Entwicklung eines alternativen Gewichtungsverfahrens für das H1-Kalorimeter

Diplomarbeit

vorgelegt von

Çiğdem İşsever

März 1996

Universität Dortmund
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V

Gewidmet ist diese Arbeit
meiner geliebten Mutter und
meinem sanftmütigen Vater.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Der Speicherring HERA und das H1-Experiment

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der Struktur der Materie und der Wechselwirkungen ihrer Bausteine. Nach heutigem Wissen besteht die Materie aus Leptonen und Quarks, deren Wechselwirkungen untereinander durch Eichbosonen vermittelt werden. War es Anfang des 20. Jahrhunderts noch möglich, den körnigen Aufbau der Materie durch Bestrahlung einer Goldfolie mit α-Teilchen aufzulösen [Rut 11], werden heute große Beschleunigeranlagen benötigt, um die physikalischen Zusammenhänge auf dem Quarkniveau zu erforschen. In diesen Anlagen werden Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigt und zur Wechselwirkung gebracht. Die räumliche Auflösung dieser Streuexperimente wird durch die Heisenbergsche Unschärferelation [Hei 27] begrenzt:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}. \tag{1.1}$$

Die Auflösung kleinster Strukturen erfordert nach Gleichung (1.1) große Impulsüberträge Δp.

Eine der modernsten Beschleunigeranlagen ist der Speicherring HERA (siehe Abbildung 1.1) am DESY (Deutschen Elektronen-Synchrotron) in Hamburg. HERA ist weltweit die einzige Anlage, in der Elektronen, bzw. Positronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Sie werden in getrennten Strahlröhren, die sich in dem 6.3 km langen unterirdischen Tunnel befinden, geführt. Die Teilchen durchlaufen die Strahlröhren in entgegengesetzter Richtung. Vor der Einspeisung in den Speicherring HERA passieren die Elektronen und Protonen eine Reihe von Vorbeschleunigern. Danach werden sie im Speicherring auf die gewünschte Endenergie beschleunigt und gespeichert. Die Elektronen erreichen eine Energie von

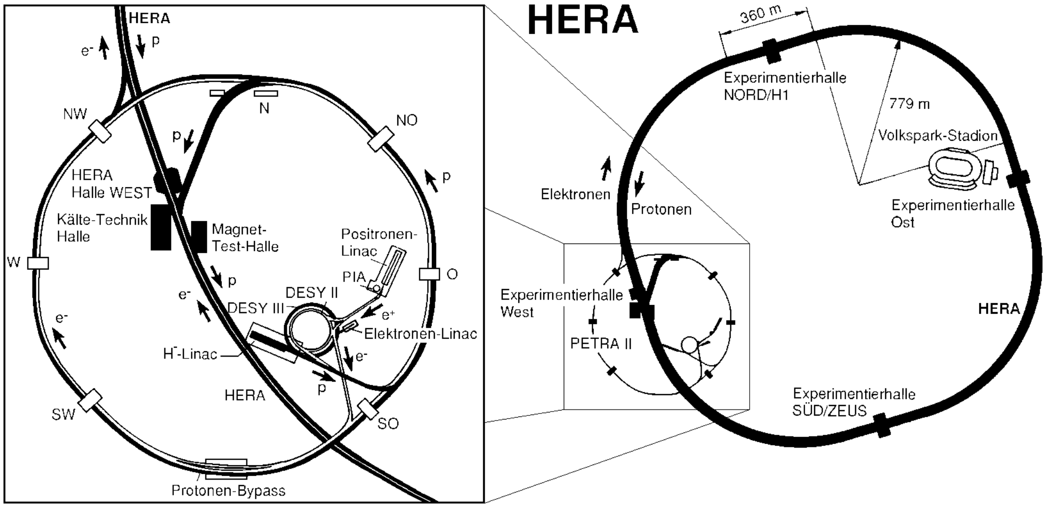

Abbildung 1.1: *Die* **H***adron*-**E***lektron*-**R***ing*-**A***nlage* **HERA**

27.5 GeV und die Protonen eine Energie von 820 GeV.

Die Elektronen und Protonen werden an zwei Wechselwirkungspunkten, an denen sich der H1-Detektor und der ZEUS-Detektor befinden, zusammengeführt und aneinander gestreut. Beide Detektoren umgeben die Wechselwirkungspunkte derart, daß möglichst der gesamte Raumwinkel um die Wechselwirkungspunkte mit Nachweisgeräten ausgestattet ist. Mit Hilfe der Detektoren werden die Impulse und die Energien der bei der Kollision entstandenen Teilchen gemessen.

Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau des H1-Detektors. Da die Reaktionsprodukte aufgrund der sehr viel größeren Energie der Protonen vorwiegend in Protonrichtung gestreut werden, ist er asymmetrisch aufgebaut. Der H1-Detektor besteht aus mehreren Detektorkomponenten. Im folgenden werden die wichtigsten Komponenten kurz beschrieben. Eine detailliertere Beschreibung ist in [H1 96] zu finden.

Um den Wechselwirkungspunkt (1) befinden sich die Zentral- und Vorwärstsspurkammern (2),(3). An diese Kammern schließt sich das Kalorimeter (4),(5), welches der Energiemessung dient, an. Eine supraleitende Spule (6) erzeugt parallel zur Strahlachse ein Magnetfeld von 1.2 Tesla, um die Impulsmessung der Teilchen zu ermöglichen. Das instrumentierte Eisen (10) dient zur Rückführung des magnetischen Flusses und zur Ergänzung des Kalorimeters, um nicht vollständig absorbierte Teilchenschauer nachzuweisen. Mit Hilfe der installierten Streamerröhren-Detektoren wird es auch zur Myonenidentifikation genutzt.

