Energie bezeichnet. Weiterhin ist zu erkennen (siehe Abb. 5.1), daß ohne Energiewichtung auf der elektromagnetischen Skala die mittlere Energiedeposition nur etwa 4/5 der totalen Energiedeposition entspricht. Für die funktionale Realisierung

$$E/Q = f(Q) \quad (5.2)$$

von Gleichung 5.2 stehen die in 4.4.2 beschriebenen Ansätze zur Verfügung. Die Kalibrationskonstanten werden aus der Forderung einer optimalen Energieauflösung bei gleichzeitiger Beachtung der korrekten Energienormierung bestimmt. Für alle Ereignisse eines gemeinsamen Energie- und Winkelpunktes wird die Summe der Quadrate der Abweichungen von berechneter und deponierter Energie minimiert. Die Nebenbedingung, daß der Mittelwert der rekonstruierten Energien $\langle E \rangle$ gleich der deponierten Energie des k -ten Ereignisses ist, eliminiert den Einfluß [86] des χ^2 -Fits auf die Normierung:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N \left(\frac{E_{rec}(k) - E_{dep}(k)}{\Delta} \right)^2 + \lambda \cdot \sum_{k=1}^N (E_{rec}(k) - E_{dep}(k)) \longrightarrow \min. \quad (5.3)$$

Δ ist ein Schätzwert für die Breite der Energieverteilung, λ der Lagrange-Parameter zum Ankoppeln der Nebenbedingung. Das sich ergebende Gleichungssystem

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial c_{elm}} = 0$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial c_{had}} = 0$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda} = 0$$

kann, je nach der Komplexität des funktionalen Ansatzes in 5.2, mit numerischen Methoden, durch einfache Matrixinversion oder eine Kombination von beiden gelöst und somit die optimalen Parameter gefunden werden.

Zur Berechnung der Kalibrationskonstanten wurden jeweils alle Ereignisse eines Simulationslaufs verwendet, deren Energie nach Anwendung der idealen Skala innerhalb eines $\pm 3\sigma$ -Intervalls um den Mittelwert dieser noch ungewichteten Energie lag. Damit wurde der Einfluß der Ausläufer der Energieverteilung auf die Kalibrationskonstanten klein gehalten. Der nächste Abschnitt beginnt mit der Untersuchung eines einfachen, linearen Ansatzes. Das in dieser Arbeit entwickelte exponentielle Gewichtungungsverfahren für den H1-Detektor wird in den anschließenden Kapiteln erläutert.

nom. Jetenergie in GeV	deponierte Energie in GeV	ungewichtete Energie in GeV
5-GeV-Jet	4.59 [92 %]	3.80 [76 %]
10-GeV-Jet	9.52 [95 %]	7.99 [80 %]
20-GeV-Jet	19.36 [97 %]	16.40 [82 %]
40-GeV-Jet	38.91 [97 %]	32.96 [82 %]
80-GeV-Jet	77.34 [97 %]	65.90 [82 %]
100-GeV-Jet	96.50 [96 %]	82.40 [82 %]
250-GeV-Jet	242.45 [97 %]	210.18 [84 %]

Tab. 5.3: Vergleich nomineller, deponierter und ungewichteter Energie, gemittelt über alle Kalorimeterstacks. In Klammern der prozentuale Anteil von der nominellen Energie

5.3.1 Lineare Kalibration für u-Quark-Jets

Bei der linearen Kalibration wird eine direkte Proportionalität zwischen gemessener Ladung und Energie angenommen. Die berechnete Energie eines Ereignisses ist gegeben durch:

$$E_{rec} = \sum_{elm.Kalo.} c_{elm} \cdot Q + \sum_{had.Kalo.} c_{had} \cdot Q. \quad (5.4)$$

Q ist die ungewichtete Energie in einer Zelle. Die Summation erstreckt sich über alle Zellen des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters. Das sich nach 5.3 ergebende lineare Gleichungssystem kann durch Matrixinversion gelöst werden.

In den nachfolgenden Abbildungen 5.4 bis 5.7 sind die Kalibrationskonstanten c_{elm} und c_{had} für das elektromagnetische bzw. hadronische Kalorimeter als Funktion der Jetenergie oder des Jetwinkels aufgetragen.

Die größten Variationen der Parameter zeigen sich in den Verteilungen zur Energieabhängigkeit. Im Bereich kleiner Jetenergien ergeben sich starke Abweichungen vom linearen Verhalten. Sie können qualitativ verstanden werden durch die Energieabhängigkeit des Anteils der π^0 -Komponente in hadronischen Schauern sowie durch Einflüsse toten Materials vor dem Detektor. Insbesondere Elektronen und Photonen verlieren einen Teil ihrer Energien bereits im inaktiven Material vor dem Kalorimeter. Der relative

Anteil des Signalverlustes zum Gesamtsignal ist energieabhängig und im Bereich niedrigster Energien am größten. Ein Vergleich von ungewichteter zu deponierter Energie in Tabelle 5.3 bestätigt diese Feststellung. Man erwartet für den elektromagnetischen Kalorimeterteil bei kleinen Jetenergien erhöhte Kalibrationskonstanten.

Die Abhängigkeit vom Jetwinkel θ ist für die verschiedenen Energiepunkte sowohl in elektromagnetischen als auch in den hadronischen Kalorimeterbereichen nur schwach ausgeprägt. Der durch konstruktive Verschiedenheit der einzelnen Kalorimeterstapel bedingte Einfluß auf die Jetrekonstruktion kann im Mittel gut ausgeglichen werden. In einem idealen – für alle Stapel baugleichen – Kalorimeter wäre keine Winkelabhängigkeit zu erwarten.

Die resultierende Energieauflösung ist in Bild 5.8 für die verschiedenen Kalorimeterbereiche als Funktion der Energie dargestellt.

Die mit linearer Kalibration erreichbare Energieauflösung $\sigma/\sqrt{E}$ liegt zwischen 60 und 65% $\sqrt{GeV}$. Sie ist weit entfernt vom geforderten Wert $\sigma/\sqrt{E} \approx 50 - 55\% \sqrt{GeV}$.

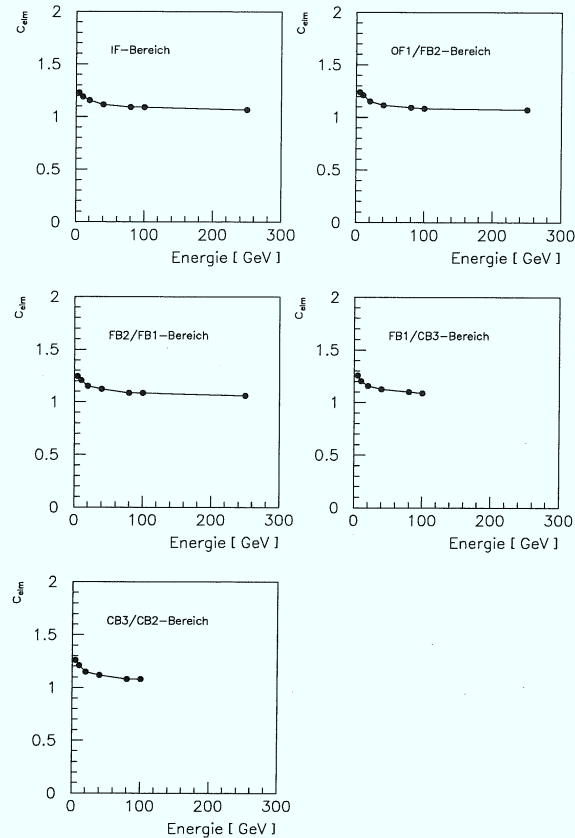


Abb. 5.4: Kalibrationskonstanten für den elektromagnetischen Kalorimeterbereich als Funktion der Jetenergie für den linearen Wichtungsansatz

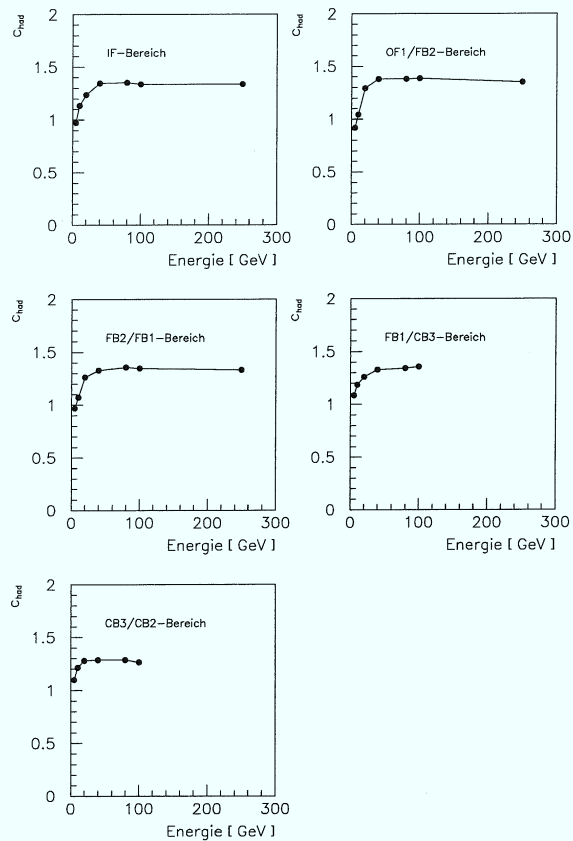


Abb. 5.5: Kalibrationskonstanten für den hadronischen Kalorimeterbereich als Funktion der Jetenergie für den linearen Wichtungsansatz

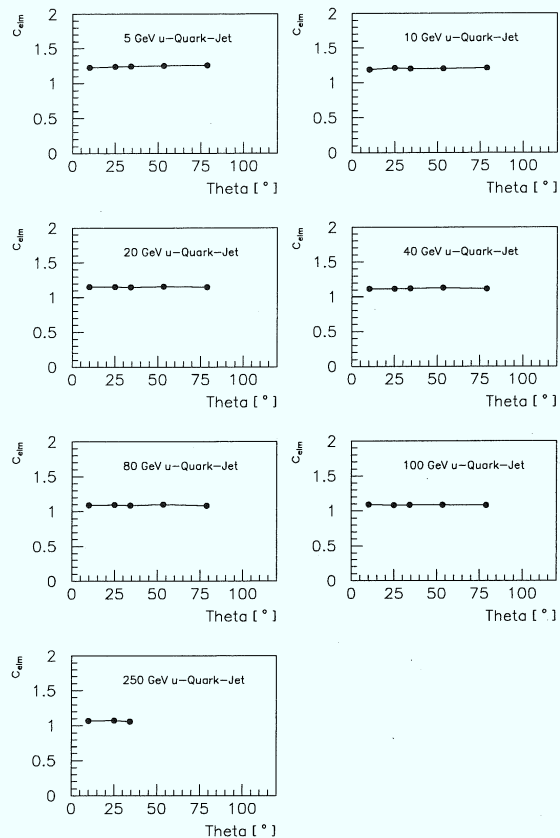


Abb. 5.6: Kalibrationskonstanten für den elektromagnetischen Kalorimeterbereich als Funktion des Polarwinkels Θ für den linearen Wichtungsansatz

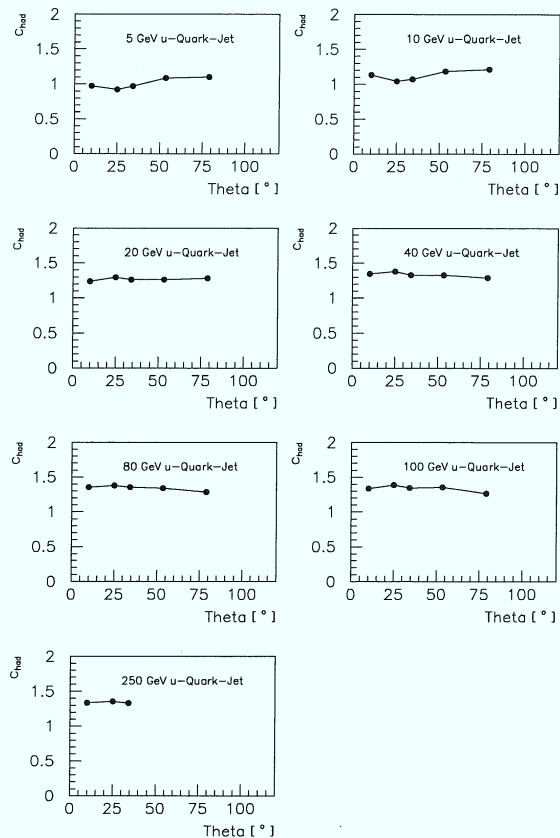


Abb. 5.7: Kalibrationskonstanten für den hadronischen Kalorimeterbereich als Funktion des Polarwinkels Θ für den linearen Wichtungsansatz

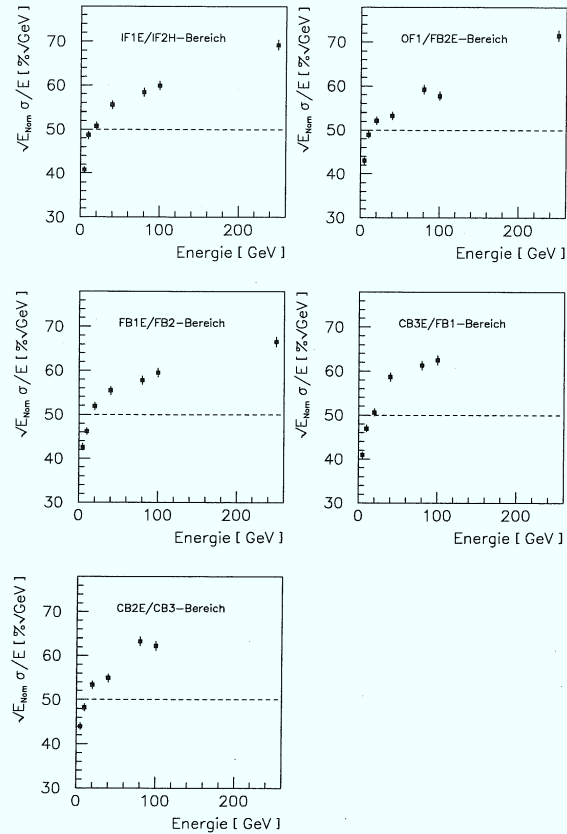


Abb. 5.8: Erreichbare Energieauflösung nach Anwendung des linearen Wichtungsansatzes

5.3.2 π^0 -Wichten

Ersetzt man den einfachen linearen Ansatz des letzten Kapitels durch eine exponentielle Funktion, so kann man die Auflösung weiter verbessern [76]. Die rekonstruierte Energie eines Ereignisses lautet dann:

$$E_{rec} = \sum_{elm} (A_1 \cdot \exp(-A_2 \cdot Q) + A_3) \cdot Q + \sum_{had} (B_1 \cdot \exp(-B_2 \cdot Q) + B_3) \cdot Q \quad (5.5)$$

Die Wichtungstechnik und das Vorgehen zur Gewinnung der Parameter $\{A_i\}$ und $\{B_i\}$ wurden in Kapitel 5.3 beschrieben. Der Satz von je sechs Parametern wurde zunächst für jeden zur Verfügung stehenden Energie- und Winkelpunkt einzeln bestimmt. Der Fit liefert pro Energie- und Winkelpunkt 6 Parameter, die im allgemeinen stark miteinander korreliert sind. In Tabelle 5.4 sind für eine Jetenergie von 250 GeV und verschiedene Polarwinkel jeweils 2 Sätze von gefitteten Parametern aufgeführt, die zu einer gleichguten Auflösung führen. Insbesondere $A1$ und $A2$ bzw. $B1$ und $B2$ zeigen starke Korrelationen untereinander. Für die anderen Jetenergien sind analoge Korrelationen gefunden worden.

Jetenergie	Jetwinkel	A1	A2	A3	B1	B2	B3
250-GeV	10.1°	7.9617	298.0942	0.9759	8.1355	304.4496	1.0932
		0.2682	0.3325	0.9449	0.4940	1.7167	0.9844
	25.0°	20.8065	737.0396	0.9633	11.1254	619.3807	1.0928
		0.3088	0.5437	0.9381	0.4198	4.3874	1.0650
	34.3°	26.5091	537.3345	0.9611	15.3462	1232.0386	1.0863
		0.3757	0.6714	0.9384	0.4330	5.8740	1.0756

Tab. 5.4: Verschiedene Sätze von Wichtungskonstanten für 250 GeV Jets, die zu gleicher optimaler Auflösung führen. Deutlich erkennbar ist die starke Korrelation zwischen $A1$ und $A2$ bzw. $B1$ und $B2$.

Allerdings ist der Satz von je 6 Parametern pro Energie- und Winkelpunkt noch nicht als Kalibration anzusehen. Es wurden lediglich die mit diesem Wichtungsansatz erreichbaren bestmöglichen Werte der Energieauflösung bei den verschiedenen Energie- und Winkelpunkten ermittelt. Erst eine Parametrisierung der Wichtungskonstanten ermöglicht die Anwendung für die Messung hadronischer Schauer unbekannter Energie und Topologie. Dabei wurden für die Energieparametrisierung zwei Optionen untersucht: In Parametrisierung I werden die Parameter als Funktion der im Kalorimeter deponierten Jetenergie gefittet, im zweiten Fall (Parametrisierung II) als Funktion der nominellen Jetenergie. Parametrisierung II berücksichtigt also das tote Material vor dem Kalorimeter, während im ersten Ansatz einer möglichst genauen Kalibrierung des Kalorimeters der Vorzug gegeben wird. Um die ursprüngliche Jetenergie zu rekonstruieren, muß man mit anderen Methoden den Energieverlust zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Eintritt der Teilchen in das Kalorimeter korrigieren.

Unter Ausnutzung der starken Abhängigkeiten der Parameter untereinander wurde zunächst für A_2 und B_2 ein mit der Jetenergie exponentiell abfallender Ansatz gewählt.

Er beschreibt im wesentlichen das Verhalten der für eine Jetenergie über die einzelnen Polarwinkel gemittelten Exponenten.

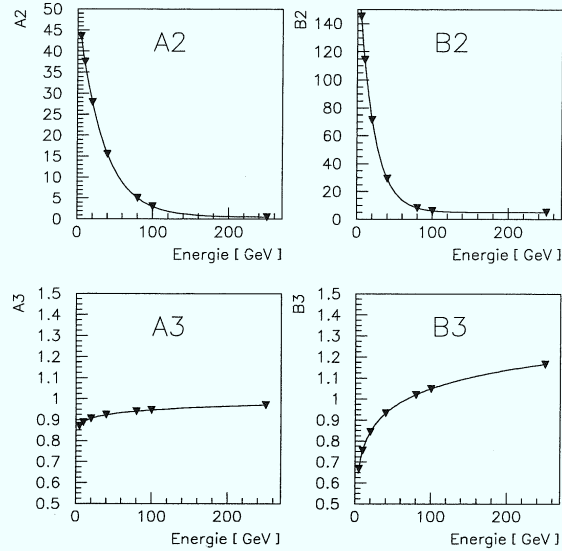
Die übrigen Parameter wurden neu gefittet. A_3 und B_3 steigen dabei als Funktion der Jetenergie schwach logarithmisch an. Die Energieparametrisierung ist in Tab. 5.9 angegeben und graphisch dargestellt. Eine letzte Anwendung der Fitprozedur nach Gleichung 5.3 mit den durch die Energieparametrisierung vorgegebenen Werten von A_2 , A_3 und B_2 , B_3 bestimmt die neuen Werte für A_1 und B_1 . In Tabelle 5.5 sind für alle Energie- und Winkelpunkte die Wichtungparameter für den Parametersatz I noch einmal aufgeführt. Die funktionalen Abhängigkeiten für den Parametersatz II sind nur sehr gering und deshalb hier nicht mehr explizit aufgeführt.

Die Ergebnisse zur Auflösung sind in Abbildung 5.10 und 5.11 dargestellt. Zum Vergleich ist die mit linearer Kalibration erhaltene Auflösung miteingezeichnet. Die Verwendung der Wichtungstechnik bringt eine wesentliche Verbesserung der Energieauflösung mit sich. Die Werte der Energieauflösung $\sigma/\sqrt{E}$ liegen für alle Energien zwischen etwa 45% und $50\%\sqrt{GeV}$. Die Energieauflösung wird durch die Parametrisierung der Wichtungskonstanten nicht verschlechtert. Die Werte der einzelnen Beiträge zu σ/E stimmen innerhalb der Fehler mit denen überein, die mit den nicht parametrisierten Konstanten gefunden wurden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind sie nicht miteingezeichnet.

Jetenergie	Jetwinkel	A1	A2	A3	B1	B2	B3
5-GeV-Jet	10.1°	1.7891	44.0019	0.8705	1.1407	145.5697	0.6637
	25.0°	1.6672			0.7542		
	34.3°	1.7144			0.6800		
	53.5°	1.6475			1.0978		
	79.0°	1.3950			1.2668		
10-GeV-Jet	10.1°	1.6670	38.0161	0.8887	1.2312	114.8538	0.7560
	25.0°	1.5933			0.5856		
	34.3°	1.5356			0.7327		
	53.5°	1.5010			1.1258		
	79.0°	1.4025			1.1919		
20-GeV-Jet	10.1°	1.3265	28.4162	0.9064	1.2318	72.1466	0.8459
	25.0°	1.1511			0.8871		
	34.3°	1.2724			0.8056		
	53.5°	1.4185			0.8549		
	79.0°	1.2001			1.1457		
40-GeV-Jet	10.1°	0.9052	16.0026	0.9239	0.9461	30.2023	0.9344
	25.0°	0.8348			0.6906		
	34.3°	0.9638			0.6518		
	53.5°	1.1483			0.6874		
	79.0°	1.0700			0.7652		
80-GeV-Jet	10.1°	0.5510	5.3534	0.9411	0.5341	8.6039	1.0215
	25.0°	0.5092			0.4509		
	34.3°	0.6056			0.4251		
	53.5°	0.8157			0.3994		
	79.0°	0.7732			0.4142		
100-GeV-Jet	10.1°	0.4694	3.2053	0.9466	0.4570	6.3210	1.0496
	25.0°	0.4182			0.3896		
	34.3°	0.5317			0.3477		
	53.5°	0.6495			0.3754		
	79.0°	0.6593			0.3236		
250-GeV-Jet	10.1°	0.2447	0.4747	0.9697	0.3199	4.9010	1.1663
	25.0°	0.2331			0.2598		
	34.3°	0.2510			0.2407		

Tab. 5.5: Energieparametrisierung der Wichtungskonstanten als Funktion der wahren deponierten Energie (E_{dep}) (Parametersatz 1). A2 wurde mit $50 \cdot \exp(-0.03 \cdot E_{dep}) + 0.44$, B2 mit $177 \cdot \exp(-0.05 \cdot E_{dep}) + 4.9$ parametrisiert.

Für A3 gilt $0.057594 \cdot \log(E_{dep}) + 0.83233$ und $B3 = 0.29186 \cdot \log(E_{dep}) + 0.47037$.



Konstante	Parametrisierung	Parameter
A_2	$a_1^1 \cdot \exp(-a_2^2 \cdot E_{dep}) + a_2^3$	$a_1^1 = 50.0$ $a_2^2 = 0.03$ $a_2^3 = 0.44$
A_3	$a_3^1 \cdot \log(E_{dep}) + a_3^2$	$a_3^1 = 0.057594$ $a_3^2 = 0.83233$
B_2	$b_1^1 \cdot \exp(-b_2^2 \cdot E_{dep}) + b_2^3$	$b_1^1 = 177.0$ $b_2^2 = 0.05$ $b_2^3 = 4.9$
B_3	$b_3^1 \cdot \log(E_{dep}) + b_3^2$	$b_3^1 = 0.29186$ $b_3^2 = 0.47037$

Abb. 5.9: Energieparametrisierung der Wichtungskonstanten A_2 , A_3 und B_2 , B_3

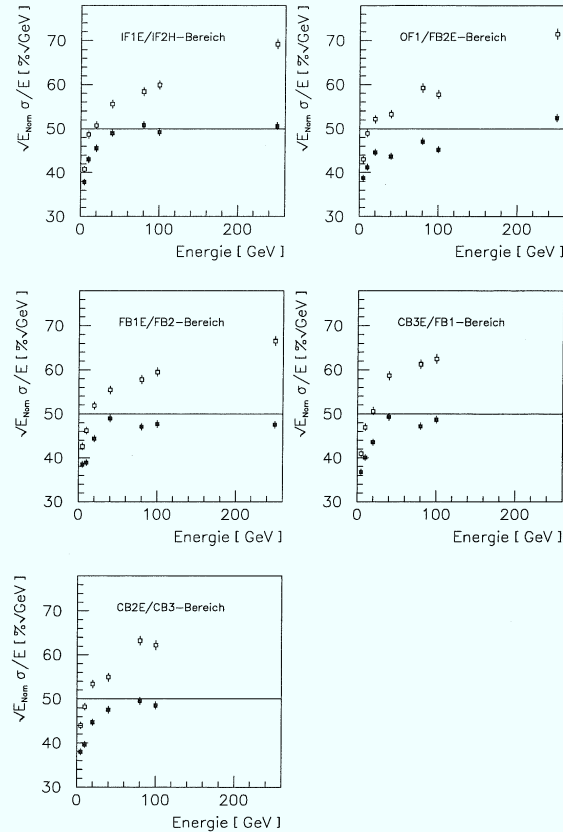


Abb. 5.10: Energieauflösung in Abhängigkeit der Jetenergie für die verschiedenen Kalorimeterbereiche bei Anwendung des linearen und des exponentiellen Wichtungsansatzes (ausgefüllte Quadrate). Weiter angegeben ist der statistische Fehler.

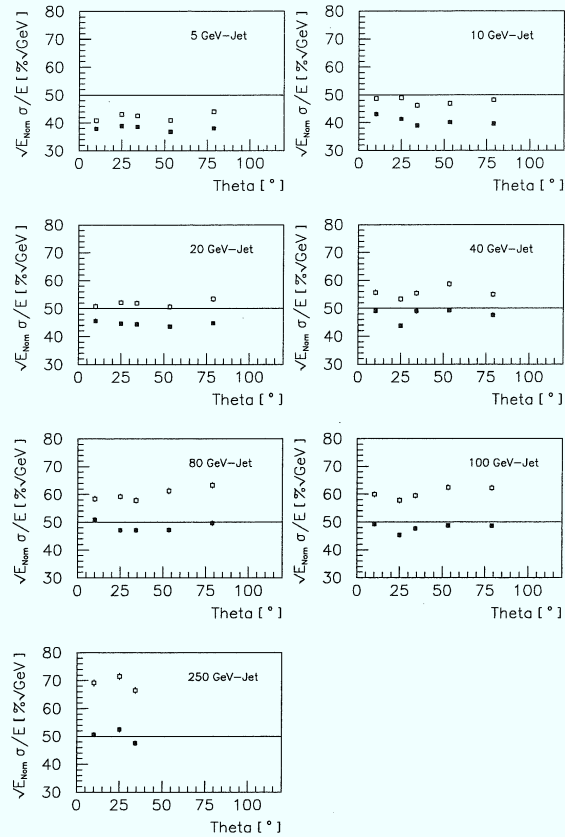


Abb. 5.11: Energieauflösung in Abhängigkeit des Polarwinkels θ für die verschiedenen Jet-energien bei Anwendung des linearen und des exponentiellen Wichtungsansatzes (ausgefüllte Quadrate). Weiter angegeben ist der statistische Fehler.

5.4 Das Cone-Gewichtungsverfahren

Die Energie- und Winkelabhängigkeit der Wichtungskonstanten erzwingt ein iteratives Vorgehen. Ein prinzipielles Verfahren für Jets beliebiger Topologie stellt der nachfolgend beschriebene Cone-Algorithmus dar. Schauer beliebiger Energie und Topologie können mit ihm auf ihre korrekte Energie unter Beibehaltung guter Auflösung normiert werden.

Die kleinste im Kalorimeter gemessene Energiemenge ist die in einer einzelnen Zelle deponierte Energie. Die nächstgrößere Einheit wird aus zusammenhängenden Zellen gebildet, die eine bestimmte Mindestenergie überschreiten. Sie wird als Energiecluster bezeichnet. Jedem Cluster sind folgende drei Eigenschaften zugeordnet: Energie, Energieschwerpunkt und Clusterachse. Dazu analysiert während der Rekonstruktion ein H1-LAr-Clusteringmodul die räumliche Struktur der gemessenen Energien [87]. Ein u -Quark-Jet besteht somit je nach Energie aus einer Vielzahl von kleineren und größeren Clustern. Sie bilden die Grundlage bei der Rekonstruktion von Kalorimeterdaten, auf deren Basis eine effiziente Rauschunterdrückung, eine wirksame Elektron-Pion-Trennung und der nachfolgende Cone-Algorithmus im Rahmen der Gewichtsprozedur durchgeführt werden.

Als Ausgangspunkt für das Cone-Gewichtungsverfahren dienen dabei die in Tabelle 5.5 parametrisierten Wichtungskonstanten. In einem nächsten Schritt kann für jeden Winkelsatz $A1$ und $B1$ als Funktion der Jetenergie parametrisiert werden. Anschließend können die Exponenten und konstanten Terme dieser Funktionen in Abhängigkeit des Polarwinkels θ ausgedrückt werden. Leider verschlechtert dieses Verfahren die Energienormierung und Auflösung in beträchtlichem Maße. Es wird deshalb einer einfachen Energie- und Winkelinterpolation zur Berechnung von $A1$ und $B1$ der Vorzug gegeben. Für beliebige Energie- und Winkelpunkte werden die Werte $A1$ und $B1$ aus Tabelle 5.5 als Stützstellen genommen und dazwischen linear interpoliert. Für Energiepunkte unterhalb 5 GeV wird bis zu einer Energie von 3 GeV extrapoliert. Energiebeträge darunter werden mit dem für 3 GeV gefundenen Parametersatz behandelt. Entsprechend wird bei hohen Jetenergien, d. h. größer als 250 GeV, verfahren.

5.4.1 Der Cone-Algorithmus

Dieser Algorithmus wird im folgenden anhand der Prinzipskizze Abb. 5.12 beschrieben. Man teilt dazu den Raum in drei Bereiche ein, die jeweils durch die Raumwinkel α und β sowie alle Cluster außerhalb α und β definiert werden. Die Raumwinkel α und β sind freie Parameter und sind mittels MC-Simulationen zu optimieren. Als Ausgangspunkt startet man mit dem Cluster der größten Energie. Er definiert in diesem Startprozeß die Kegelachse mit dem Öffnungswinkel α . Wenn Energieschwerpunkte weiterer Cluster darin zu liegen kommen, wird die Achse iterativ neu bestimmt. Die Kegelachse ist dann durch den gemeinsamen Energieschwerpunkt aller Cluster innerhalb α definiert. Die Summe der Clusterenergien und der Polarwinkel der Kegelachse in α bestimmen nun die Wichtsparameter nach Tabelle 5.5.

Mit diesen Parametern erfolgt nun die Gewichtung der Energiezellen innerhalb des Winkels α . Man erhält somit eine neue gewichtete Energie, die derselben Proze-

dur solange unterzogen wird, bis schließlich die Differenz der Energien vorgegebene Abbruchkriterien erfüllen. Im vorliegenden Falle wird die Iteration beendet, wenn die Energiedifferenz zwischen den letzten beiden Iterationen kleiner als 0.2% ist oder 10 MeV unterschreitet. In einem nächsten Schritt werden nun alle Cluster innerhalb des Winkels β mit dem zuletzt gefundenen Parametersatz einer Gewichtung unterzogen. Für die außerhalb von β noch übrig gebliebenen Cluster wird das Verfahren sukzessiv wiederholt, indem der noch verbliebene energiereichste Cluster einen neuen Konus α bildet und ein weiterer Satz von Wichtungsparametern nach dem oben beschriebenen Verfahren ermittelt wird. Der Algorithmus endet, wenn alle Cluster abgearbeitet sind. Generell liefert das Verfahren eine sehr schnelle Konvergenz. Die iterierte Energie erfüllt bereits nach 3 bis 5 Schritten die Abbruchkriterien. In äußerst seltenen Fällen konnte keine Konvergenz erreicht werden, die iterierten Energien oszillierten um Werte innerhalb noch akzeptabler Genauigkeit.

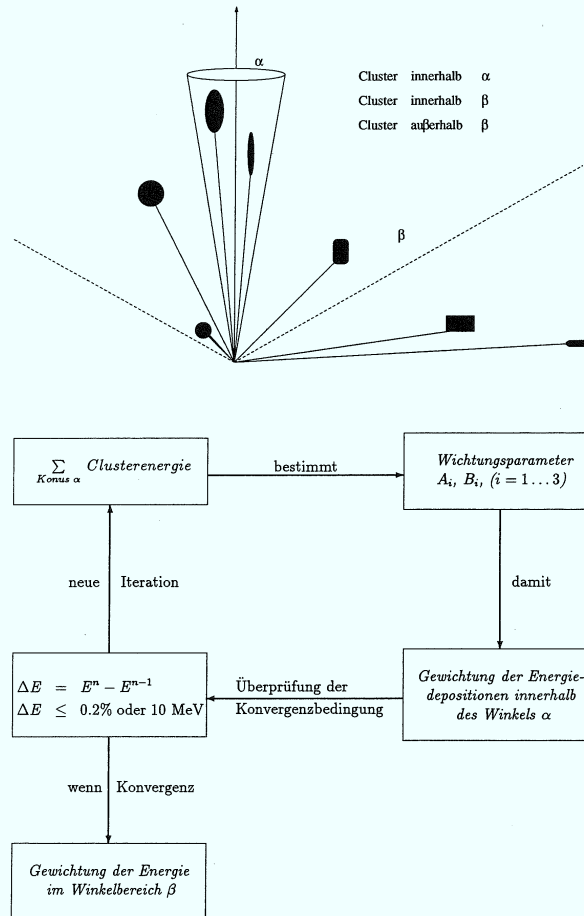


Abb. 5.12: Prinzipskizze zur Illustration des Gewichtungsverfahrens

5.4.2 Fehler in Auflösung und Energienormierung bedingt durch den Cone-Algorithmus

Um das ausgezeichnete Konvergenzverhalten zu zeigen, wurde der Algorithmus bei einem Öffnungswinkel von $\alpha = 180^\circ \equiv \beta$ auf die generierten u-Quark-Jets angewendet. Im Idealfall sollte die mit dem optimalen Parametersatz in Tabelle 5.5 erreichte Auflösung unter Beibehaltung korrekter Energienormierung nicht oder nur unwesentlich verschlechtert werden. Tabelle 5.6 zeigt die prozentualen Abweichungen der mittleren rekonstruierten Energien von den jeweiligen exakt deponierten Jetenergien. Im gesamten untersuchten Energie- und Winkelbereich wird die Energie besser als etwa 2% rekonstruiert.

Die Energieauflösung wird in diesem ersten Testfall durch die Parametrisierung der Wichtungskonstanten und der Anwendung des Cone-Algorithmus nicht verschlechtert. Die Werte für die einzelnen Beiträge zu σ/E stimmen innerhalb der Fehler mit denen überein, die mit den nicht parametrisierten Konstanten gefunden wurden.