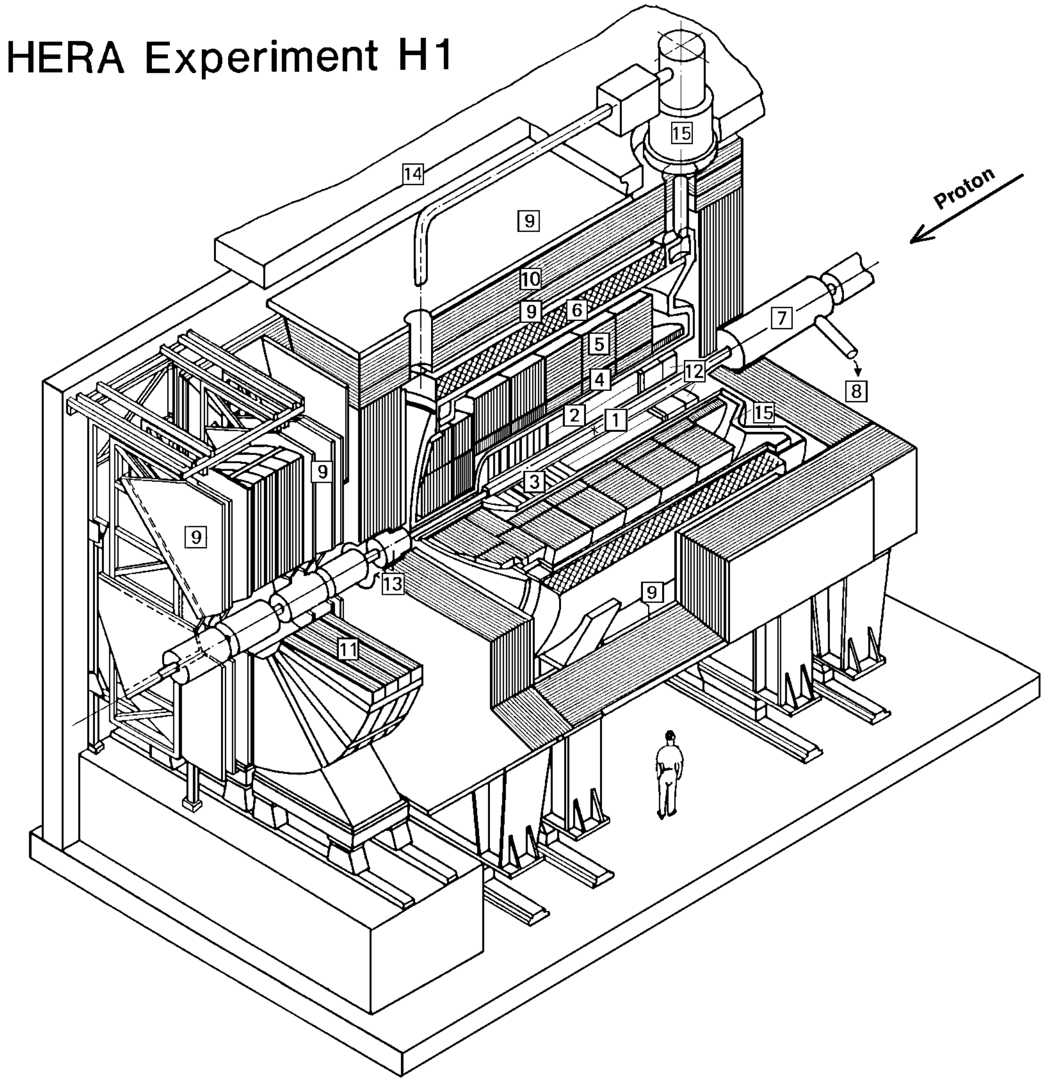

Abbildung 1.2: *Der H1-Detektor*

1.2 Die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei H1

Der innere Aufbau des Protons wird bei dem H1-Experiment mit Hilfe der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung erforscht. Die Elektronen und Protonen wechselwirken dabei über den Austausch virtueller Photonen oder Vektorbosonen. Abbildung 1.3 zeigt für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung niedrigster Ordnung die Prozesse des ungeladenen Stromes (NC) und des geladenen Stromes (CC). Bei dem ersten Prozeß werden Photonen oder Z^0-Bosonen und im Falle des geladenen Stromes $W^{\pm}$-Bosonen ausgetauscht. Dabei wird auf eines der Quarks des Protons der Impuls (q) übertragen und das Proton aufgebrochen. Es entstehen über Fragmentationsprozesse eine Vielzahl von Hadronen, die in Teilchenbündeln, den sogenannten Jets, den Wechselwirkungspunkt verlassen. In Abbildung 1.3 sind der Strom- und der Protonjet zu sehen.

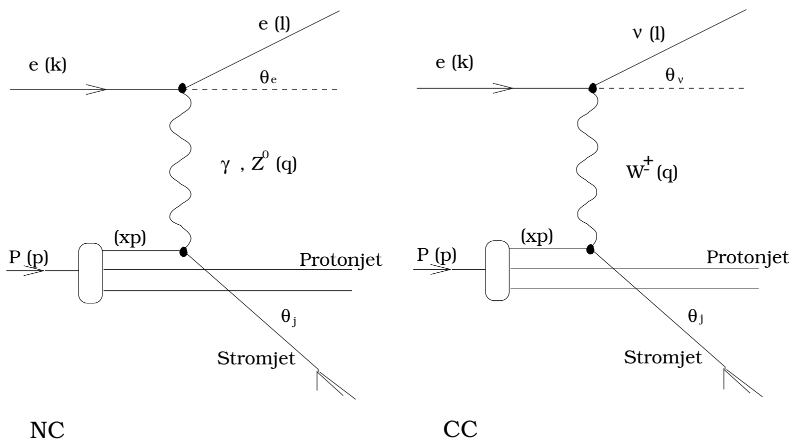

Abbildung 1.3: *Neutraler Strom (NC) und geladener Strom (CC) in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung. Die Viererimpulse der Teilchen sind in Klammern angegeben.*

Für die Rekonstruktion der Prozesse mit ungeladenem Strom ist es nötig entweder die Energie des auslaufenden Elektrons und den Streuwinkel θ_e, oder die Energie des hadronischen Endzustandens und den Streuwinkel θ_j zu messen. Im Falle des geladenen Stromes muß die Energie des hadronischen Endzustandes und der Streuwinkel θ_j gemessen werden, da das auslaufende Lepton ein Neutrino ist und im Detektor nicht nachgewiesen werden kann.

1.3 Ziel dieser Arbeit

Für die Rekonstruktion der bei einer Wechselwirkung ablaufenden Prozesse ist es essentiell, die Energie der Hadronen als auch die Energie der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen so genau wie möglich zu messen. Zur Energiemessung dient bei H1 ein feinsegmentiertes Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeter, das mit den Absorberlagen Blei, bzw. Stahl ein nicht kompensierendes Kalorimeter ist. In einem nicht kompensierenden Kalorimeter erzeugen elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen derselben Energie unterschiedliche Signale. Die Energierekonstruktion für das H1-Kalorimeter muß deswegen in der Lage sein, diesen unterschiedlichen Energiedepositionsmechanismen Rechnung zu tragen. Die feine Segmentierung erlaubt anhand topologischer Kriterien die Angleichung der Signale von elektromagnetischen und hadronischen Schauern mit der Hilfe von Software-Gewichtungsverfahren. Das in dieser Arbeit entwickelte Gewichtungsverfahren ist ein Beispiel hierfür. In dieser Arbeit wird dieses Gewichtungsverfahren zunächst beschrieben und mit dem derzeit verwendeten Gewichtungsverfahren der H1-Kollaboration verglichen.