Jet -energie	Jet -winkel	opt. Aufl.	stat. Fehler	Parametersatz I		Parametersatz II	
				Aufl.	Normierung	Aufl.	Normierung
5 GeV	10.1°	37.89	± 0.68	39.54	-0.28 ± 0.57	39.95	-0.96 ± 0.57
	25.0°	38.76	± 0.68	40.04	0.96 ± 0.59	40.46	0.75 ± 0.59
	34.3°	38.52	± 0.68	40.85	0.11 ± 0.59	40.43	-0.48 ± 0.58
	53.5°	36.78	± 0.65	38.24	-0.36 ± 0.55	38.38	-0.68 ± 0.55
	79.0°	38.00	± 0.67	40.16	0.68 ± 0.57	39.75	0.13 ± 0.57
10 GeV	10.1°	43.01	± 0.74	46.31	-0.13 ± 0.47	46.22	-0.87 ± 0.47
	25.0°	41.23	± 0.71	43.40	0.84 ± 0.44	43.60	0.47 ± 0.44
	34.3°	38.90	± 0.67	40.68	0.40 ± 0.42	41.36	-0.26 ± 0.42
	53.5°	40.06	± 0.69	43.45	0.06 ± 0.44	43.45	-0.66 ± 0.44
	79.0°	39.67	± 0.68	43.68	-0.11 ± 0.44	44.25	-0.65 ± 0.44
20 GeV	10.1°	45.53	± 0.77	49.84	-0.30 ± 0.35	49.26	-0.66 ± 0.35
	25.0°	44.56	± 0.75	49.42	0.92 ± 0.35	47.74	0.63 ± 0.34
	34.3°	44.38	± 0.75	48.93	0.06 ± 0.35	48.48	-0.32 ± 0.35
	53.5°	43.53	± 0.74	48.10	0.17 ± 0.34	48.34	-0.28 ± 0.34
	79.0°	44.69	± 0.76	51.02	-0.02 ± 0.35	51.59	-0.67 ± 0.36
40 GeV	10.1°	48.99	± 0.83	52.26	0.36 ± 0.26	51.46	-0.32 ± 0.26
	25.0°	43.72	± 0.74	47.07	0.62 ± 0.24	47.12	0.22 ± 0.24
	34.3°	48.95	± 0.82	53.12	0.46 ± 0.27	52.91	-0.15 ± 0.27
	53.5°	49.31	± 0.83	55.28	0.14 ± 0.27	54.98	-0.47 ± 0.27
	79.0°	47.56	± 0.80	53.36	0.42 ± 0.26	54.46	-0.25 ± 0.27
80 GeV	10.1°	50.78	± 0.85	51.34	0.67 ± 0.19	50.96	0.06 ± 0.19
	25.0°	47.08	± 0.79	48.25	0.93 ± 0.18	48.63	0.23 ± 0.18
	34.3°	47.06	± 0.79	49.40	0.60 ± 0.18	48.96	0.04 ± 0.18
	53.5°	47.16	± 0.79	52.58	0.87 ± 0.19	51.93	0.08 ± 0.19
	79.0°	49.57	± 0.84	53.31	0.33 ± 0.19	53.58	-0.36 ± 0.19
100 GeV	10.1°	49.20	± 0.83	52.57	0.41 ± 0.17	52.86	-0.16 ± 0.17
	25.0°	45.22	± 0.76	49.10	0.86 ± 0.16	48.95	0.13 ± 0.16
	34.3°	47.67	± 0.80	50.92	0.68 ± 0.16	51.37	0.07 ± 0.16
	53.5°	48.66	± 0.82	52.23	0.26 ± 0.17	54.36	-0.41 ± 0.17
	79.0°	48.52	± 0.82	52.39	0.19 ± 0.17	54.06	-0.29 ± 0.17
250 GeV	10.1°	50.58	± 0.85	48.92	0.37 ± 0.10	50.67	0.11 ± 0.10
	25.0°	52.40	± 0.88	50.59	0.22 ± 0.11	51.08	0.05 ± 0.11
	34.3°	47.49	± 0.79	46.92	0.22 ± 0.10	48.49	-0.02 ± 0.11

Tab. 5.6: Fehler in der Energieauflösung und Normierung nach Anwendung des Cone-Algorithmus für den vollen Öffnungswinkel $\alpha = 180^\circ$ auf die generierten u-Quark-Jets. Die Auflösung, erhalten mit den 6 optimalen Parametern, ist den nach Anwendung der Cone-Prozedur erhaltenen Werten gegenübergestellt. Die relativen Abweichungen in der Energienormierung sind in Prozenten angegeben. Der statistische Fehler der optimalen Auflösung entspricht dem der beiden anderen Fälle und ist für diese nicht nochmals aufgeführt.

5.4.3 Optimierung des Öffnungswinkels

Im folgenden soll nun die Energieauflösung und Normierung in Abhängigkeit des Öffnungswinkels α für die verschiedenen Jetenergien und Winkel diskutiert werden. Das generelle Ziel ist, die Öffnungswinkel möglichst klein zu halten, um Überlagerungen von Mehrjetereignissen innerhalb eines Kegels zu vermeiden. Läßt man α gegen Null laufen, so wird jeder Cluster mit einem eigenen Parametersatz einzeln gewichtet. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wurde der Winkel β gleich α gesetzt. Für α wurden dabei die folgenden Werte untersucht: 0.5° , 5° , 10° , 15° , 20° , 45° und 180° .

Für Jetenergien von 20, 80, 100 und 250 GeV ist für verschiedene Kalorimeterbereiche die Auflösung der relativen Normierung gegenübergestellt.

Der Öffnungswinkel wurde danach bei $\alpha = 10^\circ$ eingefroren. Er ergibt sich aus dem Kompromiß, die Energieauflösung und Normierung bei nicht allzu großer Wahl des Öffnungswinkels zu optimieren.

Trägt man die Auflösung und den relativen Fehler in der Energienormierung als Funktion der Jetenergie auf, so erhält man die beiden Abbildungen 5.17 und 5.18. Die erreichbare Energieauflösung und Normierung ist in den feiner segmentierten Teilen des Kalorimeters am besten. Die in etwa doppelt so großen Auslesezellen in den CB2- und CB3-Zonen verschlechtern die Energieauflösung um etwa 5%. Die geforderte Auflösung von $\sigma/\sqrt{E} \approx 50 - 55\% \sqrt{\text{GeV}}$ kann in allen Kalorimeterbereichen erfüllt werden. Der relative Fehler in der Energienormierung, also die Abweichung zwischen der rekonstruierten und deponierten Energie, zeigt ein ähnliches Verhalten. In den Kalorimeterbereichen feiner Granularität bewegt sie sich innerhalb der Zweiprozentgrenze für Energien größer 20 GeV. Eine Verdoppelung der Abweichung ergibt sich in den beiden CB-Bereichen.

Die Bedeutung einer möglichst feinen Segmentierung des Kalorimeters zur exakten Erkennung und Gewichtung elektromagnetischer Subschauer ist evident.

Parametersatz I ist sowohl in der Energieauflösung als auch in der Energienormierung Satz II leicht überlegen. Die Verbesserungen bewegen sich aber unterhalb des 1% Rahmens.

Für Jetenergien unterhalb 20 GeV verschlechtert sich die Auflösung und Normierung. Solche Jets haben einen hohen Anteil an Clustern mit Energien unterhalb von 3 GeV, für die keine realistische Parametrisierung mehr vorliegt. Clusterenergien kleiner als 3 GeV werden daher mit dem Parametersatz von 3 GeV behandelt. Eine Verschlechterung der Auflösung und insbesondere der Energienormierung ist also dort zu erwarten. Das hier entwickelte Verfahren wird aber dadurch nicht in Frage gestellt. Der untere Energiebereich kann durch Simulation von Jets kleiner 5 GeV ausgedehnt werden, so daß man auch für kleinere Cluster eine entsprechend gute Parametrisierung zur Verfügung hat.

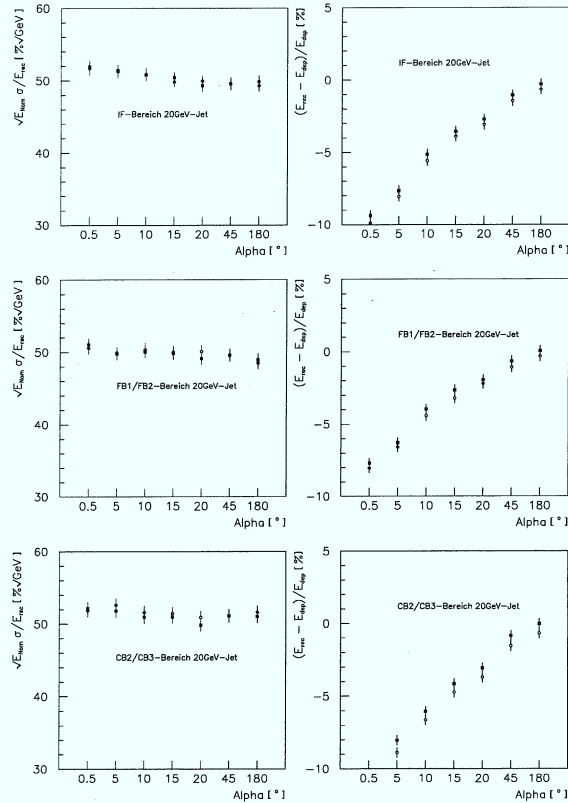


Abb. 5.13: Erreichbare Energieauflösung und relativer Fehler in der Energienormierung für 20 GeV Jets in den verschiedenen Kalorimeterbereichen nach Anwendung des Cone-Gewichtungsverfahrens. Auf der Abszisse angetragen ist der Cone-Öffnungswinkel α . Skala nicht maßstabgetreu. Die Quadrate stehen für den Parametersatz I (dep. Energie), die Kreise für Satz II (nom. Energie).

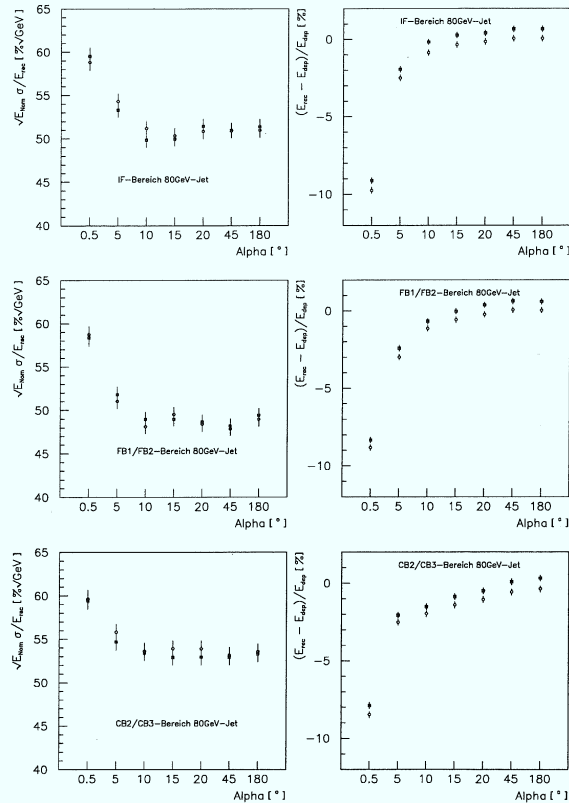


Abb. 5.14: Erreichbare Energieauflösung und relativer Fehler in der Energienormierung für 80 GeV Jets in den verschiedenen Kalorimeterbereichen nach Anwendung des Cone-Gewichtungsverfahrens. Auf der Abszisse angetragen ist der Cone-Öffnungswinkel α . Skala nicht maßstabgetreu. Die Quadrate stehen für den Parametersatz I (dep. Energie), die Kreise für Satz II (nom. Energie).

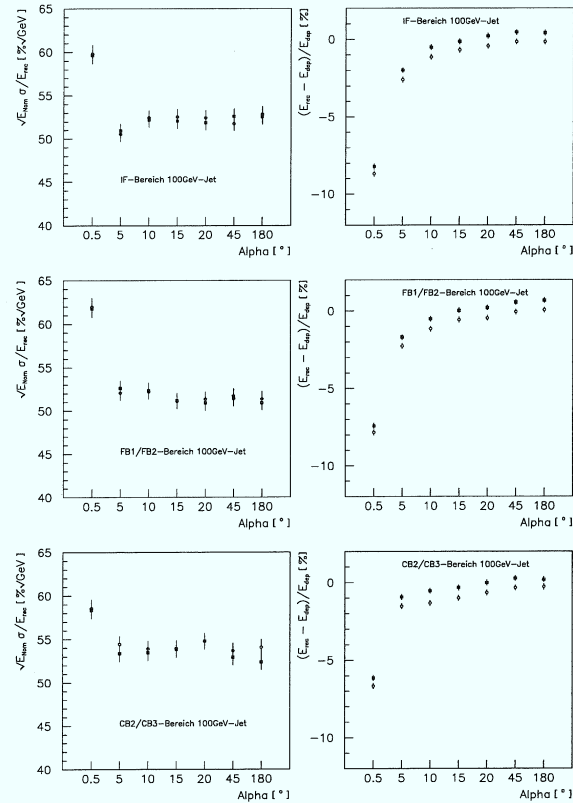


Abb. 5.15: Erreichbare Energieauflösung und relativer Fehler in der Energienormierung für 100 GeV Jets in den verschiedenen Kalorimeterbereichen nach Anwendung des Cone-Wichtungsverfahrens. Auf der Abszisse angetragen ist der Cone-Öffnungswinkel α . Skala nicht maßstabgetreu. Die Quadrate stehen für den Parametersatz I (dep. Energie), die Kreise für Satz II (nom. Energie).

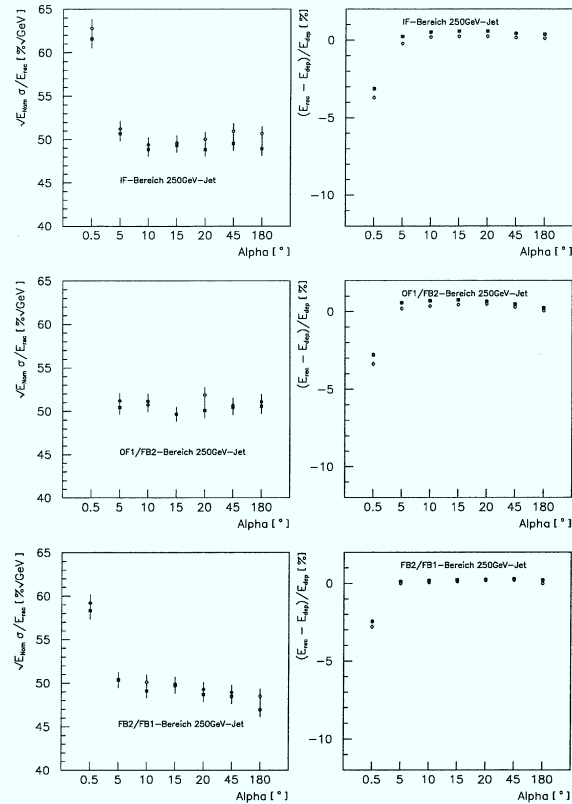


Abb. 5.16: Erreichbare Energieauflösung und relativer Fehler in der Energienormierung für 250 GeV Jets in den verschiedenen Kalorimeterbereichen nach Anwendung des Cone-Gewichtungsverfahrens. Auf der Abszisse angetragen ist der Cone-Öffnungswinkel α . Skala nicht maßstabgetreu. Die Quadrate stehen für den Parametersatz I (dep. Energie), die Kreise für Satz II (nom. Energie).

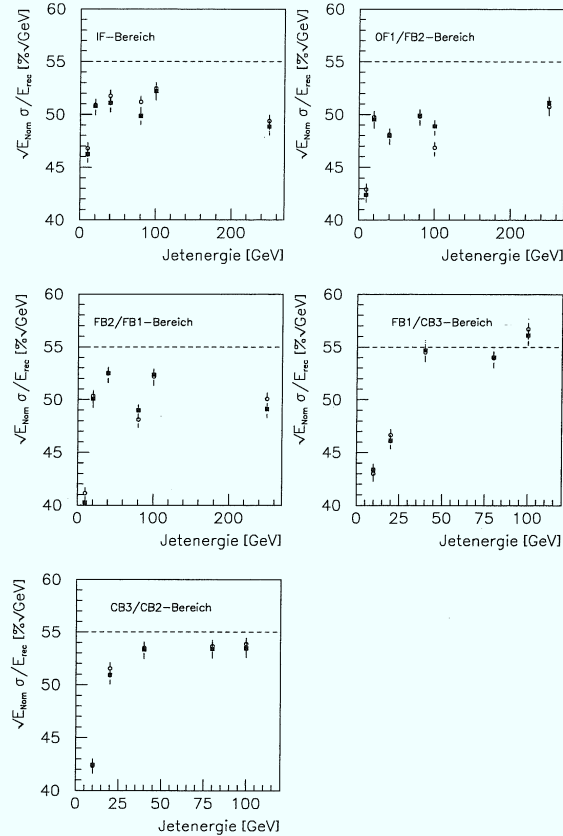


Abb. 5.17: Erreichbare Energieauflösung für die verschiedenen Kalorimeterbereiche nach Anwendung des Cone-Gewichtungsverfahrens. Auf der Abszisse angetragen ist die nominelle Jetenergie. Die Quadrate stehen für den Parametersatz I (dep. Energie), die Kreise für Satz II (nom. Energie).

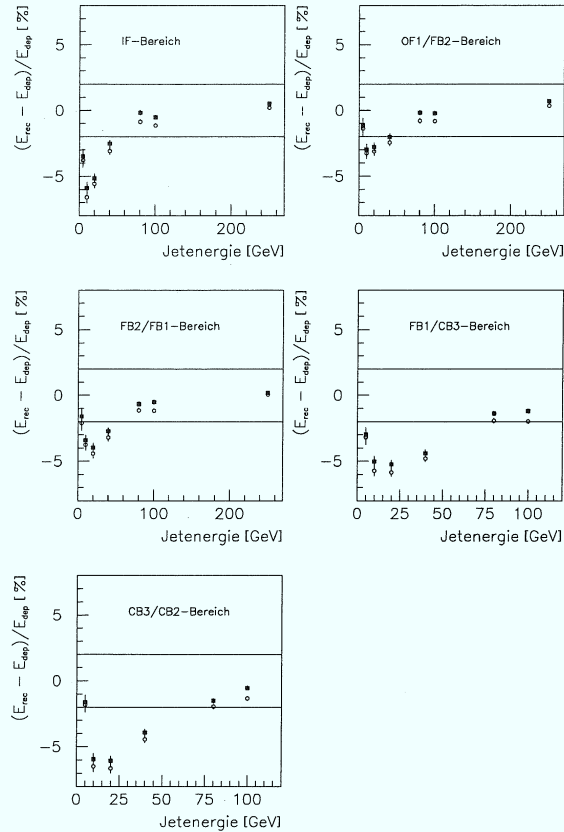


Abb. 5.18: Relativer Fehler in der Energienormierung nach Anwendung des Cone-Gewichtungsverfahrens. Auf der Abszisse angetragen ist die nominelle Jetenergie. Die Quadrate stehen für den Parametersatz I (dep. Energie), die Kreise für Satz II (nom. Energie).