Kapitel 2

Grundlagen der Kalorimetrie

2.1 Kalorimeter

In der Hochenergiephysik dienen Kalorimeter zur Messung der Teilchenenergien. Vereinfacht gesehen bestehen Kalorimeter aus einem Materieblock, in dem Teilchen ihre Energie deponieren. Dringt ein Teilchen in ein Kalorimeter ein, so wechselwirkt es mit dem Kalorimetermaterial und es entstehen als Produkt dieser Wechselwirkungen Sekundärteilchen, die wiederum neue Teilchen erzeugen. Es entwickelt sich eine Teilchenkaskade, die auch als Schauer bezeichnet wird. Erreichen die Sekundärteilchen Energien, die nicht mehr zur Teilchenproduktion ausreichen, verlieren sie ihre Energie nur noch durch Ionisation und Anregung. Das Szintillationslicht und die Ladungen, die durch die Anregung und Ionisation erzeugt werden, können zur Energiebestimmung gesammelt und gemessen werden, da im allgemeinen zwischen der Einschußenergie des einfallenden Teilchens und der Anzahl der Signalträger ein Zusammenhang besteht.

Ende der 60er Jahre gewannen die Kalorimeter gegenüber den Spurdetektoren, die die Impulse geladener Teilchen messen, immer mehr an Bedeutung. Grund hierfür war unter anderem die Schwerpunktsverschiebung in der Teilchenphysik von der Hadronphysik zur Physik auf dem Quarkniveau. Zur Ermittlung der Eigenschaften der Hadronen ist es wichtig, die Viererimpulse, der bei einer Reaktion entstandenen Teilchen, zu messen. Dagegen führt eine Wechselwirkung auf dem Quarkniveau zur Bildung von Teilchenbündeln, den sogenannten Teilchenjets. Diese werden zum Beispiel von den in den Prozessen herausgeschlagenen Quarks durch Hadronisation erzeugt. Somit müssen zur Ermittlung der Eigenschaften der Wechselwirkung auf dem Quarkniveau die Jeteigenschaften gemessen werden. Diese globaleren Größen messen Kalorimeter effektiver und schneller als Spurvermessungsdetektoren.

Weitere Vorteile der Kalorimeter sind:

- Kalorimeter sind sowohl auf geladene als auch ungeladene Teilchen sensitiv.
- Die relative Energieauflösung $\sigma(\mathrm{E})/\mathrm{E} \sim 1/\sqrt{E}$ verbessert sich mit größer werdender Energie, während sich die relative Impulsauflösung für Magnetspektrometer gemäß $\sigma(\mathrm{p})/\mathrm{p} \sim \mathrm{p}$ verschlechtert.
- Da die longitudinale Ausdehnung des Schauers nur mit dem Logarithmus der Teilchenenergie anwächst, können Kalorimeter auch für große Teilchenenergien kompakt gebaut werden.
- Sie können relativ einfach segmentiert werden. Somit ist es möglich Informationen über die Topologie im Schauer zu gewinnen. Dies erlaubt zum Beispiel aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung verschiedener Teilchen eine Teilchenidentifikation.
- Die Qualität der Energiemessung ist in allen Raumrichtungen gleich.

Die Wechselwirkungsprozesse, die bei der Energiedeposition zum Tragen kommen, hängen von der Art des Teilchens und seiner Energie ab. Teilchen, die nur elektromagnetisch wechselwirken, erzeugen elektromagnetische Schauer. Diese unterscheiden sich stark von den hadronischen Schauern, die durch Teilchen erzeugt werden, die über die starke Kraft wechselwirken. Die Eigenschaften beider Schauertypen werden in Abschnitt 2.2 und 2.3 diskutiert.

2.2 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer werden von Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst. Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse in elektromagnetischen Schauern werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.2.1 Wechselwirkungen im elektromagnetischen Schauer

Abbildung 2.1 zeigt die verschiedenen Energieverlustmechanismen für Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von ihrer Energie. In Abbildung 2.2 sind für Photonen die Wirkungsquerschnitte für den Compton-, Photoeffekt und die Paarerzeugung zu sehen.

Im Energiebereich von einigen MeV verlieren Elektronen und Positronen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung. Photonen deponieren sie vorwiegend über den Photo- oder den Comptoneffekt. Hochenergetische ($>$ einige GeV) Elektronen/Positronen verlieren ihre Energie größtenteils über Bremsstahlungsprozesse und hochenergetische Photonen durch Elektron-Positron-Paarerzeugung. Beide Prozesse sind die Ursache für die Entwicklung einer Teilchenkaskade, da sie zur Teilchenmultiplikation führen.

Bremsstrahlungsphotonen werden durch die Wechselwirkung des Elektrons mit den Elektronen des Absorptionsmediums und mit dem Coulombfeld der Kerne emittiert. Der Energieverlust durch Bremsstahlung hängt stark von der Kernladungszahl Z des Absorptionsmaterials ab. Eine materialunabhängige Beschreibung des Prozesses ist mit Hilfe der Strahlungslänge X_0 möglich. Die Strahlungslänge wird durch:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \tag{2.1}$$

definiert. Sie ist materialabhängig und gibt für das jeweilige Material die Weglänge an, nach der ein Elektron durch Bremsstrahlungsprozesse im Mittel 1/e seiner ursprünglichen Energie besitzt. Eine gute Näherung für X_0 ist [Par 94]:

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1)\ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \left[g/cm^2\right] \tag{2.2}$$

mit

$$\begin{aligned} Z &= \textit{Ladungszahl des Absorptionsmediums}, \\ A &= \textit{Massenzahl des Absorptionsmediums}. \end{aligned}$$

Sinkt die Energie der Elektronen/Positronen auf die sogenannte kritische Energie E_c des Materials ab, so deponieren sie ihre Energie vorwiegend durch Ionisations- und Anregungsprozesse (siehe Abbildung 2.1). Die kritische Energie E_c des Materials ist die Energie, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation und Anregung ist:

$$-\frac{dE}{dX}(E_c)\mid_{Ionisation} = -\frac{dE}{dX}(E_c)\mid_{Bremsstrahlung}. \tag{2.3}$$

Eine gute Näherung für $Z \geq 13$ ist [Ama 81]:

$$E_c = \frac{550 MeV}{Z} \tag{2.4}$$

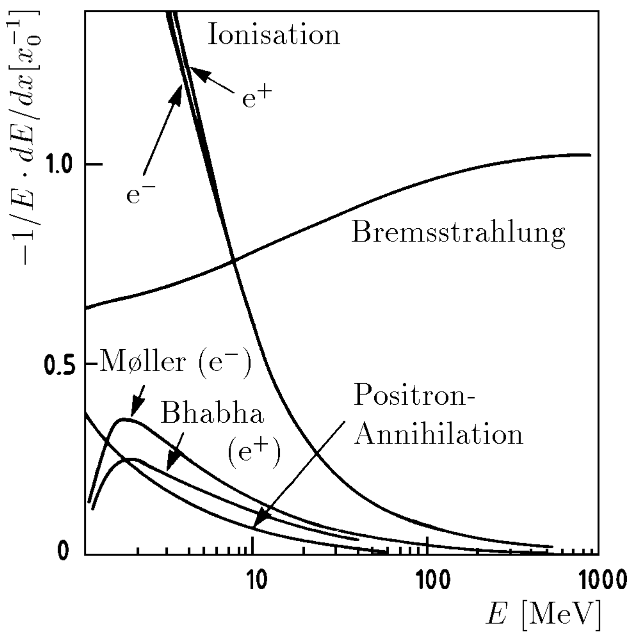

Abbildung 2.1: *Energieverlustmechanismen für Elektronen, bzw. Positronen in Blei in Abhängigkeit von der Elektronen-/Positronenenergie [Par 90]. (Møller-Streuung: $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$; Bhabha-Streuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$; Positronen-Annihilation: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$)*

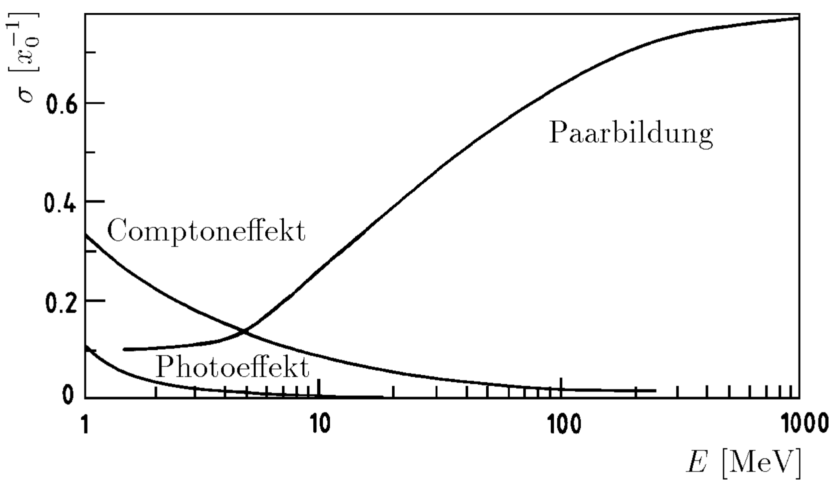

Abbildung 2.2: *Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten auf einer Strahlungslänge der Photoabsorption in Blei [Par 90].*

Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkungsprozesse der Photonen ist ebenfalls von ihrer Energie abhängig (siehe Abbildung 2.2). Im Energiebereich 518 keV $\geq E_\gamma \geq$ Ionisationsenergie dominiert in Blei (Z = 82) der Photoeffekt [Par 92]:

$$\gamma + Atom \quad \rightarrow \quad Atom^{+} + e^{-}.$$

Besitzt das Photon eine Energie von etwa 1 MeV, dann ist der Comptoneffekt vorherrschend:

$$\gamma + e^{-} \quad \rightarrow \quad \gamma + e^{-}.$$

Für Energien $\gg$ 1 MeV „zerfällt“ das Photon in einem Coulombfeld in ein Elektron-Positron-Paar:

$$\gamma + Kern \quad \rightarrow \quad e^{+} + e^{-} + Kern.$$

2.2.2 Schauerentwicklung

Die Schauerentwicklung erfolgt in zwei Phasen. In der ersten Phase wächst die Anzahl der Teilchen im elektromagnetischen Schauer durch Bremsstrahlungsprozesse und Elektron-Positron-Paarerzeugung lawinenartig an. Erreichen die Teilchen des Schauers Energien, die kleiner als die kritische Energie E_c sind, gewinnen absorptive Prozesse - Ionisation und Anregung für Elektronen/Positronen und Photo- und Comptoneffekt für Photonen - an Bedeutung. Dadurch nimmt die Anzahl der Schauerteilchen in der zweiten Phase exponentiell ab.

Die longitudinale Verteilung des Energieverlustes kann nach [Lon 75] folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\frac{dE}{dx} \sim const \cdot t^{a} e^{-b \cdot t}. \tag{2.5}$$

Dabei ist t die Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge X_0 (siehe Gleichung (2.2)), a und b sind Anpassunsgsparameter. In dieser Parametrisierung beschreibt t^a die erste Phase der Schauerentwicklung, in der sich die Teilchenkaskade entwickelt, und die Phase der Absorption der Schauerteilchen wird durch den Exponentialterm $e^{-b \cdot t}$ beschrieben.

Die maximale Energiedeposition geschieht in einer Tiefe von [Par 94]

$$t_e^{max} = \ln \frac{E_0}{E_c} - 0.5 \tag{2.6}$$

für Elektronen, und in einer Tiefe von

$$t_\gamma^{max} = \ln \frac{E_0}{E_c} + 0.5 \tag{2.7}$$

für Photonen.

Etwa 98% der Energie des Primärteilchens wird auf einer Länge von

$$L\,(98\%) = 2.5 \cdot t_{max}\,[X_0] \tag{2.8}$$

deponiert [Fab 85a]. Abbildung 2.3 zeigt für 6 GeV Elektronen das longitudinale Schauerprofil in verschiedenen Materialien.