6. Analyse des hadronischen Endzustandes

Im Mai 1992 konnten erste Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring mit dem H1-Detektor beobachtet werden. Damit wurde in der Physik der tiefinelastischen Streuung ein neuer kinematischer Bereich zugänglich. Das folgende Kapitel stellt in einer Analyse der ersten Daten globale Eigenschaften des hadronischen Endzustandes vor. Das Hauptinteresse gilt dabei der Beobachtung verschiedener QCD-Effekte, die sich in der Abstrahlung von Gluonen des getroffenen Quarks manifestieren. Dazu sind im Labor- und im Schwerpunktsystem der Hadronen Energiefluß und transversale Impulsverteilungen zu untersuchen. Sie werden mit Monte-Carlo-Simulationen verschiedener QCD-Modelle, die sich in der Behandlung der Partonemissionen unterscheiden, verglichen. Insbesondere winkel- bzw. rapiditätsabhängige Verteilungen unterscheiden sich in den QCD-Modellen. Im Rahmen der statistischen Genauigkeit sind einige Modelle nahezu auszuschließen.

6.1 Datennahme und Aufbereitung der Daten

Nach Inbetriebnahme des HERA-Speicherrings im Mai 1992 wurden in zwei Strahlperioden Daten genommen. Im HERA-Speicherring kollidierten dabei Elektronen mit einer Energie von 26.7 GeV mit Protonen einer Energie von 820 GeV. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 286 GeV. Die im Jahre 1992 erreichte Luminosität entspricht $\approx 2\%$ der Sollluminosität. Integriert über die Strahlzeit ergab sich in den beiden Strahlperioden eine Luminosität von $\mathcal{L} = 50 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}$ oder 50 nb^{-1} . Davon können ungefähr 34 nb^{-1} für die physikalische Analyse genutzt werden. Die vorliegende Analyse basiert auf einer Datenmenge von 22.5 nb^{-1} aus der zweiten Strahlperiode im Herbst 1992.

Während der Datennahme 1992 brachte man 9 Elektronen- mit 9 Protonenpaketen zur Kollision. Zusätzlich wurde ein Elektron- und Protonpaket gespeichert, das keinen kollidierenden Partner hat. Dieses zehnte Paket, auch als „Pilot bunch“ bezeichnet, dient zur Messung der Untergrundereignisse. Die hauptsächliche Quelle hierfür sind Strahlrestgas- und Strahlrohrwand-Ereignisse, bei denen eine inelastische Wechselwirkung zwischen einem Strahl-Proton oder -Elektron und einem Restgasatom bzw. mit den Kollimatoren in der Strahlröhre, im Bereich des Detektors stattfindet.

Ein erster Schritt in der Datens Selektion ist die Unterdrückung dieser Untergrundergebnisse mittels eines vierstufigen Triggerkonzeptes [88]. Für die Erkennung von NC-Ereignissen wurde ein Energiecluster von mindestens 4 GeV im BEMC-Kalorimeter gefordert [89]. Gleichzeitig darf die Flugzeitmessung kein Vetosignal liefern [90]. Die so erreichte Triggereffizienz ist größer als 99% [91].

Die auf diese Weise vorselektierten Rohdaten werden nun durch das H1-Rekonstruktionsprogramm HIREC ausgewertet. Ziel der Ereignisrekonstruktion ist es, die digital vorliegende Information (Rohdaten) aus den verschiedenen Detektorkomponenten in physikalische Variablen, Impulse sowie Energiecluster geladener und neutraler Teilchen umzusetzen. Das Rekonstruktionsprogramm arbeitet dabei den Detektorkomponenten entsprechend in den folgenden Schritten:

- Auffinden der Spuren im Innendetektor,
- Rekonstruktion von Clustern in den Kalorimetern,
- Zuordnung der Cluster zu Spuren geladener Teilchen,
- Korrelation von rekonstruierten Treffern in den Myonenkammern mit Spuren geladener Teilchen im Innendetektor,
- Einteilung der Ereignisse in ausgewählte Physikklassen, sog. L5 Klassifikation.

Die vollständig rekonstruierten Ereignisse werden auf sogenannten POT-Bändern¹ gespeichert. Diese sind zu umfangreich, um sie direkt für die Analyse einsetzen zu können. So beansprucht ein typisches Ereignis ca. 60 kByte Speicherplatz. Sie bilden aber den Ausgangspunkt für weitere Selektionen. Ereignisklassen mit hohem Wirkungsquerschnitt werden entsprechend unterdrückt sowie die pro Event gespeicherte Information reduziert. Die solchermaßen verringerten Datensätze werden auf DST-Bändern² gespeichert und bilden den Ausgangspunkt für die physikalische Analyse.

¹POT steht für Production-Output-Tape

²DST steht für Data-Summary-Tape

6.2 Selektion guter NC-Ereignisse

Für die vorliegenden topologischen Untersuchungen werden auf die vorselektierten tiefinelastischen NC-Ereignisse weitere Schnitte angewendet. Aus der verbleibenden Gesamtheit der rekonstruierten Datenmenge selektiert man die Kandidaten mit einem nachweisbaren Elektron im BEMC-Kalorimeter und einer beträchtlichen hadronischen Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Im einzelnen wurden die Daten folgenden Kriterien unterworfen:

1. Das gestreute Elektron muß eine Energie von mehr als 14 GeV im BEMC-Kalorimeter deponieren sowie einen Treffer in der BPC-Kammer aufweisen, der sich mit dem Energiecluster des Elektrons assoziieren läßt. Dabei muß der Clusterschwerpunkt (c.o.g.)³ außerhalb eines quadratischen Bereiches von 14 cm um die Strahlachse zu liegen kommen. Es wird für seine x bzw. y -Koordinate folgende Bedingung gefordert: $|x_{c.o.g.}| > 16$ cm oder $|y_{c.o.g.}| > 16$ cm.
2. Die Treffer in der BPC-Kammer müssen innerhalb eines Radius von 18 cm als untere und 60 cm als obere Grenze liegen. Dies entspricht einem Elektronstreuungswinkel zwischen 157° und 173° vom nominellen ep -Wechselwirkungspunkt aus gesehen.
3. Im Zentraldetektor wird zumindest eine Spur verlangt.
4. Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems W^2 muß größer als 3000 GeV^2 sein.
5. Die z -Koordinate des Ereignisvertex muß innerhalb ± 50 cm von der Nominalposition zu liegen kommen.

Der hohe Schnitt in der Energie des gestreuten Elektrons unterdrückt die nach den übrigen Schnitten verbleibenden Photoproduktionsereignisse. Dies sind Ereignisse mit sehr kleinem Impulsübertrag $Q^2 \approx 0$. Das Elektron bleibt dabei in der Strahlröhre, energiereiche Teilchen – beispielsweise Pionen – aus dieser γp -Wechselwirkung können aber ein Elektron im BEMC vortäuschen. Der Wirkungsquerschnitt ist um zwei Größenordnungen höher als für die tiefinelastische Streuung. Der „weiche“ Anteil dieser Streuung mit kleinen Transversalimpulsen wurde mit Hilfe des Programms RAYVDM [92] abgeschätzt, der direkte „harte“ Anteil mit dem PYTHIA Programmpaket [93]. Die so erhaltenen Verteilungen sind in Abbildung 6.1 illustriert. Besonders bei kleinen Elektronenergien ist ein starker Untergrund aus Photoproduktionsereignissen zu erwarten. Der Schnitt in der Energie des gestreuten Elektrons bei 14 GeV ist in der Abbildung eingezeichnet.

Die Bedingungen an den Clusterschwerpunkt sowie an die BPC-Kammer garantieren eine nahezu vollständige Absorption des Elektronschauers innerhalb gut zu kalibrierender Bereiche des BEMC-Kalorimeters.

³c.o.g.: center of gravity

Die Forderung eines rekonstruierten z -Vertex dient hauptsächlich zur Unterdrückung von Ereignissen, die von den Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls herrühren. Durch die Verwendung der z -Vertexinformation ergibt sich zusätzlich eine verbesserte Richtungsmessung des gestreuten Elektrons. Nach Anwendung aller dieser Selektionskriterien verbleiben für die Analyse 1018 Ereignisse.

Auswahl guter Spuren

Von den beiden großen Spurdetektoren konnte während der ersten Datennahme nur der zentrale Spurdetektor verwendet werden. Dieser setzt sich, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, aus zwei zylindrischen Driftkammern CJC1 und CJC2 mit jeweils 24 bzw. 32 radialen Drahtebenen zusammen. Zur Definition einer guten Spur wurden die folgenden Schnitte angewendet:

- der Polarwinkel θ der Spur liegt zwischen 22° und 160° Grad.
- mindestens 10 von maximal 56 ($= 24 + 32$) Drähten in der zentralen Jetkammer müssen angesprochen haben.
- die gemessene Spur muß innerhalb eines Radius von 30 cm um die z -Achse beginnen, d. h. ihr Startpunkt liegt innerhalb der inneren Driftkammer (CJC1).
- die Spur ist dem Hauptvertex zugeordnet, der Vertex-Fit liefert ein $\chi^2 < 20$.
- die so extrapolierte Spur hat einen kleinsten Abstand zur z -Achse von weniger als 3 cm.
- der Transversalimpuls ist $p_t > 100 \text{ MeV}/c$.
- der Fehler in der Impulsmessung $\Delta p/p$ ist kleiner als 50 Prozent.
- die Spur muß, projiziert in die xy -Ebene, mindestens eine Länge von 10 cm aufweisen.

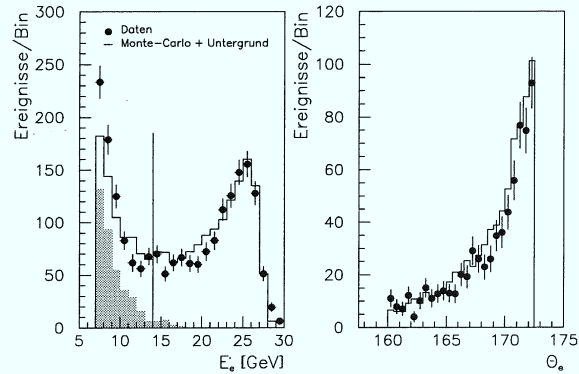


Abb. 6.1: Energieverteilung des gestreuten Elektrons sowie die Verteilung des Elektronstreuwinkels θ_e . Die durchgezogenen Linien sind die auf die integrierte Luminosität normierten Monte-Carlo-Vorhersagen. Der simulierte Untergrund aus Photoproduktionsereignissen ist schattiert eingezeichnet. Der Schnitt in der Energie des gestreuten Elektrons bei 14 GeV ist als senkrechte Linie sichtbar.

6.3 Ereigniskinematik

Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, ist jedes tiefinelastische ep -Ereignis durch seine kinematischen Variablen (x, Q^2, y) charakterisiert. Diese können entweder aus dem gestreuten Elektron, aus dem hadronischen Energiefluß oder einer Kombination von beiden bestimmt werden. In der vorliegenden Analyse wurde das Elektron wie auch der hadronische Energiefluß zur Bestimmung der Kinematik verwendet.

Für die Verteilungen im Schwerpunktsystem der Hadronen muß der Viererimpulsvektor des gestreuten Bosons rekonstruiert werden. Dieser ist festgelegt durch die kinematischen Variablen. Da sie weiterhin auch den Datensatz charakterisieren, soll ihre Rekonstruktion, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wurde, kurz beschrieben werden. Nach den in 6.2 aufgeführten Schnitten muß die Energie des gestreuten Elektrons größer als 14 GeV sein. Dies begrenzt nach Gleichung 3.6 das maximal mögliche y auf $y_e \lesssim 0.5$. Nach der dortigen Fehlerbetrachtung ergibt die Berechnung von y aus dem hadronischen Endzustand in diesem Bereich einen kleineren Fehler als die aus dem Elektron allein. Auch beeinflussen QED-Strahlungskorrekturen diese Größe weniger. Q^2 wird über die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons nach

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\theta/2) \quad (6.1)$$

bestimmt (Kapitel 3.3.1). Unter Verwendung der longitudinalen Impulse der Teilchen im hadronischen Endzustand erhält man y nach folgender Beziehung (Kapitel 3.3.2):

$$y_{JB} = \sum_h \frac{(E_i - p_{zi})_h}{2 \cdot E_e} \quad (6.2)$$

Die Bjorkensche Skalenvariable x_B kann über $x = Q^2/(s \cdot y)$ und die hadronische Energie W über $W^2 = m_p^2 + s \cdot y - Q^2$ berechnet werden.

Die wichtigsten Detektorkomponenten zur Messung der Ereigniskinematik sind die Kalorimeter und die inneren Spurkammern. Für die Summation über alle Hadronimpulse wurden nach einem in [94] beschriebenen Verfahren im Zentraldetektor sowohl Kalorimeterzellen als auch rekonstruierte Spuren verwendet. Da für den relativen Impulsfehler $\Delta p/p \sim p$ gilt [95], lassen sich kleine Impulse von geladenen Teilchen am besten messen. Kalorimeter können auch neutrale Teilchen registrieren. Die Auflösung $\Delta E/E \sim \text{const.}/\sqrt{E}$ verbessert sich mit steigender Energie der Teilchen. Da die Hadronen überwiegend kleine Energien (siehe Abb. 6.2) besitzen, werden deshalb neben den kalorimetrischen Zellen zusätzlich die Spurinformatoren herangezogen.

Zur Vermeidung von Doppeltzählung muß der im Kalorimeter entstandene Schauer hinter einer Spur „maskiert“ werden. Dabei werden die nach Anwendung aller Schnitte (siehe Kap. 6.2) akzeptierten Spuren in das Kalorimeter extrapoliert. Innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von 15 cm für den elektromagnetischen und 25 cm für den hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters werden die Zellen maskiert und bleiben unberücksichtigt. Entsprechend verfährt man im BEMC-Kalorimeter und im instrumentierten Eisen mit jeweils Radien von 15 bzw. 50 cm⁴. Der hadronische Vektor

⁴Die Radien wurden aus der Untersuchung der Energiedeposition einzelner Pionen im Kalorimeter bestimmt. Einerseits sollte der Radius so klein wie möglich, andererseits der größte Teil der Energie des Pions darin enthalten sein.

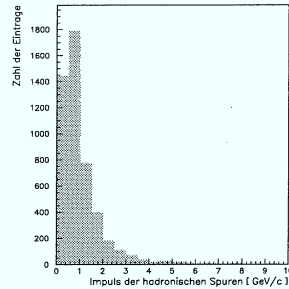


Abb. 6.2: Impulsspektrum der Hadronen in den zentralen Spurkammern nach Anwendung aller Selektionskriterien. Die meisten Teilchen besitzen einen Impuls von weniger als 2 GeV/c. Der Abfall in der Verteilung bei kleinen Impulsen ist durch den Schnitt von $p_t > 100$ MeV/c bedingt.

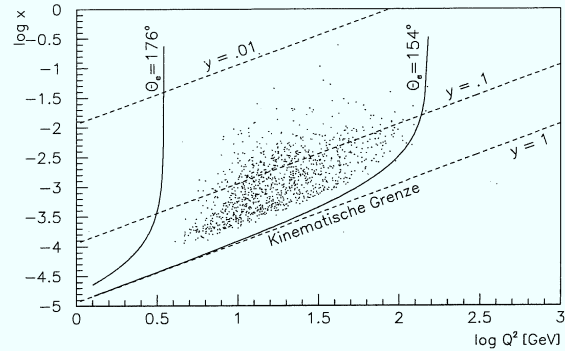
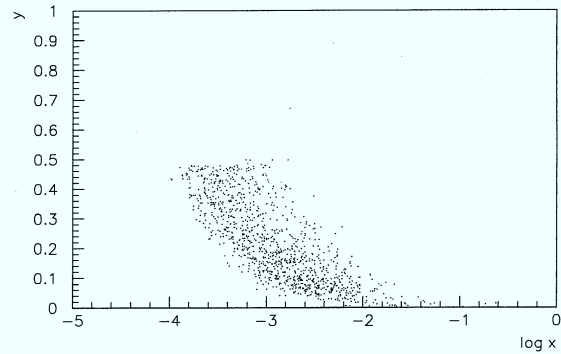
ergibt sich dann aus den akzeptierten Spuren und der Summe der nicht ausmaskierten Zellvektoren. Die mittleren kinematischen Größen ergeben sich für die selektierten Ereignisse zu:

$$\langle Q^2 \rangle = 25 \text{ GeV}^2 \quad (6.3)$$

$$\langle W^2 \rangle = 10^4 \text{ GeV}^2 \quad (6.4)$$

$$10^{-4} < x_{Bj} < 3 \cdot 10^{-2} . \quad (6.5)$$

Die Verteilung der Daten in der (x, Q^2) - sowie der (x, y) -Ebene zeigen die Abbildungen 6.3 und 6.4.

Abb. 6.3: Verteilung der selektierten Daten in der (x, Q^2) -EbeneAbb. 6.4: Verteilung der selektierten Daten in der (x, y) -Ebene

6.4 QCD-Modelle und Monte-Carlo-Generatoren

Das bei dem tiefinelastischen Stoßprozeß getroffene Quark ist als solches nicht beobachtbar, sondern fragmentiert zusammen mit dem Protonrest in nachweisbare farblose Hadronen. Wird, wie im Falle der tiefinelastischen ep -Streuung, ein Parton des Protons von einem harten Boson getroffen, so kann es zunächst Gluonen abstrahlen, die wiederum Gluonen oder weitere Quarks erzeugen können. In dieser Phase sind die Impulsüberträge so hoch, daß sich die Prozesse mit perturbativer QCD beschreiben lassen.

Der darauf folgende Fragmentationsprozeß läßt sich nur modellmäßig beschreiben, weil hierbei auch niedrige Impulsüberträge auftreten, für die die starke Kopplungskonstante α_s groß wird und eine störungstheoretische Entwicklung somit nicht mehr möglich ist. Schließlich zerfallen die bei der Fragmentation entstandenen primären Hadronen in stabile Teilchen.

Der perturbative Sektor läßt sich entweder durch ein exaktes Berechnen der QCD-Matrixelemente bis zu einer bestimmten Ordnung⁵ (Matrix-Element-Modell) oder aber durch Näherungen bis zu einer beliebigen Ordnung (Parton-Schauer-Modell) behandeln.

In der Parton-Schauer-Methode wird unter Verwendung der Altarelli-Parisi-Gleichungen das getroffene Parton in einen Schauer von Gluonen und (Anti-)Quarks entwickelt. Dem eigentlichen harten Streuprozeß wird dabei ein raumartiger Partonschaueranteil ($ISPS : m^2 < 0$) sowie ein zeitartiger Partonschaueranteil ($FSPS : m^2 > 0$)⁶ überlagert. In der raumartigen Anfangsabstrahlung findet zusätzlich das Verhältnis der Strukturfunktionen zwischen dem sich verzweigenden Parton und seinem Tochterteilchen Eingang.