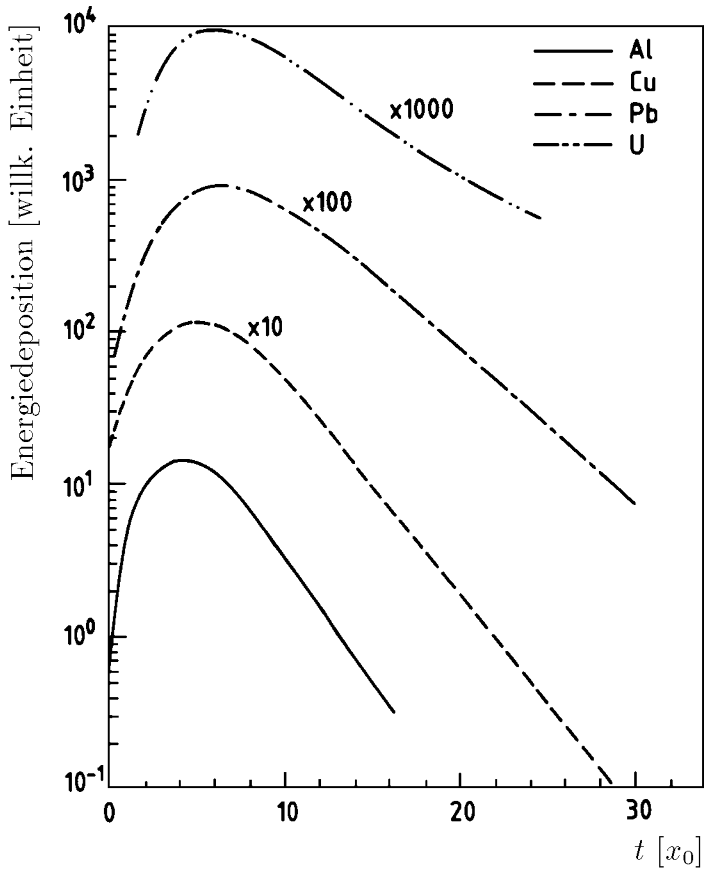

Abbildung 2.3: *Longitudinales Schauerprofil für 6 GeV Elektronen in Aluminium, Blei, Kupfer und Uran [Fab 85b].*

Die transversale Ausdehnung wird durch zwei verschiedene Phasen der Schauerentwicklung beeinflußt. Im Schauerkern ist die Vielfachstreuung der Elektronen an den Kernen des Absorptionsmaterials der bestimmende Prozeß. Die niederenergetischen Photonen, die in der späteren Phase des Schauers erzeugt werden, bestimmen dagegen die transversale Ausdehnung des Schauers an seinen Rändern. Aufgrund ihrer größeren Reichweite in Materie führen sie zu einer stärkeren Aufweitung des transversalen Schauerprofils. Da ihre Anzahl mit der longitudinalen Schauerentwicklung steigt, bedingt dieses eine Zunahme der transversalen Ausdehnung des Schauers mit der longitudinalen Schauerentwicklung.

Eine charakteristische Größe zur Beschreibung der transversalen Energiedeposition im Schauer ist der Molière-Radius [Mol 47]:

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha} \frac{X_0}{E_c}} \tag{2.9}$$

Etwa 95% der Energie im Schauer wird in einem Zylinder mit dem Radius [Bat 70]

$$R\,(95\%) = 2R_M = \frac{42MeV}{E_c} X_0 \tag{2.10}$$

deponiert.

2.3 Hadronische Schauer

Hochenergetische Hadronen lösen in Materie hadronische Schauer aus, indem sie durch inelastische Wechselwirkungen Sekundärteilchen, hauptsächlich Pionen, erzeugen. Im Mittel wird pro Wechselwirkung 50% der Energie an die Sekundärteilchen übertragen [Fab 85b]. Da die Bandbreite der möglichen Wechselwirkungsarten der Hadronen sehr groß ist, gibt es in der Entwicklung hadronischer Schauer größere Fluktuationen als bei elektromagnetischen Schauern.

2.3.1 Spallationsmodell

Nach Wigmans [Wig 87] ist der wahrscheinlichste Prozeß, der bei einem Stoß zwischen einem hochenergetischen Hadron und einem Kern stattfindet, die Spallation. Darunter wird das Aufbrechen des Kernes durch das Eindringen eines Hadrons verstanden.

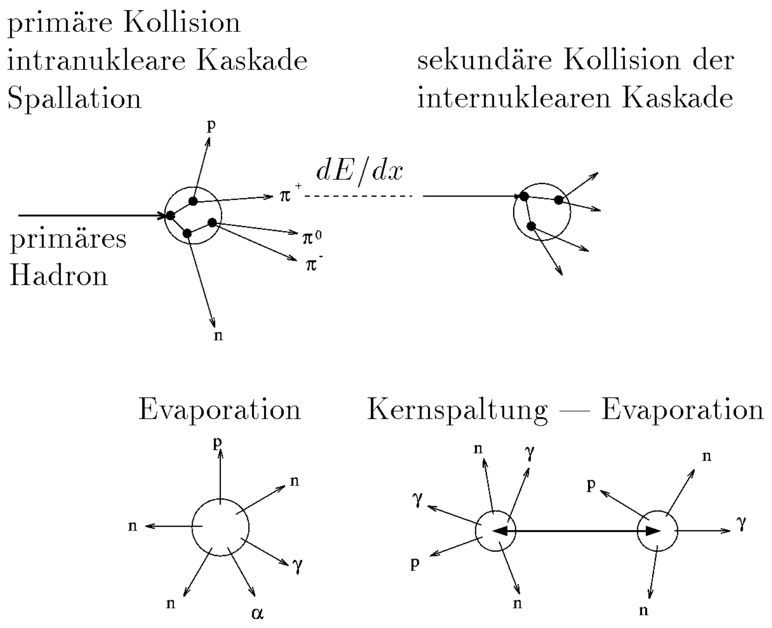

Abbildung 2.4: *Entwicklung eines hadronischen Schauers nach dem Spallationsmodell [Zei 91].*

Der Spallationsprozeß läuft in zwei Stufen ab. Zunächst entwickelt sich im Kern eine schnelle intranukleare Kaskade ($\sim 10^{-22}$ sec). Diesem folgt die Evaporation, das Abdampfen von Kernbausteinen oder Photonen vom angeregten Kern (10^{-18} bis 10^{-13} sec). Abbildung 2.4 zeigt den Ablauf der Spallation schematisch.

Die Intranukleare Kaskade

Das in den Kern eindringende Hadron überträgt seine Energie in quasifreien Stößen auf die Nukleonen des Kernes. Dabei können Pionen und andere Hadronen entstehen. Die angestoßenen Nukleonen, bzw. die erzeugten Hadronen übertragen ihre Energie wiederum auf weitere Nukleonen im Kern, wodurch sich eine Kaskade schneller Nukleonen im Kern entwickelt. Ist der Energieübertrag auf die Nukleonen, bzw. auf die Hadronen hinreichend groß, so sind sie in der Lage das Kernpotential zu überwinden und können den Kern verlassen. Diese Nukleonen führen durch weitere inelastische Wechselwirkungen mit anderen Kernen zu einer Teilchenmultiplikation im Schauer. Nukleonen, die den Kern nicht verlassen können, übertragen ihre kinetische Energie auf den Kern und führen zu seiner Anregung.

Evaporation

Der angeregte Kern verliert seine Energie durch Abdampfen (Evaporation) von Kernfragmenten und Photonen. Es ist auch möglich, daß es zu einer Kernspaltung mit anschließender Evaporation kommt. Ist die Anregungsenergie geringer als die Bindungsenergie pro Nukleon hört der Evaporationsprozeß auf. Die verbleibende Energie (einige MeV) wird in Form von γ-Strahlung abgegeben.

Zwischen den einzelnen inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen deponieren die Hadronen ihre Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse. Im Laufe der Schauerentwicklung nimmt die Energie der Teilchen von Generation zu Generation ab. Sind die Sekundärteilchen aufgrund ihrer niedrigen Energie nicht mehr in der Lage inelastische Wechselwirkungen auszulösen, deponieren geladene Teilchen ihre restliche Energie durch Ionisation und Anregung. Neutronen verlieren ihre Energie über elastische und inelastische Stöße, oder sie werden eingefangen.

2.3.2 Schauerkomponenten im hadronischen Schauer

Aufgrund der vielfältigen Wechselwirkungsprozesse, die bei Hadron-Kern-Wechselwirkungen stattfinden können, verteilt sich die im Schauer deponierte Energie eines Hadrons auf verschiedene Komponenten:

- elektromagnetisch deponierte Energie E_{elm},
- nicht nachweisbare Energie E_{inv},
- durch Hadronen über Ionisation und Anregung deponierte Energie E_{had}.

Die durch ein Hadron deponierte Energie ergibt sich aus der Summe dieser drei Energieanteile:

$$E_{dep} = E_{elm} + E_{inv} + E_{had} \; . \tag{2.11}$$

Abbildung 2.5 zeigt die Anteile der verschiedenen Energiekomponenten an der deponierten Energie in Abhängigkeit von der Primärenergie des Teilchens für hadronische Schauer. Diese Anteile wurden aus Protonereignissen, die mit den Programmen GEANT und CALOR (siehe Anhang B) simuliert worden sind, ermittelt [Spi 94]. Die eingezeichnete Gerade zeigt eine Anpassung an die simulierten Daten für den elektromagnetischen Anteil $f_{elm} = E_{elm}/E_{dep}$. Sie ist durch

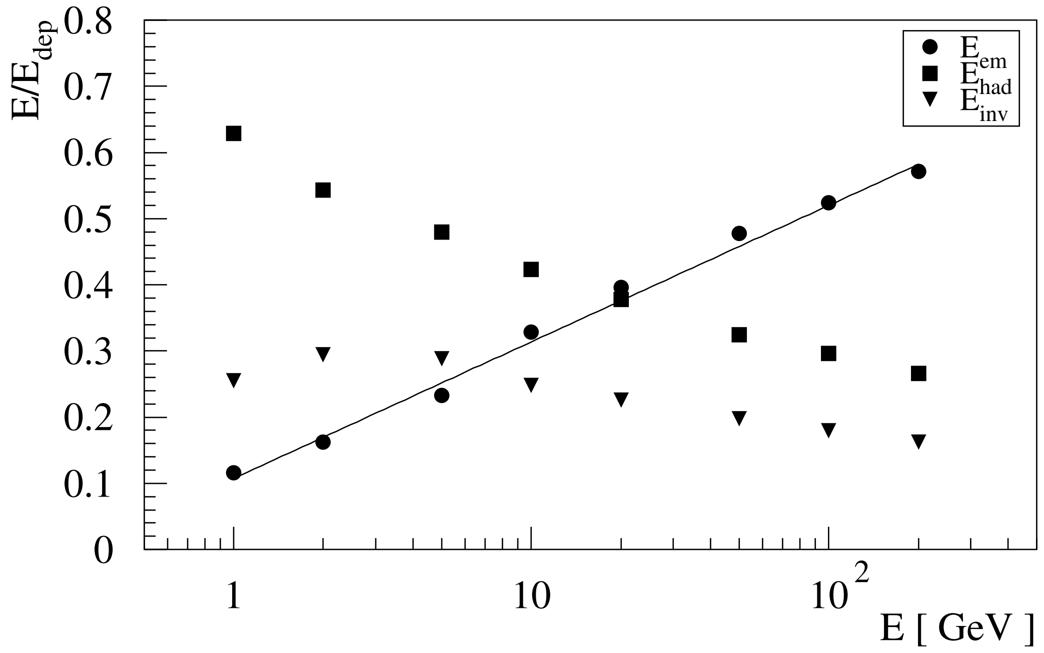

Abbildung 2.5: *Anteile der drei Energiekomponenten an der deponierten Energie in hadronischen Schauern von Protonen in Abhängigkeit von der Primärenergie E. Die Protonereignisse wurden mit CALOR in einem Stahlblock simuliert [Spi 94].*

$$f_{elm} = (0.09 \pm 0.001) \cdot \ln\left(\frac{E}{GeV}\right) + (0.108 \pm 0.001) \qquad (2.12)$$

gegeben [Spi 94].

Elektromagnetisch deponierte Energie

Einige der während der intranuklearen Kaskade erzeugten Sekundärteilchen deponieren ihre Energie ausschließlich elektromagnetisch. Von Bedeutung sind dabei die ungeladenen Pionen. Im Mittel sind 1/3 der Pionen, die durch eine inelastische Wechselwirkung erzeugt werden, ungeladen. Aufgrund ihrer geringen Lebensdauer von $\tau = (8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$sec [Par 94] zerfallen die ungeladen Pionen, bevor sie inelastisch mit einem Kern wechselwirken können, in zwei Photonen. Diese Photonen lösen innerhalb des hadronischen Schauers elektromagnetische Subschauer aus. Der Anteil f_{elm}, der in elektromagnetischen Subschauern deponierten Energie, nimmt mit der Energie des Einfallsteilchens E in hadronischen Schauern zu (siehe Abbildung 2.5).