Einen anderen Ansatz gegenüber der bremsstrahlungsartigen Partonschauerkaskade verfolgt das Farbdipolmodell, wie es im ARIADNE-Programm [96] verwirklicht worden ist. Dipole mit Farbladung, ausgebildet zwischen dem punktförmigen gestreuten Quark und den restlichen Partonen des Protons, emittieren Gluonen oder Quarks.

Im folgenden sollen die Grundzüge der verschiedenen Modelle für die Partonerzeugung und der sich anschließende Fragmentationsprozeß kurz dargestellt werden. Vertiefende Überlegungen finden sich in den Artikeln [97, 98, 99, 100, 101], die einen Überblick und einen Vergleich der einzelnen Modelle für die pp - und e^+e^- -Wechselwirkung geben.

6.4.1 Matrix-Element-Methode

Das naive QPM mit seinen Korrekturen erster Ordnung, der Gluonabstrahlung und der Boson-Gluon-Fusion, wurde in Kapitel 2.3 und 2.4 beschrieben. Die Matrixelemente für alle Prozesse erster Ordnung können vollständig berechnet werden [102, 103, 104]. Die Matrixelemente sind eine Funktion des relativen Energieanteils der beiden streuenden Partonen, ihrer Öffnungswinkel und des azimutalen Winkels bezüglich der Richtung des gestreuten Leptons [105].

⁵Diese Rechnungen wurden bisher bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ durchgeführt.

⁶ISPS: initial state parton shower, FSPS: final state parton shower

Sie divergieren, wenn die Energie des ausgesandten Partons oder der Öffnungswinkel gegen Null gehen (sog. weiche und kollineare Divergenzen). In den Monte-Carlo-Programmen werden diese Singularitäten über entsprechende Abschneideparameter y_{cut} aufgefangen. Man definiert dazu eine Mindestenergie der invarianten Masse m_{ij} , die zwei beliebige Partonen des hadronischen Endzustandes überschreiten müssen. Ereignisse unterhalb der Schwelle $y_{\text{cut}} \cdot W^2$ werden dann ohne QCD-Korrektur gerechnet.

6.4.2 Parton-Schauer-Modell

Ausgangspunkt der Betrachtung für das Parton-Schauer-Modell sei ein Quark des Protons. Dieses sendet ständig virtuelle Partonen aus, die später wieder rekombinieren.

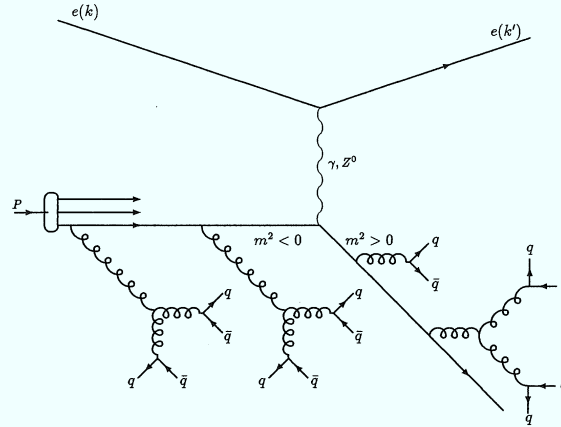


Abb. 6.5: Das Bild des Parton-Schauer-Modells. In der Anfangsabstrahlung sind die Partonen raumartig ($m^2 < 0$), in der Endabstrahlung zeitartig ($m^2 > 0$). Die Kopplungsstärke des 3-Gluon-Vertex ist dabei wegen des höheren Grades an Farbfreiheit wesentlich größer als im Quark-Gluon-Quark-Vertex, so daß in der Kaskade hauptsächlich Gluonen produziert werden.

Wird nun ein solches Parton von einem Boson getroffen, so geht die Kohärenz verloren und es tritt keine Rekombination mit dem ausgesendeten Parton mehr auf. Das ur-

springliche Parton ist zeitartig geworden. Es kann nur durch weiteres Aussenden von Partonen auf seine Massenschale zurückgelangen (FSPS). Die Berechnung dieser beiden Kaskaden vor und nach dem harten Stoßprozeß kann mit Hilfe der in Kapitel 2.4.1 vorgestellten Altarelli-Parisi-Gleichungen durchgeführt werden. Zentrale Idee dieses Modells ist dabei die Virtualität der Partonen, also die Entwicklungsskala der Partonemissionen. Sie ist ein Maß für die Stärke der räumlichen und zeitlichen Entwicklung der Kaskade und bestimmt damit die Eigenschaften des hadronischen Endzustandes. A priori ist jede beliebige lorentzinvariante Funktion von Q und W möglich. Es finden unterschiedliche Ansätze Verwendung.

In der Kaskade der Endzustandsabstrahlung (FSPS [106, 97, 107]) erzeugen zeitartige Partonen Schauer von weiteren Teilchen, die sich wiederum verzweigen können. Die Virtualität fällt nach jeder Verzweigung weiter ab, bis eine untere Grenze Q_{min}^2 bei ungefähr 1 GeV^2 erreicht ist. Dies ist zugleich auch das Ende des störungstheoretisch zugänglichen Bereichs, es folgt nun die Fragmentation der Partonen in die einzelnen Hadronen. Die grundlegende Gleichung für die sukzessiven Verzweigungen ist durch den Sudakov-Formfaktor gegeben:

$$S_a^{FSPS}(Q^2, Q_{min}^2) = \exp \left(- \int_{Q_{min}^2}^{Q^2} \frac{dQ'^2}{Q'^2} \sum_b \int dz \frac{\alpha_s(Q'^2, z)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \right). \quad (6.6)$$

Der Sudakov-Formfaktor gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Parton sich innerhalb der kinematischen Grenzen Q^2 und Q_{min}^2 nicht verzweigt [108]. $P_{a \rightarrow bc}(z)$ sind die Altarelli-Parisi-Splitting-Funktionen mit z als dem Energiebruchteil zwischen den Tochterteilchen b und c und dem sich verzweigenden Parton a .

Für eine korrekte QCD-Schauer-Simulation muß das Parton-Schauer-Modell in der Endzustandsabstrahlung durch zusätzliche Kohärenzeffekte erweitert werden, die zu einer Verminderung der Abstrahlung weicher Gluonen führen [110]. Sie werden durch die Ordnung der Emissionswinkel θ_i zwischen den beiden auslaufenden Teilchen berücksichtigt [108]. Dabei wird der Öffnungswinkel jeder nachfolgenden Verzweigung kleiner als der ursprüngliche, d. h. es gilt $\theta_1 > \theta_2 > \dots > \theta_n$.

Die Entwicklung des Partonschauers vor dem eigentlichen harten Streuprozeß ist wesentlich komplexer. Ein Parton des einlaufenden Protons mit kleiner raumartiger Virtualität kann zeitartige Partonen emittieren. Dabei hängt die Größe der Emission von der Grenze der maximalen Virtualität Q_{max}^2 ab, die dem harten Streuprozeß zugrunde liegt. Bei diesem Prozeß nimmt der Impulsbruchteil x nach jeder neuen Verzweigung ab, dagegen steigt die Virtualität Q^2 vom minimalen Wert $|Q_{min}^2|$ bis zum maximalen Wert $|Q_{max}^2|$ an. In den meisten Modellen wird der anfängliche Partonschauer in Rückwärtsrichtung, also ausgehend vom harten Stoßprozeß an, zum Proton hin entwickelt. Ähnlich dem Sudakov-Formfaktor in FSPS gibt S_a^{FSPS} hier die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Parton b mit dem Impulsbruchteil x bei einem $|Q^2|$ zwischen $|Q_{max}^2|$ und $|Q^2| \leq |Q_{max}^2|$ nicht verzweigt. Man erhält:

$$S_a^{\text{ISPS}}(x, Q^2, Q_{\text{min}}^2) = \exp \left(- \int_{Q^2}^{Q_{\text{max}}^2} \frac{dQ'^2}{Q'^2} \sum_a \int \frac{dz}{z} \frac{\alpha_s(Q'^2, z)}{2\pi} \frac{f_a(\frac{z}{2}, Q'^2)}{f_b(x, Q'^2)} P_{a \rightarrow bc}(z) \right). \quad (6.7)$$

Im Gegensatz zur FSPS-Entwicklung erscheint hier das Verhältnis der Strukturfunktionen der Partonen a und b . Für große Beträge von $|Q^2|$ und x ist die Partonemission unterdrückt. Auch dieses Bild läßt sich durch Hinzunahme von Kohärenzeffekten erweitern [109]. Sie sind jedoch weit weniger verstanden und überprüft als im Falle der FSPS-Entwicklung. Auch hier erfolgt eine Einschränkung des Phasenraumes über eine Winkelordnung.

6.4.3 Das Farbdipolmodell

Einen anderen Ansatz gegenüber der bremsstrahlungsartigen Partonschauerkaskade verfolgt das Farbdipolmodell, wie es im ARIADNE-Programm [96] verwirklicht worden ist. Farbgeladene Dipole, ausgebildet zwischen dem punktförmigen gestreuten Quark und den restlichen Partonen des Protons, emittieren als Antenne Gluonen oder Quarks. Diese wiederum formieren neue Dipolantennen mit Farbe und Antifarbe. Insgesamt unterscheidet man vier verschiedene Farbdipole, nämlich $q\bar{q}$, qg , $\bar{q}g$ und gg . Dabei wird die Gluonemission in Richtung des einlaufenden Protons durch dessen Ausdehnung unterdrückt. Die Behandlung von Rückstößeffekten der emittierenden Dipole entspricht dabei dem ISPS-Modell. Auch sind die oben beschriebenen Kohärenzeffekte der Winkelordnung im Schauer in natürlicher Weise in diesem Modell umgesetzt [110].

6.4.4 Fragmentationsmodelle

In allen Programmen schließt sich nach der störungstheoretisch behandelbaren QCD die Fragmentation der Partonen in Hadronen an. Im wesentlichen kann man dabei drei Modelle unterscheiden. Das älteste und einfachste Modell der „unabhängigen Fragmentation“ geht auf ein Modell von Field und Feynman [111] zurück und soll hier nicht näher erläutert werden. Die Grundzüge der beiden anderen, wichtigeren Fragmentationsmodelle werden im folgenden vorgestellt⁷.

String-Fragmentation im LUND-Modell

Das LUND-Modell [112] beruht auf der Idee des „confinement“ in der QCD: Ein $q\bar{q}$ -Paar wird durch ein lineares Farb-Potential zusammengehalten. Dieses Gebilde wird *String* genannt. Ein Gluon wird als Knick im String dargestellt. Entfernen sich die beiden Quarks, so steigt die potentielle Energie des Strings. Reicht sie zur Bildung eines neuen $q\bar{q}$ -Paares aus, dann bricht der String auseinander (Abbildung 6.6). Der Prozeß des Aufbrechens der Strings wird solange fortgeführt, bis alle vorhandenen $q\bar{q}$ -Paare auf der Massenschale zu liegen kommen. Es sind dies die beobachtbaren

⁷Eine Übersicht über die Fragmentationsmodelle findet sich in [100].

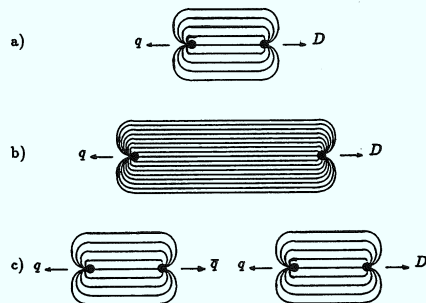


Abb. 6.6: a) String zwischen Quark q und Diquark D gespannt, b) Ansteigen der potentiellen Energie bei Entfernung der beiden Objekte, c) Aufbrechen des Strings, es ist ein neues Quark-Antiquark-Paar entstanden.

Hadronen (Mesonen). Die Produktion von Baryonen wird durch die Einführung von Diquark-Antidiquark-Paaren ermöglicht.

Cluster-Fragmentation im Marchesini-Webber-Modell

Im Marchesini-Webber-Modell [98, 113] werden nach der perturbativen Phase zunächst alle Gluonen in $q\bar{q}$ -Paare aufgespalten. Dann nutzt man die Prä-Confinement-Eigenschaft der QCD aus: Nach dem perturbativen Prozeß des Parton-Schauers ist es sehr wahrscheinlich, daß jeweils zwei benachbarte Partonen einen farbneutralen Zustand einnehmen. Aus den Quarks und Antiquarks werden farblose 2-er und 3-er Gruppen – sogenannte *Cluster* – gebildet. Die Cluster zerfallen isotrop je nach Masse in ein oder zwei Hadronen. Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall ist dabei proportional zum jeweiligen Phasenraum des hadronischen Endzustands. Beim Zerfall eines Clusters in nur ein Teilchen wird der Rest des Viererimpulses des Clusters einem anderen Cluster zugeteilt. Sehr schwere Cluster werden zunächst in zwei leichtere Cluster aufgeteilt.

6.4.5 Ungenauigkeiten in den Modellen

Innerhalb dieser bestehenden Modelle gibt es eine Reihe von Unsicherheiten, die den totalen Wirkungsquerschnitt und die Ereignisverteilungen beeinflussen. Die wichtigsten seien hier noch einmal zusammengefaßt:

- Quarkmassen in den Matrixelementen
- Strukturfunktionen
- Skala der Virtualität, Argument von α_s
- Definition der Variablen z im Parton-Schauer-Modell
- Parton-Schauer Abschneideparameter Q_{min}^2 und Q_{max}^2
- intrinsische Größen zur Beschreibung des Protonrestes. Der Protonrest kann charakterisiert werden durch seine Energie und einen intrinsischen k_t zwischen dem Rest und dem Parton.
- Verhalten der Protonstruktur bei sehr kleinem x . Daraus folgen Korrekturen zum Standard ISPS-Modell.

6.4.6 Monte-Carlo-Generatoren

Im folgenden ist eine Kurzbeschreibung der verwendeten Monte-Carlo-Generatoren mit ihren wichtigsten Charakteristiken gegeben.

Ein Standardgenerator zur Simulation tiefinelastischer ep -Prozesse ist das Programm LEPTO. Es erlaubt, QCD-Effekte mit verschiedenen Modellen zu berücksichtigen. Im vorliegenden Fall, als ME+PS-Option bezeichnet, wird neben den Matrixelementen erster Ordnung ein Parton-Schauer-Modell zur Beschreibung von QCD-Effekten höherer Ordnung verwendet. Die Hadronisierung und Fragmentation des gestreuten Quarks und des Protonrestes wird durch das Lund-Stringmodell mit Hilfe des Programms JETSET durchgeführt.

- Generator LEPTO 6.1: ME+PS
 - $\mathcal{O}(\alpha_s)$ Matrixelement der ep -Streuung
 - zusätzlich leading-log Parton-Schauer, Parton-Schauer-Skala durch die Matrixelemente bereits festgelegt.
 - winkelgeordnete zeit- und raumartige Kaskaden
 - LUND-Stringfragmentation

DJANGO ist ein Programm, um tiefinelastische Ereignisse mit Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ Strahlungskorrekturen zu generieren. Dabei wurden die drei Programmpakete HERACLES, LEPTO und JETSET miteinander kombiniert. Im Generator HERACLES wird nur der elektroschwache Anteil der Wechselwirkung mit den QED-Strahlungskorrekturen berechnet. Bei der Ereignissimulation werden radiative und nichtradiative Ereignisse unterschieden. Als nichtradiative Ereignisse werden solche mit einer abgestrahlten Photonenergie von weniger als 15 MeV bezeichnet. In der vorliegenden Option werden die QCD-Effekte ohne Verwendung von Matrixelementen erster Ordnung über ein reines Parton-Schauer-Modell mit der Virtualität W^*Q berechnet.

- Generator DJANGO 1.0: PS(W^*Q)
 - QED-Strahlungskorrekturen in $\mathcal{O}(\alpha)$ Generator: HERACLES [114]
 - LEPTO 5.2 für Parton-Schauer, kein Matrixelement
 - Skala der Virtualität frei wählbar, beliebige Kombination aus W und Q möglich. W^*Q als erfolversprechendste Kombination gewählt [115].
 - LUND-Stringfragmentation

Der Generator ARIADNE behandelt den Parton-Schauer nach dem vorher beschriebenen Farbdipolmodell. Die korrekte Beschreibung der Boson-Gluon-Fusion wird wie im LEPTO-Programm durchgeführt.

- Generator ARIADNE 4.03: CDM
 - Farbdipolmodell, QCD-Strahlung als Dipolstrahlung unabhängig strahrender Farbdipole

- keine Trennung von zeit- und raumartigen Kaskaden
- Skala der maximalen Virtualität inhärent als $W^{4/3}$ festgelegt
- Kopplung an LEPTO 6.1 zur korrekten Beschreibung der Boson-Gluon-Fusion
- LUND-Stringfragmentation

Der eigenständige Generator HERWIG verwendet ein Leading-Log Parton-Schauer-Modell, das QCD-Kohärenz-Effekte sowohl in der Anfangs- als auch Endabstrahlung auf hohem Niveau implementiert hat. Statt des Lund-Stringansatzes zur Behandlung der Fragmentation unterscheidet sich HERWIG von allen anderen Generatoren durch sein Cluster-Fragmentationsmodell.

- Generator HERWIG 5.5: HERW

- winkelgeordnete zeit- und raumartige Parton-Kaskaden mit $Q^2 = E^2 \cdot (1 - \cos \theta)$ als Skala für die maximale Virtualität, E ist die Energie des verzweigenden Partons, θ der Öffnungswinkel.
- sehr genaue Behandlung von Kohärenzeffekten innerhalb der beiden Kaskaden [98, 116].
- Cluster-Fragmentationsmodell [113]

6.5 Energie- und Teilchenflußverteilungen

Die nachfolgenden Verteilungen wurden mit den Kalorimeterzellen und den Spuren des Zentraldetektors gewonnen. Um die Jetstrukturen deutlich sichtbar zu machen, werden die Energieflußverteilungen – statt des Polarwinkels θ – als Funktion der Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$ (zur Definition siehe auch Gleichung 2.8) dargestellt. η ist eine unter longitudinaler Lorentztransformation invariante Größe.