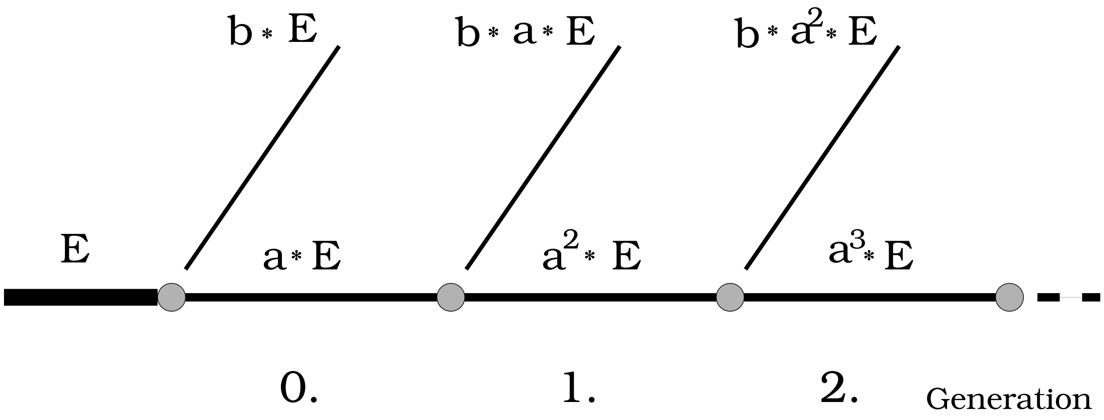

Abbildung 2.6: *Energiefluß in einem einfachen Modell für hadronische Schauer.*

Mit Hilfe eines einfachen Schauermodells soll dieser Sachverhalt veranschaulicht werden (siehe Abbildung 2.6). Die mittlere Anzahl der in einer pp-Streuung erzeugten geladenen Teilchen ist zum Beispiel durch $\langle N(s)\rangle = 0.88 + 0.44 \ln s + 0.118 \ln s^2$ gegeben [Par 92], wobei $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie ist. Es wird zur Vereinfachung der Diskussion angenommen, daß in jeder Teilchengeneration die energieabhängige Anzahl der erzeugten Teilchen N(E) konstant sei. Die Energien der Teilchen einer Generation sollen gleich groß sein und es möge eine Schwellenenergie E_{thr} existieren, unterhalb der keine inelastischen Wechselwirkungen mehr stattfinden. Weiterhin werde in jeder Generation ein konstanter Anteil b der Energie elektromagnetisch deponiert. Somit ist a=1-b der Anteil der Energie in einer Generation, die für die nächste Generation zur Verfügung steht. Dann ergibt sich für f_{elm}:

$$\begin{aligned} f_{elm} &= \frac{E_{elm}}{E} \\ &= b + b \cdot a + b \cdot a^2 + \ldots \\ &= \sum_{i=0}^{g} b \cdot a^i \\ &= 1 - a^{g+1} \end{aligned} \tag{2.13}$$

Die Größe E ist die Einfallsenergie des Primärteilchens und E_{elm} ist die in einem hadronischen Schauer elektromagnetisch deponierte Energie. In Gleichung (2.13) wird über die Generationen i summiert.

Die Anzahl der erzeugten Generationen g hängt von der Einfallsenergie des Primärteilchens ab. Jedes Teilchen einer Generation i besitzt in diesem Modell die

Energie

$$E_i = \left(\frac{1}{N}\right)^{i+1} \cdot E \; . \tag{2.14}$$

Erreichen die Teilchen einer Generation die Schwellenenergie E_{thr}, ist es nicht mehr möglich eine neue Generation von Teilchen zu erzeugen. Die Anzahl der erzeugten Generationen g ergibt sich somit aus der Abbruchbedingung:

$$E_g = E_{thr} \; . \tag{2.15}$$

Aus (2.15) und (2.14) folgt:

$$\left(\frac{1}{N}\right)^{g+1} \cdot E = E_{thr} \tag{2.16}$$

$\Rightarrow$

$$g = \log_N \left(\frac{E}{E_{thr}}\right) - 1 \; . \tag{2.17}$$

Wird in Gleichung (2.13) g durch (2.17) ersetzt, ist f_{elm} gegeben durch:

$$\begin{aligned} f_{elm} &= 1 - a^{\log_N \left(\frac{E}{E_{thr}}\right)} \\ &= 1 - a^{\log_a \left(\frac{E}{E_{thr}}\right) \cdot \frac{\ln a}{\ln N}} \\ &= 1 - \left(\frac{E}{E_{thr}}\right)^{\frac{\ln a}{\ln N}} \; . \end{aligned} \tag{2.18}$$

Da der Exponent aus $\ln a$ und $\ln N$ kleiner als Null ist, nimmt der elektromagnetische Anteil mit zunehmender Einfallsenergie zu. Für den Limes $E \to \infty$ nähert sich der elektromagnetische Anteil eins.

Mit einem ähnlichen Ansatz, bei dem die Anzahl der erzeugten Neutronen pro Wechselwirkung energieabhängig ist, erhält Groom [Gro 89] über die Lösung einer iterativen Gleichung für die nicht durch ungeladene Pionen deponierte Energie E_{nelm}:

$$E_{nelm} = E \left(\frac{E}{E_k}\right)^{m-1} \; . \tag{2.19}$$

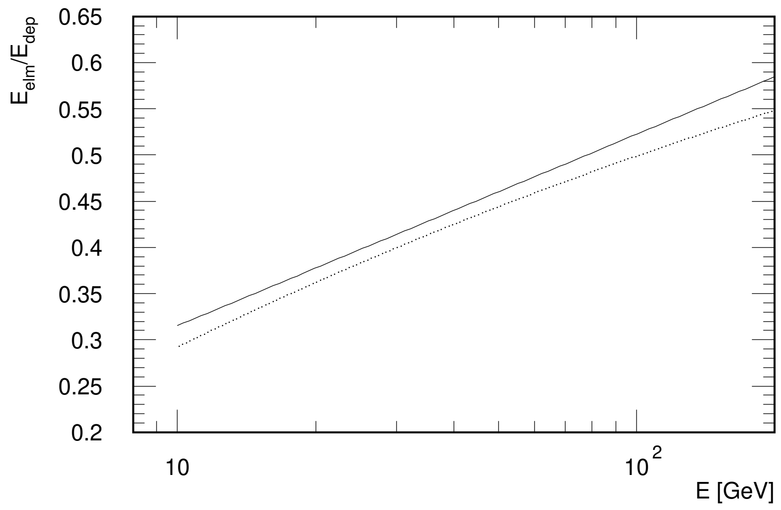

Abbildung 2.7: *Der Anteil der elektromagnetisch deponierten Energie* $f_{elm} = E_{elm}/E_{dep}$ *in Abhängigkeit von der Einfallsenergie* E. *Die durchgezogene Linie gibt die Anpassung an die simulierten Daten aus Abbildung 2.5 wieder, die gepunktete Linie zeigt den Verlauf der durch Gleichung (2.20) beschriebenen Abhängigkeit.*

Wobei nach Groom $E_k \simeq 1GeV$ ein Skalenfaktor ist, und m für Einfallsenergien größer 10 GeV den Wert 0.85 annimmt. Somit folgt mit $E_{elm} + E_{nelm} \simeq 1$ für den elektromagnetischen Anteil aus Gleichung (2.19):

$$f_{elm} = 1 - \frac{E^{-0.15}}{E_k} \, . \tag{2.20}$$

In Abbildung 2.7 wird die durch die Gleichung (2.20) gegebene Abhängigkeit des elektromagnetischen Anteils von der Einfallsenergie mit der an die Simulationen angepaßten Gerade (siehe Abbildung 2.5) für Einfallsenergien größer als 10 GeV verglichen. Die Abbildung zeigt, daß die Gleichung (2.20) qualitativ mit der Anpassung (2.12) über den in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich übereinstimmt.