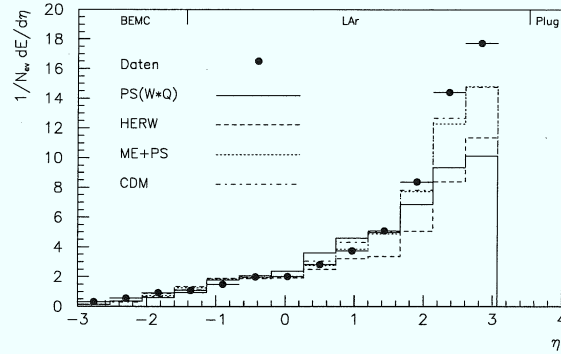
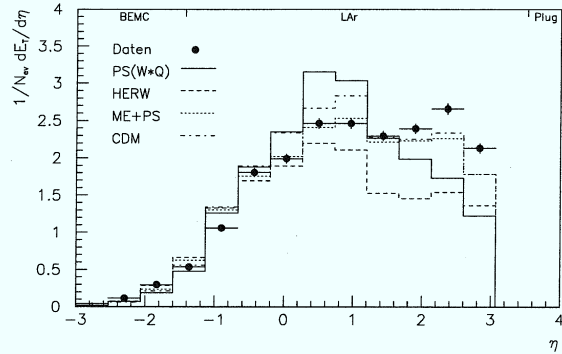
Für die Messung des hadronischen Energieflusses werden sowohl die Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters als auch die des BEMC-Kalorimeters und Eisenjochs nach Anwendung der Korrekturen des toten Materials und des Wichtungsverfahrens genommen. Die Zellen, die dem gestreuten Elektron zugeordnet sind, bleiben dabei unberücksichtigt. Um den Einfluß des Rauschens zu minimieren, wurden im BEMC und im instrumentierten Eisen nur Zellen mit einer Energie über 500 MeV bzw. 200 MeV benutzt. Der Polarwinkel der Zellen umfaßt dabei einen Bereich von 4.4° bis 174° .

Das elektronische Rauschen des Detektors wurde in der Detektorsimulation über aufgezeichnete Random-Trigger-Ereignisse simuliert. Nach der Rekonstruktion ergab sich ein integrierter Gesamtbeitrag des Rauschens von 0.3 GeV mit einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.9 GeV. Der mittlere Rauschbeitrag pro Auslesezone beträgt 10 bis 30 MeV. Alle gezeigten Daten und Monte-Carlo-Verteilungen sind denselben Schnitten unterworfen und in der gleichen Weise rekonstruiert worden.

Den Energiefluß im Kalorimeter als Funktion der Pseudorapidität η im Laborsystem zeigt die Abbildung 6.7. Die Daten lassen – aufgrund der typischen Ereignistopologie (große Energie des Protonjets) – ein Ansteigen des Energieflusses vom rückwärtigen Kalorimeterbereich (neg. Pseudorapidität) zum vorderen Kalorimeterbereich erkennen. Die Monte-Carlo-Simulationen der einzelnen QCD-Modelle bestätigen diesen Verlauf, sagen hingegen im extremen Vorwärtsbereich zu wenig Energie voraus. Besonders das HERWIG-Modell und die reine Parton-Schauer-Option (PS) liefern nur eine ungenügende Beschreibung der Daten in dieser Region.

Die Unterschiede der Verteilungen werden noch deutlicher, wenn man den Energiefluß E_t – transversal zur Protonrichtung wie in Abbildung 6.8 gezeigt – aufträgt. Nach dem Ansteigen ergibt sich ein Plateau zwischen 2.5 und 3 GeV pro Rapiditätsintervall. In diesem zentralen Detektorbereich beschreibt das ME+PS-Modell die Daten ausgezeichnet. Auch das ARIADNE-Modell liefert noch eine angemessene Beschreibung des Verlaufs der Daten. Der Energieüberschuß in Vorwärtsrichtung bei den Daten ist wiederum deutlich sichtbar. Beide Verteilungen sind jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Abb. 6.9 zeigt den transversalen Energiefluß im Rapiditätsintervall von $-3 < \eta < 3$ als Funktion des Winkels ϕ . Dabei ist ϕ der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und der Zelle der Energiedeposition (siehe Skizze 6.10). Der zugrundeliegende Prozeß, die Streuung des Elektrons an einem Quark, wird aus der Azimutalwinkelverteilung klar sichtbar. Hadronen, die Fragmente des Quarkjets, zeigen eine deutliche Struktur im Energiefluß bei $\phi = 180^\circ$. Die Daten liegen für nicht allzu große Winkel von ϕ oberhalb der Modellvorhersagen. Der Hadronenfluß um das Elektron wird also von den Modellen unterschätzt. Insbesondere HERWIG gibt keine vernünftige Beschreibung der Datenverteilung.

Abb. 6.7: Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität η Abb. 6.8: Transversaler Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität η

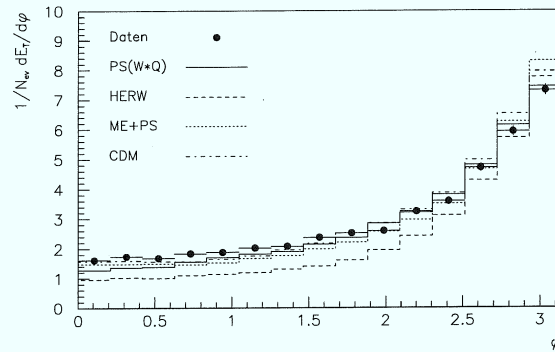


Abb. 6.9: Transversaler Energiefluß im Laborsystem als Funktion des Azimutalwinkels ϕ bezüglich des gestreuten Elektrons in einer Ebene transversal zur Strahlrichtung gemessen

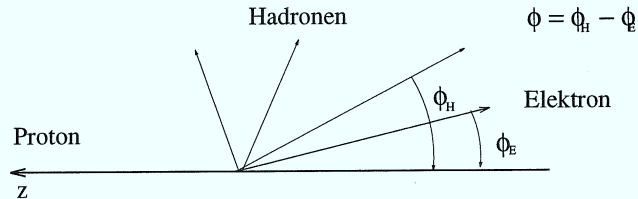


Abb. 6.10: Azimutaler Winkel ϕ

Im Bild des naiven QPM-Modells sind im Schwerpunktsystem der Hadronen die Impulse des ausgetauschten virtuellen Bosons und des Protons von gleichem Betrag und entgegengesetzter Richtung. Man kann eindeutig zwischen Strom- und Targetjet trennen. In der vorderen Hemisphäre $\eta > 0$ fragmentiert das getroffene Quark (Stromjet), in der rückwärtigen Hemisphäre das Diquarksystem (Targetjet)⁸.

In diesem System sind die Verteilungen des transversalen Energieflusses nicht wie im Laborsystem durch den starken Lorentz-Boost verzerrt und erlauben somit eine deutliche Beobachtung von QCD-Strahlungseffekten.

Den Energiefluß in diesem System zeigen die Abbildungen 6.12 und 6.13. Die Richtung des Protons entspricht negativer Pseudorapidität in den Verteilungen. Um den Einfluß der QCD deutlich sichtbar zu machen, ist die Vorhersage des naiven QPM-Modells, also ohne jegliche Gluonabstrahlung, als gestrichelte Linie miteingezeichnet. In diesem Fall wird der Energiefluß der Hadronen nur durch die Fragmentation des Strings zwischen dem Targetjet aus dem Protonrest und dem Stromjet des getroffenen Quarks bestimmt. Der zusätzliche Einfluß der Gluonen ist offensichtlich.

Für die Verteilungen des transversalen Energieflusses zeigt sich in der Hemisphäre der Stromfragmente ($\eta > 0$) ein Plateau. Es liegt für das HERWIG-Modell bei einem E_T^* von ≈ 1.5 GeV pro Rapiditätsintervall und steigt bei den Daten und dem PS-Modell auf E_T^* von $\approx 2 - 2.5$ GeV pro Rapiditätsintervall. Eine Überhöhung der Daten in Regionen kleiner Rapidität ist wiederum sichtbar. Der größte Teil der Protonfragmente ($\eta < 0$) kann aufgrund der Detektorakzeptanz in Vorwärtsrichtung nicht beobachtet werden und verschwindet im Strahlrohr. Das ARIADNE- und ME+PS-Modell sind in relativ guter Übereinstimmung mit den Daten.

Im folgenden werden zwei Verteilungen mit den geladenen Spuren diskutiert. Mit der Teilchenvariablen $x_F = p_z^*/p_z^{\text{max}}$ kann jeder Vierervektor einer geladenen Spur, analog der Pseudorapidität, entweder der Hemisphäre des getroffenen Quarks ($x_F > 0$) oder des Protonrestes ($x_F < 0$) eindeutig zugeordnet werden (siehe Kapitel 2.1.2).

Dabei ist $p_z^{\text{max}} = W/2$ der kinematisch maximal erlaubte Wert von $|p_z^*|$, dem longitudinalen Impuls eines Hadrons. Beim H1-Experiment ist wegen des Strahlrohrs und der starken longitudinalen Boost-Effekte, die sich durch die Transformation in das hadronische Schwerpunktsystem ergeben, nur der Bereich von $x_F > 0$ zugänglich.

Trägt man das mittlere Impulsquadrat $\langle p_T^2 \rangle$ der Spuren über x_F auf, so erhält man eine Verteilung, die auf die Behandlung der QCD-Korrekturen im Generator sehr empfindlich reagiert. Für den Fall der vollständigen Rekonstruktion des Strom- und des Protonjets ergibt sich eine typische Verteilung, wie sie für die Daten aus einem μp -Streuxperiment der Europäischen-Myon-Kollaboration (EMC) gefunden wurde (Abbildung 6.11).

Deutlich sichtbar ist die Asymmetrie zwischen den beiden Hemisphären. Der mittlere Transversalimpuls ist im Vorwärtsbereich deutlich größer als im Rückwärtsbereich. Nach der QCD kann das getroffene Quark Gluonen abstrahlen. Das Quark erhält durch den damit verbundenen Rückstoß ein zusätzliches p_T , das auf seine Fragmente übertragen wird. Dieser Effekt erhöht den mittleren Transversalimpuls in Vorwärtsrichtung.

⁸Definitionsgemäß sei die Richtung des ausgetauschten virtuellen Bosons die $+z^*$ -Achse.

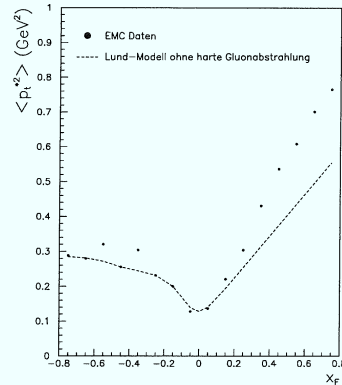


Abb. 6.11: Seagull-Verteilung geladener Hadronen in der μp -Streuung [117] verglichen mit einer Lund-Monte-Carlo-Rechnung ohne die Abstrahlung harter Gluonen. Die invariante Masse W des hadronischen Endzustandes ist mit 14 GeV ungefähr eine Größenordnung kleiner als bei den HERA-Daten ~ 100 GeV.

Der rückwärtige Protonjet strahlt dagegen keine Gluonen ab, die transversale Impulsverteilung dieser Hadronen bleibt unberührt. Diese Verteilung ist auch wegen der flügelähnlichen Anordnung der Datenpunkte unter dem Namen „Seagull-Plot“ [117] bekannt. Sie ist besonders empfindlich auf unterschiedliche QCD-Modelle.

Abbildung 6.14 zeigt zuerst die auf die Anzahl der Ereignisse normierte x_F -Verteilung der geladenen Spuren. Sowohl das ME+PS als auch das ARIADNE-Modell zeigen die besten Übereinstimmungen mit den Daten. Insbesondere für große x_F sagt HERWIG eine zu große Anzahl von Spuren voraus, während im reinen Parton-Schauer-Modell PS sich zu wenig Spuren ergeben.

Den „Seagull-Plot“ für die Hadronen in der Vorwärtshemisphäre ($x_F > 0$) zeigt die Abbildung 6.15. Die Verteilung erlaubt, deutlich zwischen den unterschiedlichen Voraussagen der einzelnen QCD-Modelle zu unterscheiden. Das ARIADNE-Modell zeigt auch in dieser Verteilung die beste Übereinstimmung mit den Daten. Im Gegensatz zu den bisher behandelten Verteilungen kann das PS-Modell im Rahmen der statistischen Fehler den Verlauf der Datenverteilung noch befriedigend beschreiben. Das ME+PS Modell zeigt für große $x_F > 0.3$ mit einem viel zu geringen mittleren Impulsquadrat $\langle p_T^2 \rangle$ nur eine ungenügende Beschreibung der Daten. HERWIG vermag auch in dieser Verteilung die Daten nur unzureichend zu beschreiben.

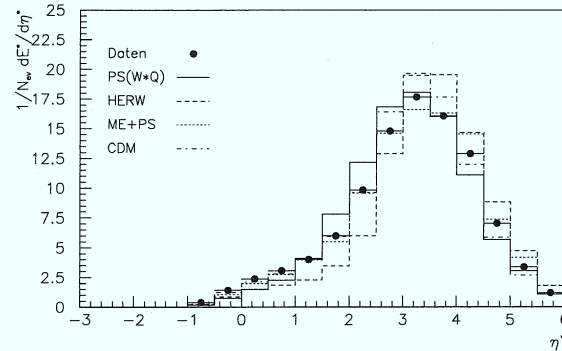


Abb. 6.12: Energiefluß im Schwerpunktsystem der Hadronen als Funktion der Pseudorapidität η^* . Der fragmentierte Protonrest bei $\eta^* < 0$ in extremer Vorwärtsrichtung ist aufgrund der Verluste der Teilchen im Strahlrohr praktisch nicht sichtbar.

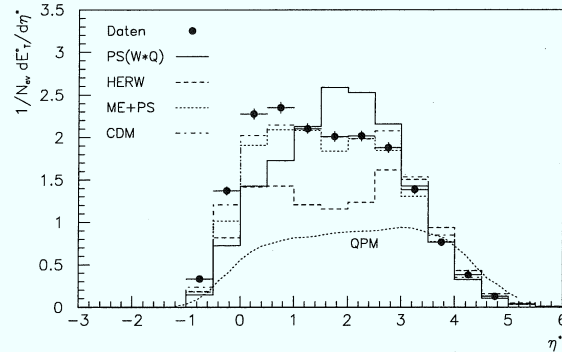


Abb. 6.13: Transversaler Energiefluß im Schwerpunktsystem der Hadronen als Funktion der Pseudorapidität η^* . Als gestrichelte Linie ist die Vorhersage des naiven QPM, also ohne die Berücksichtigung von QCD-Korrekturen, eingetragen.

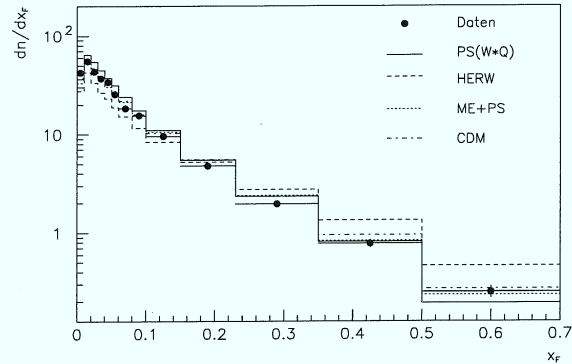


Abb. 6.14: Feynman x_F -Verteilung für geladene Teilchen im hadronischen Schwerpunktsystem

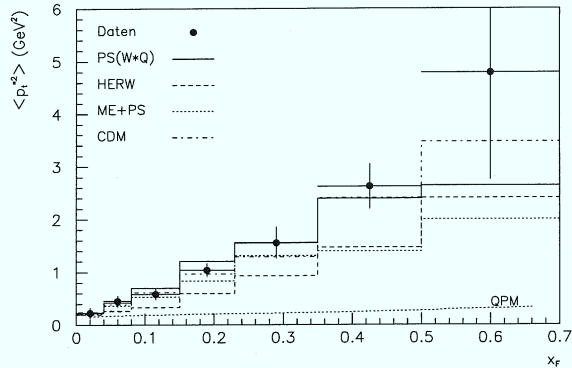


Abb. 6.15: „Seagull-Verteilung“. Die Mittelwerte von p_t^2 als Funktion von x_F für geladene Teilchen im hadronischen Schwerpunktsystem

6.6 Systematische Effekte

Um zu einer ersten Abschätzung der Größenordnung der systematischen Fehler zu gelangen, seien die wichtigsten Fehlerquellen zunächst aufgeführt:

- Detektorakzeptanz und -auflösung
- Kalibration des Flüssig-Argon bzw. BEMC-Kalorimeters
- volle MC-Simulation des Detektors (GEANT)
- QED-Korrekturen
- Strukturfunktionen.

Die Verteilungen der Daten und der verschiedenen QCD-Modelle sind in dieser ersten Analyse einer vollständigen Detektorsimulation mit der mittleren Granularitätsoption unterzogen worden. Eine weitere Korrektur auf die Detektorakzeptanz und -auflösung ist aufgrund der geringen Statistik noch nicht durchgeführt. Die Detektoreffekte können aber in erster Näherung als gering angesehen werden. Vergleicht man Verteilungen – wie in Abbildung 6.16 sichtbar – auf der Basis von Vierervektoren, also ohne eine nachfolgende Detektorsimulation, so unterscheiden sich diese i. allg. um weniger als 20% von denen mit vollständiger Simulation.

Nur in extremer Vorwärtsrichtung ($\eta > 2$) ergeben sich Abweichungen von bis zu 50%, da Teilchen unter kleinem Polarwinkel das Strahlrohr treffen und von dort in das Kalorimeter zurückgestreut werden können. Dies hat einen Energieüberschuß in diesem Bereich zur Folge.

Die absolute Kalibration der einzelnen Kalorimeter wurde mit verschiedenen Verfahren untersucht. Zur Überprüfung der elektromagnetischen Skala sind Spuren von Elektronen und Positronen im Zentraldetektor mit ihrem entsprechenden Energiecluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter verglichen worden. Es ergab sich eine Genauigkeit von ca. 3% [118]. Eine größere Unsicherheit stellt die absolute hadronische Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters dar. Studien, die auf der Basis der Erhaltung des Transversalimpulses p_t zwischen dem gestreuten Elektron und dem hadronischen Restsystem beruhen, ergaben eine Genauigkeit von $\pm 7\%$. Dagegen ist der Einfluß der BEMC-Kalibration völlig vernachlässigbar. Die Energiemessung des Elektrons im BEMC ist mit einer Genauigkeit unterhalb $\pm 2\%$ möglich [91].

Um den Einfluß von QED-Korrekturen zu untersuchen, wurden mit dem DJANGO-Programm Verteilungen mit und ohne radiative Korrekturen generiert. Die Forderung nach einer Elektronenergie von mehr als $E_e > 14$ GeV im BEMC-Kalorimeter ergibt ein $y_e \lesssim 0.5$ (siehe Kap. 6.3). Danach sollten die QED-Korrekturen gering sein. Die elektroschwachen Korrekturen in erster Ordnung wurden mit dem HERACLES-Programm [114] generiert, dem anschließend der LEPTO-Generator zur Simulation der QCD-Prozesse folgte (siehe Unterpunkt DJANGO in Kapitel 6.4.6). Die Abbildungen 6.17 zeigen den Einfluß radiativer Korrekturen in den Verteilungen des transversalen Energieflusses im Labor- und Schwerpunktsystem der Hadronen und im Seagull-Plot. Wie zu erwarten, ist der Beitrag klein gegenüber den Monte-Carlo-Vorhersagen für die verschiedenen QCD-Modelle.

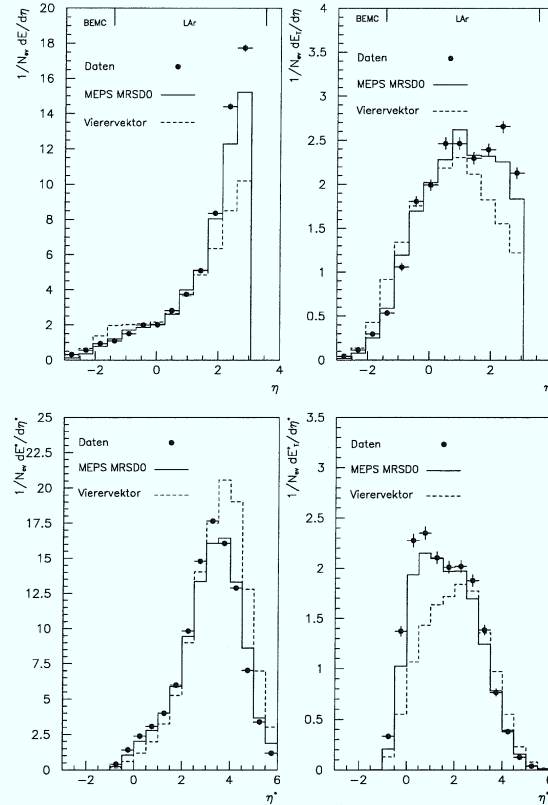


Abb. 6.16: Vergleich von Energieflußverteilungen: Durchgezogen dargestellt sind die Vorhersagen des ME+FS-Modells mit vollständiger Detektorsimulation, gestrichelt der Energiefluß der Vierervektoren. Die obere Hälfte des Bildes zeigt den Energiefluß bzw. den transversalen Energiefluß als Funktion der Pseudorapidität im Laborsystem, die untere Hälfte den im Schwerpunktsystem der Hadronen. Allen Verteilungen sind die Datenpunkte überlagert.

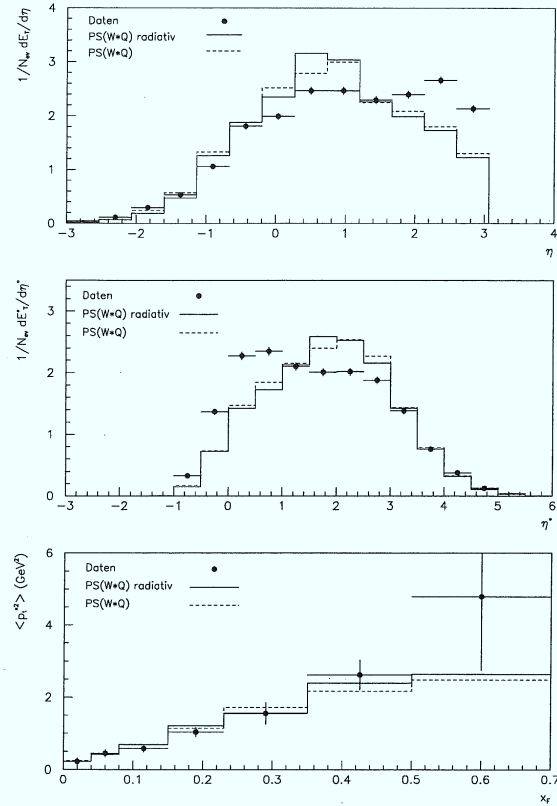


Abb. 6.17: Transversaler Energiefluß im Labor- und Schwerpunktsystem der Hadronen als Funktion der Pseudorapidität η sowie der Seagull-Plot für radiative und nichtradiative Ereignisse

Bei der Beschreibung der QCD-Modelle wurde schon auf die Abhängigkeit der Partonemission von der im Bereich kleiner x -Werte unbekannten Protonstrukturfunktionen hingewiesen. Um den Einfluß in den Verteilungen abzuschätzen, wurden die Untersuchungen mit zwei extremen Parametrisierungen, MRS D- und MRS D0 [119] durchgeführt. Die Parametrisierungen MRS D-, MRS D0 ergeben sich aus den Extrapolationen der Meßergebnisse von Experimenten mit ruhendem Target in den kinematischen Bereich von HERA. Die MRS D- und D0-Extrapolationen unterscheiden sich durch unterschiedliche Annahmen über die Gluondichteentwicklung bei kleinem x . Bei der MRS D0 Parametrisierung wird für $x \rightarrow 0$ ein annähernd konstantes Verhalten $x \cdot g(x) \sim x^0$ angenommen (sogenanntes Regge-Modell [120, 121, 122, 123]). Die MRS D- Parametrisierung verwendet eine lineare Evolution der Gluondichte. Kuraev, Fadin und Lipatov [124] haben für kleine x eine Evolutionsgleichung abgeleitet, die ein $x \cdot g(x) \sim x^{-0.5}$ Verhalten voraussagt. Abbildung 6.18 zeigt den Verlauf der Protonstrukturfunktion F_2 für die beiden Parametrisierungen MRS D0 und MRS D- für drei verschiedene Bereiche des Impulsübertrages Q^2 . Die Ergebnisse mit den ersten HERA-Daten sind miteingezeichnet [9]. Der Effekt durch die Wahl verschiedener Parametrisierungen der Strukturfunktionen ist an Hand des ME+PS-Modells für die verschiedenen Verteilungen in Abbildung 6.19 dargestellt.

Die MRS D0 Parametrisierung beschreibt alle drei Verteilungen am besten. MRS D- sagt für den Bereich des Plateaus im mittleren Rapiditätsbereich einen zu geringen Energiefluß voraus. Auch das mittlere transversale Impulsquadrat liegt unter der MRS D0 Vorhersage. Die Wahl dieser beiden extremen Parametrisierungen ändert die Verteilungen um weniger als 15%.

Alle diese systematischen Effekte sind vergleichsweise gering, wenn man die verschiedenen Monte-Carlo-Modelle mit ihrer jeweiligen unterschiedlichen Behandlung der QCD-Beiträge gegenüberstellt.

Ein Vergleich der Energieflußverteilungen auf der Basis von Spuren des Zentraldetektors mit Kalorimeterzellen ergab keine größeren Abweichungen [125].

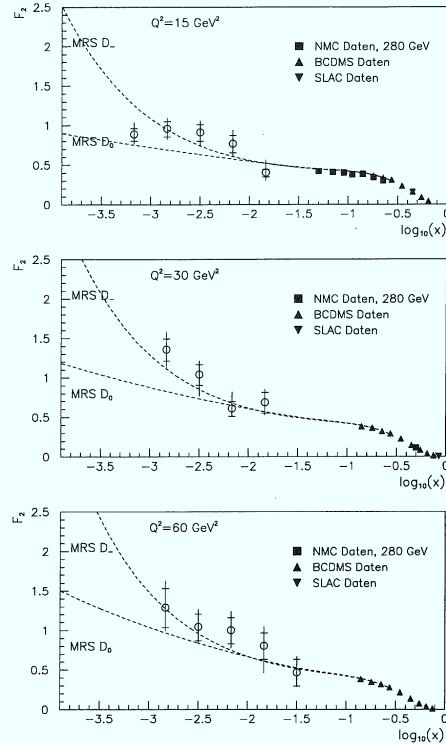


Abb. 6.18: Protonstrukturfunktion F_2 als Funktion von x für drei verschiedene Bereiche des Impulsübertrags Q^2 . Als Kreise sind die mit dem H1-Experiment nach einer Arbeit von [9] ermittelten Werte eingezeichnet. Die gestrichelten Linien sind die Vorhersagen nach Martin, Roberts und Stirling. In MRS D wird ein Lipatoverhalten des Gluonbeitrags zur Strukturfunktion angenommen, in MRS D₀ ein Reggeverhalten. Der Unterschied für den bei den vorliegenden Daten relevanten kleinen x -Bereich ist deutlich erkennbar.

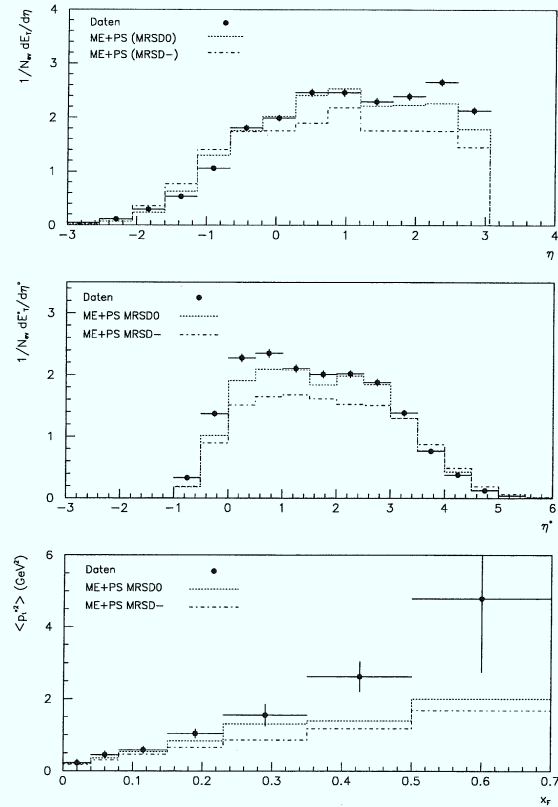


Abb. 6.19: Transversaler Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität η für zwei verschiedene Strukturfunktionen

6.7 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Aus den ersten HERA-Daten sind die Verteilungen des Energieflusses sowohl im Labor- als auch im Schwerpunktsystem der Hadronen und Verteilungen mit Spuren geladener Teilchen in einem bisher nicht zugänglichen kinematischen Bereich untersucht worden.

Das naive QPM allein kann die Daten in allen untersuchten Verteilungen nicht beschreiben. Vielmehr müssen die Einflüsse der QCD berücksichtigt werden. Es sind dies in erster Ordnung Störungsrechnung die Gluonbremsstrahlung und die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren (Boson-Gluon-Fusion). Um eine konsistente Beschreibung der Daten innerhalb des vorliegenden kinematischen Bereichs zu erhalten, sind diese Effekte mit Monte-Carlo-Simulationen verschiedener QCD-Modelle untersucht worden.

Die Verteilungen der ersten Daten zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit den Voraussagen der Monte-Carlo-Simulationen, welche die QCD-Korrekturen auf verschiedenen Niveaus beinhalten.

Trotz der geringen Statistik (~ 1000 Ereignisse) und systematischer Unsicherheiten kann man die Effekte der verschiedenen QCD-Modelle noch deutlich unterscheiden. Die Modelle ME+PS und das Farbdipolmodell ARIADNE geben für alle Verteilungen eine vernünftige Beschreibung der Daten der ersten Runperiode. Der Monte-Carlo-Generator HERWIG kann in der gegenwärtigen Form keine befriedigende Beschreibung der Daten geben. Auch das PS(W+Q) Modell ergibt für die Verteilungen zum transversalen Energiefluß für mittlere Rapiditäten einen deutlich zu großen Energiefluß.

Bei allen gezeigten Verteilungen gilt zu berücksichtigen, daß die Parameter der Monte-Carlo-Programme so angepaßt waren, um eine konsistente Beschreibung der bisherigen Daten der niederenergetischen Lepton-Nukleon- und der e^+e^- -Wechselwirkung zu erhalten. Eine Neuanpassung mit den kommenden HERA-Daten höherer Statistik wird zu einem besseren Verständnis der verschiedenen QCD-Näherungen führen. Der Einfluß zusätzlicher Kohärenzeffekte über eine Winkelordnung in der Abstrahlung von Gluonen sollte damit studiert werden können.

Alle Modelle zeigen in extremer Vorwärtsrichtung – der Richtung des Protonjets – zu wenig Energie im Vergleich zu den Daten. In diesem Bereich – er zeichnet sich durch eine komplexe Struktur aus Magneten und Strahlkollimatoren aus – fragmentieren die sehr hochenergetischen Teilchen des Protonrestes. Es kommt zu sekundären Wechselwirkungen mit dem toten Material vor dem Kalorimeter. Rückgestreute Teilchen aus Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr und der Fokussierungsoptik deponieren zusätzliche Energie im Kalorimeter. Zum einen muß die im Monte-Carlo-Programm implementierte Detektorgeometrie, zum anderen die Frage, ob das GHEISHA-Modell die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie aus der Fragmentation des hochenergetischen Protonrestes noch genügend genau beschreibt, einer kritischen Prüfung unterzogen werden. Damit verbunden ist die Notwendigkeit von Studien über den Einfluß verschiedener Fragmentationsmodelle.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden in einer Analyse der ersten Daten des H1-Detektors am Speicherring HERA globale Eigenschaften des hadronischen Endzustandes in der Elektron-Proton-Streuung untersucht. Der Datensatz wurde in der zweiten Hälfte des Jahres 1992 bei einer Elektronenergie von 26.7 GeV und einer Protonenergie von 820 GeV, entsprechend einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296$ GeV, genommen. Der Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von 22.5 nb^{-1} . Die Daten liegen in einem kinematischen Bereich von $10^{-4} < x < 10^{-2}$, $10 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ und einer invarianten Masse W des hadronischen Endzustandes von $50 \text{ GeV} < W < 200 \text{ GeV}$. Im naiven Quark-Parton-Modell (QPM) der tiefinelastischen ep -Streuung streut ein vom Elektron ausgesandtes virtuelles Boson an einem Quark des Protons. Im untersuchten Bereich von $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, also bei kleinen Impulsüberträgen, dominiert der Photonpropagator.

Die starke Wechselwirkung (QCD) modifiziert dieses einfache Bild. Gluonen können vor und nach dem harten Stoßprozeß abgestrahlt werden. Auch kann das virtuelle Photon über ein Quark-Antiquark-Paar mit einem Gluon des Protons wechselwirken (Boson-Gluon-Fusion).

Diese verschiedenen Einflüsse der QCD zeigen sich in den Verteilungen des hadronischen Endzustandes, wenn man das Proton mit verschiedenen Impulsüberträgen des Photons „abtastet“.

Für die Eigenschaften des hadronischen Endzustandes wurden verschiedene Modelle, die sich in ihren Vorhersagen zum Teil deutlich unterscheiden, beschrieben und mit den Daten verglichen.

Die Monte-Carlo-Simulationen der Modelle beinhalten Implementationen des QCD-Matrixelements der Prozesse erster Ordnung, einen Partonschaueransatz zur Modellierung von Effekten höherer Ordnung sowie die Gluonemission mittels des Konzeptes der QCD-Farbantennen.

Alle Modelle – mit Ausnahme von HERWIG – verwenden das Lund-String-Modell zur Fragmentation der Hadronen. HERWIG behandelt die Fragmentation nach dem Cluster-Fragmentationsmodell.

Das naive QPM ohne Gluonabstrahlung kann die Daten in keiner der untersuchten Verteilungen beschreiben. Trotz geringer Statistik (~ 1000 Ereignisse) und systematischer Unsicherheiten kann man zwischen den verschiedenen QCD-Modellen deutlich differenzieren. Das Matrixelement-Modell in Verbindung mit einer Partonschauerentwicklung (ME+PS) und das ARIADNE-Modell (Konzept des farbgeladenen Dipols) ergeben eine vernünftige Beschreibung der Daten. HERWIG mit seiner Clusterfragmentation und das reine Parton-Schauer-Modell (PS) liefern in der gegenwärtigen Form keine befriedigende Beschreibung der Daten. Es gilt aber zu beachten, daß die Parameter der Monte-Carlo-Programme aus bisherigen Daten der niederenergetischen Lepton-Nukleon-Streuung extrapoliert wurden. Mit den kommenden HERA-Daten höherer Statistik kann eine Neuanpassung vorgenommen werden.

Die Modelle zeigen in extremer Vorwärtsrichtung zu wenig Energie im Vergleich mit den Daten. Auch hier wird eine vergrößerte Statistik und eine verbesserte Beschreibung dieses komplexen Detektorbereichs notwendig sein.

Die Messung des Energieflusses erfordert eine präzise absolute Energienormierung und eine gute Auflösung in der Energiemessung. Das H1-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei und einem hadronischen Teil mit Edelstahl als Absorber. Zum Signalnachweis wird flüssiges Argon verwendet. Diese Struktur ist nicht-kompensierend, d. h. Elektronen und Hadronen gleicher Einfallsenergie hinterlassen unterschiedlich hohe Signale im Kalorimeter. In dieser Arbeit ist ein auf Software-Techniken beruhendes Gewichtungsverfahren entwickelt und angewendet worden, mit dem Kompensation erreicht wurde. Dadurch konnte die Energieauflösung unter Beibehaltung guter Energienormierung wesentlich verbessert werden. Für die Wichtungsfunktion wurde ein exponentieller Ansatz gewählt:

$$E = \sum_{em} (A_1 \cdot \exp(-A_2 \cdot Q) + A_3) \cdot Q + \sum_{had} (B_1 \cdot \exp(-B_2 \cdot Q) + B_3) \cdot Q.$$

Q bezeichnet die ungewichtete Energie in einer Kalorimeterzelle. Die Kalibrationskonstanten A_i, B_i wurden aus der Forderung einer optimalen Energieauflösung bei gleichzeitiger Beachtung der korrekten Energienormierung bestimmt. Für alle Ereignisse eines gemeinsamen Energie- und Winkelpunktes wurde die Summe der Quadrate der Abweichungen von exakt deponierter und berechneter Energie minimiert.

Dabei dienten u-Quark-Jets als Ausgangspunkt zur Bestimmung der Parameter. Zunächst wurden die Jets generiert, indem u-Quarks mit Energien von 5, 10, 20, 40, 80, 100 und 250 GeV in verschiedenen Richtungen (10.1°, 25.0°, 34.3°, 53.5°, 79.0°) des H1-Kalorimeters hadronisiert wurden. Die Winkelpunkte entsprachen den Positionen des Teststrahls am CERN, mit denen die einzelnen Kalorimeterbereiche im Experiment kalibriert worden sind. Alle Jets wurden einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen. Für jeden Energie- und Winkelpunkt erhält man sechs Parameter A_i, B_i . Sie wurden zuerst energieabhängig parametrisiert. Die fehlende Winkelabhängigkeit erhält man durch eine lineare Interpolation zwischen den Winkelpunkten.

Um damit Jets beliebiger Topologie auf ihre korrekte Energie unter Beibehaltung einer guten Auflösung normieren zu können, ist ein spezielles iteratives Verfahren entwickelt worden. Für das gesamte Kalorimeter wurde dabei eine Genauigkeit in der absoluten Energienormierung von besser als 4% erreicht. Durch die Anwendung der Wichtungsmethode konnte die Energieauflösung über den gesamten Energie- und Winkelbereich auf etwa $\sigma_E / \approx 0.50 / \sqrt{E[GeV]}$ gebracht werden. Damit erreicht man die geforderte hohe Präzision bei der Energiemessung hadronischer Schauer.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford, The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, Phil. Mag. Series IV, 21 (1911) 669
- [2] H. Geiger, E. Marsden, The Laws of Deflexion of α Particles through Large Angles. Phil. Mag. 25 (1913) 148
- [3] G. Wolf, HERA: Physics, Machine and Experiments, DESY 86-089.
- [4] W. Heisenberg, Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinetik und Mechanik, Z. Physik 43 (1927) 172
- [5] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214
- [6] J. D. Bjorken, E. A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975
- [7] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [8] G. Zweig, CERN Report 8182/TH. 401 (1964) und CERN Report 8419/TH. 412 (1964)
- [9] H. P. Wellisch, Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons in tiefinelastischer ep -Streuung mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring, Dissertation Technische Universität München (1994)
- [10] I. Abt et al., Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low- x region at HERA, Nucl. Phys. B 407 (1993) 515
- [11] Einen Überblick zu den tiefinelastischen Streuexperimenten – siehe folgende Artikel:
F. Eisele, Rep. Prog. Phys. 49 (1986) 233
M. Diemoz, F. Ferroni, E. Longo, Phys. Rep. 130 (1986) 293
T. Sloan, G. Smadja, R. Voss, Phys. Rep. 162 (1988) 45
- [12] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- [13] W. H. K. Panofsky, in International Conf. on High Energy Physics, ed. J. Prentki, J. Steinberger; E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930–934
- [14] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935–939
- [15] N. Schmitz, Int. J. Mod. Phys. A, Vol. 3 No. 9 (1988) 1997–2065
- [16] R. P. Feynman: Photon-Hadron-Interactions, W. A. Benjamin, Reading (1972)

- [17] Zum Standardmodell der elektroschwachen Theorie siehe folgende Artikel:
C. Quigg, "Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions", Frontiers in physics, Benjamin, Reading, Massachusetts, (1983)
H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Rep. 73 (1981) 67
- [18] C. G. Callan and D. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- [19] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- [20] J. D. Bjorken, Theoretical Ideas on High-Energy Inelastic Electron-Proton Scattering, SLAC-PUB-0571 (Mar. 1969) unveröffentlicht
- [21] J. D. Bjorken et al., Phys. Rev. D 3 (1971) 1382
- [22] I. J. R. Aitchison and A. J. Hey, Gauge Theories in Particle Physics, (Adam Hilger) (1989)
- [23] R. D. Field, Applications of Perturbative QCD, (Addison-Wesley) (1989)
- [24] W. A. Bardeen, A. Buras, D. Duke, T. Muta: Deep-inelastic Scattering Beyond the Leading Order in Asymptotically Free Gauge Theories, Phys. Rev. D 18 (1978) 3998
- [25] A. J. Buras: Asymptotic Freedom in Deep Inelastic Processes in the Leading Order and Beyond, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 199
- [26] W. J. Marciano: Flavor Thresholds and Λ in the Modified Minimal-subtraction Scheme, Phys. Rev. D 29 (1984) 580
- [27] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B 126 (1977) 298
- [28] G. Altarelli, Phys. Rep. 81 (1982) 1
- [29] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H. J. Möhring Characteristics of radiative events in deep inelastic ep scattering at HERA, Z. Phys. C50, (1991) 165-178
- [30] Technical Proposal for the H1 Detector, H1 Collaboration, March 1986
Technical Progress Report 1987, H1 Collaboration (1987)
Technical Progress Report 1988 H1 Collaboration, August 1988
Technical Progress Report 1989 H1 Collaboration, August 1989
Technical Progress Report 1990 H1 Collaboration, August 1990
- [31] The H1 Detector at HERA, H1 Collaboration, DESY 93-103 (1993)
- [32] The ZEUS Detector, Technical Proposal of the ZEUS Collaboration, March 1986
- [33] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B293 (1992) 465; B297 (1992) 404; B303 (1993) 183; B306 (1993) 158

- [34] Test beam results and calibration of the H1 liquid argon calorimeter for electrons. (in preparation) (1993).
H1 Calorimeter Group, Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparison with simulations. Nucl. Instr. & Meth. 336 (1993) 499-509, identisch DESY 93-047 (1993)
- [35] Vorge stellt im Bericht der Arbeitsgruppe: Detectors for Charged Current Events, in Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377
- [36] K. C. Hoeger, Measurement of x , y , Q^2 in Neutral Current Events, H1-Int. Rep. H1-02/92-210 (1992)
- [37] U. Bassler, G. Bernardi, Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S Physics Analysis at Low x , H1-Int. Rep. H1-03/93-274 (1993)
- [38] J. Feltesse, Measurement of Inclusive Differential Cross Sections in: R. D. Peccei, Proceedings of the HERA Workshop, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1-2, DESY, Hamburg, 12.-14. Oktober 1987
- [39] G. Bernardi et al., Calibrated Energies in H1-Detector Simulation, H1 Software Note Nr. 26, Hamburg 1991
- [40] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D III.23 (1992)
- [41] Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815
- [42] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [43] K. Ott, Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten, in: W. Heisenberg (Herausgeber), Kosmische Strahlung, Springer Verlag (1953)
- [44] H. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. d. Phys. 5 (1930) 325
- [45] F. Bloch, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, Z. f. Phys. 81 (1932) 363
- [46] E. Segrè, Experimental Nuclear Physics, Volume I, John Wiley & Sons (1953)
- [47] R. M. Sternheimer, The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials, Phys. Rev. Vol. 88 (1952) 851
- [48] R. M. Sternheimer et al., Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances, Atomic Data and Nuclear Data Tables 30 (1984) 261
- [49] C. W. Fabjan, Calorimetry in High-Energy-Physics, CERN-EP/85 - 54, April 1985

- [50] W. Heitler, Quantum Theory of Radiation, second edition, Oxford University Press (1944)
- [51] B. Rossi, High Energy Physics, Prentice Hall, (1952)
- [52] E. Longo und I. Sestili, Monte Carlo Calculation of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass, Nucl. Inst. & Meth. 128 (1975) 283
- [53] G. Molière, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen, Z. Naturforsch. 2a (1947) 133 und Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [54] G. Bathow et al., Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV, Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [55] T. Yuda, Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogenous Media, Nucl. Inst. & Meth. 73 (1969) 301
- [56] G. A. Akopdjanov et al., Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cerenkov Spectrometer, Nucl. Inst. & Meth. 140 (1977) 441
- [57] K. Pinkau, Errors in Electromagnetic Cascade Measurements Due to Transition Effect, Phys. Rev. 139B (1965) 1549
- [58] J. del Peso, E. Ros, Monte Carlo Investigation of the Transition Effect, Nucl. Inst. & Meth. A295 (1990) 330
- [59] E. Lohrmann, Einführung in die Elementarteilchenphysik, B. G. Teubner, Stuttgart 1983
- [60] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters; CERN/EP 86-141, Geneva (1986)
- [61] M. Miyajima et al. Average Energy Expended per Ion Pair in Liquid Argon, Phys. Rev. A9 (1974) 1439
- [62] H1 Calorimeter Group Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter, DESY 87-098, Hamburg 1987
- [63] A. Drescher et al., The Argus Electron/Photon Calorimeter, Nucl. Inst. & Meth. 216 (1983) 35
- [64] J. Engler, Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters, Nucl. Inst. & Meth. 225 (1984) 525
- [65] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters, Nucl. Inst. & Meth. A259 (1987) 389
- [66] H. Brückmann et al., On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters, DESY 87-064, July 1987

- [67] C. W. Fabjan und R. Wigmans, Energy Measurement of Elementary Particles, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1519
- [68] T. W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges und R. D. Neef, An investigation of Fission Models for High-Energy Radiation Transport Calculations, KFA Jülich report JUEL-1859, Jülich, July 1983, und Nucl. Inst. & Meth. T. A. Gabriel und W. Schmidt Nucl. Inst. & Meth. Phys. Res. 222 (1984) 540
- [69] R. Wigmans, Energy Loss of Particles in Dense Matter – Calorimetry, NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987
- [70] T. A. Gabriel und K. Chandler, Part. Acc. 5 (1973) 161; Part. Acc. 34 (1976) 271
- [71] J. P. Dishaw, The Production of Neutrinos and Neutrino-like Particles in Proton-Nucleus Interactions, SLAC-Report 216 (1979), Dissertation
- [72] M. Holder et al., (CDHS), Nucl. Inst. & Meth. 151 (1978) 69
H. Abramowicz et al. (CDHS), Nucl. Inst. & Meth. 180 (1981) 429
- [73] WA87 Collaboration, Nucl. Inst. & Meth. A 243 (1986) 348
- [74] W. Braunschweig et al., (H1 Calorimeter Group), Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, Nucl. Inst. & Meth. A265 (1988) 419
identisch: DESY 87-098 August 1987
- [75] W. Braunschweig et al., (H1 Calorimeter Group), Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamer Tube Tail Catcher, Nucl. Inst. & Meth. A275 (1989) 246
identisch: DESY 88-073 June 1988
- [76] H. Greif, Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton-Speicherring-Experimenten, MPI-PAE/Exp.El. 229 (1990) (Dissertation Technische Universität München)
- [77] W. Braunschweig et al., (H1 Calorimeter Group), Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, DESY 89-022
- [78] V. Shekelyan, Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry, H1-Int. Rep. H1-04/93-288
- [79] H1 Collaboration, Guide to Simulation program H1SIM, Ed.: J. Meyer, (1991)
- [80] R. Brun et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1, Genf, September 1987
- [81] R. L. Ford, W. R. Nelson, The EGS Code System, SLAC-Report No. 210 UC-32, Stanford June 1978
W. R. Nelson et al., The EGS Code System, SLAC - Report No. 265, Stanford 1985

- [82] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers, Physics and Applications, PITHA 85/02, Aachen 1985
H. Fesefeldt, The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadronic Calorimeters, Nucl. Inst. & Meth. A263 (1988) 114
- [83] The Lund Monte Carlo Programs, CERN Pool programs W5035/W5045/W5046/W5047/W5048 long writeup (1989)
- [84] B. Andrieu et al., Results from pion calibration runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and comparisons with simulations. Siehe auch DESY/93-047, (Apr. 1993)
- [85] J. Gayler et al., Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter, H1-Int. Rep. H1-04/91-171, April 8, 1991
Determination of the Calibration Constant for FB2E from CERN Test Data, H1-Int. Rep. H1-09/92-241 (1992)
- [86] H. P. Wellisch, Diplomarbeit, Technische Universität München (1990)
- [87] L. Goerlich, H. P. Wellisch, Documentation of the LAr Clustering, H1-Int. Rep. H1-12/91-204
- [88] H. B. Shooshtari, An Efficient Recipe for Background Rejection at L4 Trigger. H1-Int. Rep. H1-05/92-225 25. May 1992
- [89] J. Ban et al., The BEMC Single Electron Trigger, H1-Int. Rep. H1-07/92-235, DESY (1992)
- [90] J. Heatherington et al., Studies of ToF efficiency during Autumn 1992 run, H1-Int. Rep. H1-07/93-306, DESY (1993)
- [91] T. Ahmed et al., Observation of deep inelastic scattering at low x , Phys. Lett. B299 (1993) 385-393
- [92] N. H. Brooks, A. DeRoeck, A. T. Doyle, An Interface for HERA Photoproduction Physics, in Physics at HERA, Vol. 3 1453, DESY (1992)
- [93] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 - PYTHIA at HERA, in Physics at HERA, Vol. 3, 1405, DESY (1992)
- [94] H1 Collab., I. Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515
- [95] K. Kleinknecht, Teilchendetektoren Teubner, Stuttgart 1987
- [96] L. Lönnblad, Ariadne version 4, in: W. Buchmüller, G. Ingelman, Physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1-3, DESY, Hamburg, 29.-30. Oktober 1991
- [97] B. R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 253

- [98] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461
- [99] T. Sjöstrand, Z. Phys. C42 (1989) 301
- [100] T. Sjöstrand et al., in Z Physics at LEP 1, eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (Geneva, 1989), Vol. 3 p. 143
- [101] T. Sjöstrand, CERN-TH 6275/91, to be published in Proc. of CERN School of Computing, Ystad, Sweden, 1991
- [102] G. Altarelli, G. Martinelli, Phys. Lett. 76B (1978) 89
- [103] R. Peccei, R. Rückl, Nucl. Phys. B162 (1980) 125
- [104] A. Méndez, Nucl. Phys. B145 (1978) 199
Ch. Rumpf, G. Kramer, J. Willrodt, Z. Phys. C7 (1981) 337
- [105] G. Ingelman, Physica Scripta 33 (1986) 39
- [106] M. Bengtsson und T. Sjöstrand, Phys. Lett. B185 (1987) 435; Nucl. Phys. B289 (1987) 810
- [107] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, und S. I. Troian, in Perturbative QCD, ed. A. H. Mueller (World Scientific, Singapore, 1989), p. 241
- [108] M. Bengtsson, Improve Parton Showers in ep Interactions, RWTH PITHJA 88/11; Aachen (1988)
- [109] M. Ciafaloni, Nucl. Phys. B296 (1987) 49
S. Catani, F. Fiorani und G. Marchesini, Nucl. Phys. B336 (1990) 18
G. Marchesini und B. R. Webber, Nucl. Phys. B349 (1991) 617
- [110] A. H. Mueller, Phys. Lett. 104B (1981) 161;
B. I. Ermolaev und V. S. Fadin, JETP Lett. 33 (1981) 269
- [111] R. D. Field, R. P. Feynman, A Parametrization of the Properties of Quark Jets, Nucl. Phys. B136 (1978)
- [112] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand, Parton Fragmentation and String Dynamics, Phys. Rep. 97, 33, (1983)
- [113] G. Marchesini und B. R. Webber, Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B 238, 1, (1984)
B. R. Webber, A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B 238 (1984) 492
J. C. Collins, Spin Correlations in Monte Carlo Event Generators, Nucl. Phys. B 304 (1988) 794
I. G. Knowles, Spin Correlation in Parton-Parton-Scattering, Nucl. Phys. B 310 (1988) 571

- [114] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H. J. Möhring Computer Phys. Comm. 69 (1992) 155, siehe auch Referenzen darin
- [115] T. Ahmed et al., Measurement of the hadronic final state in deep inelastic scattering at HERA, Phys. Lett. B298 (1993) 469-478
- [116] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, Computer Phys. Comm. 67 (1992) 465
- [117] M. Arneodo et al., Z. Phys. C36 (1987) 527-543
- [118] J. Gayler, in: Proc. 3rd Intern. Conf on Calorimetry in high energy physics (Corpus Christi, TX, 1992), to be published
- [119] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, Phys. Rev. D 47 (1993) 867 -882
- [120] A. Donnachie, P. V. Landshoff, M/C-92/11, DAMTP 93-23
- [121] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, Phys. Lett. B306 (1993) 145-150
- [122] J. Botts et al., Phys. Lett. B304 (1993) 159
- [123] J. G. Morfin, Wu-Ki Tung, Z. Phys. C 52 (1991) 13
- [124] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, S. V. Fadin, Phys. Lett. 60B, 50 (1975); Sov. Phys. JETP 45 (1977) 199
- [125] P. Lanius, private Mitteilung

Danksagung

Herrn Professor Gerd Buschhorn danke ich für die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Max-Planck-Institut für Physik sowie sein Interesse und seine Unterstützung während der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. P. Schacht für die Betreuung der Arbeit; er stand mir durch anregende Diskussionen und viele praktische Vorschläge stets helfend zur Seite.

Für ihre sorgfältige Durchsicht des Manuskriptes und die zahlreichen nützlichen Hinweise und Anregungen danke ich Herrn Dr. H. Oberlack und Dipl.-Phys. M. Fliesser.

Auch bei den Mitgliedern der H1-Kollaboration möchte ich mich bedanken; sie haben die Voraussetzungen für diese Analyse geschaffen. Besonders erwähnt seien in diesem Zusammenhang Herr Dipl.-Phys. P. Lanius und Herr Dr. M. Kuhlen für ihre Unterstützung während der Analyse der ersten Daten.

Mein Dank richtet sich des weiteren an alle Mitarbeiter des Instituts für ihre Hilfsbereitschaft und kollegiale Zusammenarbeit.

Dank gebührt auch den Mitgliedern des Institutsrechenzentrums sowie des Rechenzentrums in Garching, die mir bei der Bewältigung rechentechnischer Probleme mit Rat und Tat geholfen haben.