Nicht nachweisbare Energie

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern wird ein beträchtlicher Anteil der Energie in hadronischen Schauern für das Kalorimeter nicht nachweisbar deponiert. Etwa 20% [Ama 81] der Energie der Hadronen wird zum Aufbrechen der Kernbindungen verwandt (siehe auch Abbildung 2.5). Weiterhin werden etwa 10% der Energie durch die extrem kurzreichweitigen Kernfragmente weggetragen. Diese Energie ist in Sampling-Kalorimetern (siehe Kapitel 2.4.1) größtenteils nicht nachweisbar, da sie in den Absorberlagen verbleibt. Zur nicht nachweisbaren Energie tragen weiterhin Neutrinos, die ohne Energiedeposition aus dem Kalorimeter entweichen, und Myonen, die nur einen sehr kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren, bei.

Hadronisch deponierte Energie

Zu dieser Energiekomponente zählen die Energiedepositionen der geladenen Hadronen durch Ionisations- und Anregungsprozesse. Hierbei wird der größte Anteil durch Protonen deponiert, die während der Spallation entstanden sind [Wig 87]. Der Energieverlust schwerer geladener Teilchen durch Ionisation und Anregung wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben [Par 94]:

$$-\frac{dE}{dx}\left[MeVg^{-1}cm^2\right] = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A_m}\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \tag{2.21}$$

z	=	Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung,
Z	=	Kernladungszahl,
A_m	=	molare Masse des Mediums $g\,mol^{-1}$,
T_{max}	=	maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron durch einen Stoß übertragen werden kann,
m_e, r_e	=	Elektronmasse und klassischer Elektronradius,
N_A	=	Avogadro Zahl = $6.022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$,
I	=	mittleres Ionisationspotential des Absorbermediums,
δ	=	Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [Ste 52],
β	=	v/c .

In Abbildung 2.8 ist der Energieverlust schwerer Teilchen durch Ionisation und Anregung pro reduzierter Weglänge $dE/(\rho dx)$ in Abhängigkeit von der Energie

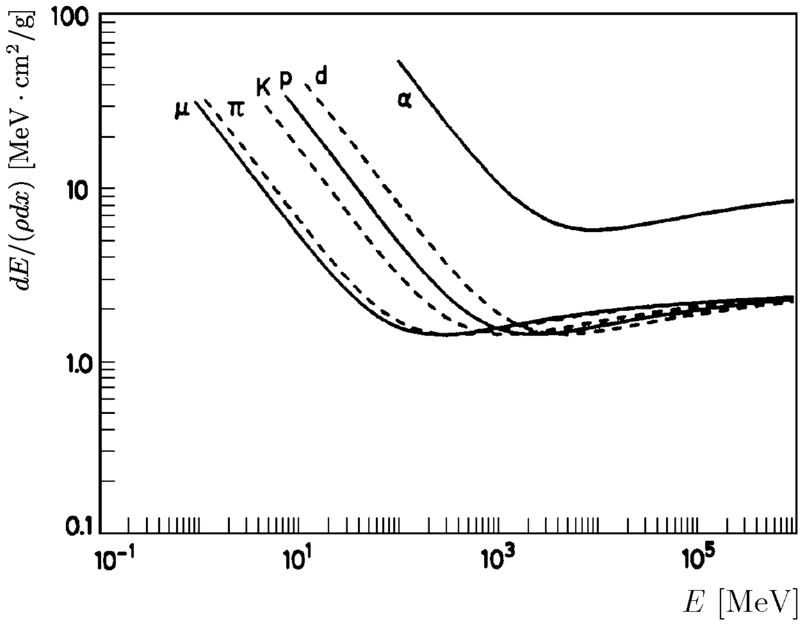

Abbildung 2.8: *Ionisationsverlust schwerer Teilchen in Abhängigkeit von der Energie [Leo 87].*

aufgetragen. Dabei ist ρ die Dichte des Absorptionsmediums.

Die Anteile der oben erwähnten Energiekomponenten schwanken sehr stark von Schauer zu Schauer. Diese großen Fluktuation sind eine bedeutende Begrenzung für die Auflösung der Energiemessung hadronischer Schauer.

2.3.3 Die räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer

Die Ausdehnungen hadronischer Schauer skalieren mit der Absorptionslänge λ. Die Absorptionslänge λ ist als die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Neutronen zwischen zwei inelastischen Wechselwirkungen definiert:

$$\lambda = \frac{A_m}{N_A \rho \sigma_{inel}} \, [cm] \ . \tag{2.22}$$

Dabei ist N_A die Avogadro Zahl, A_m die molare Masse des Absorptionsmediums und ρ ist die Massendichte. Experimentelle Messungen lassen sich nach Fabjan [Fab 85b] und Amaldi [Ama 81] mit den unten angegebenen Parametrisierungen gut beschreiben:

a) Für λ gilt näherungsweise

$$\lambda \simeq 35 A^{\frac{1}{3}} \left[g/cm^2\right] \ , \tag{2.23}$$

wobei A die Massenzahl ist.

b) Das Schauermaximum wird nach

$$t_{max} \simeq 0.2 \ln E\,[GeV] + 0.7 \tag{2.24}$$

zurückgelegten Absorptionslängen erreicht.

c) Etwa 95% der Energie im Schauer werden longitudinal in

$$L_{0.95}\,(\lambda) \simeq t_{max} + 2.5 \cdot (E\,[GeV])^{0.13} \tag{2.25}$$

Absorptionslängen deponiert.

d) Innerhalb eines Radius $R_{0.95} \simeq 1\lambda$ wird ungefähr 95% der Energie deponiert.

Hadronische Schauer sind länger und breiter als elektromagnetische. Zum Beispiel deponieren negativ geladene 300 GeV Pionen 95% ihrer Energie in 80cm Uran, während Elektronen derselben Energie schon nach einer Strecke von 10cm im Uran denselben Energieanteil deponiert haben [Fab 89].

2.4 Die Energiemessung mit Kalorimetern

In diesem Kapitel beschränkt sich die Beschreibung der Energiemessung mit Kalorimetern auf die Eigenschaften der Sampling-Kalorimeter, da das Kalorimeter des H1-Detektors ein Sampling-Kalorimeter ist.

2.4.1 Das Prinzip des Sampling-Kalorimeters

Um mit Kalorimetern die Energie des einfallenden Teilchens messen zu können, muß das Teilchen den größten Teil seiner Energie im Kalorimetervolumen deponieren. Weiterhin müssen die Signalträger, die von dem Teilchen im Kalorimeter freigesetzt werden, möglichst vollständig eingesammelt werden können, da die Anzahl der erzeugten Signalträger der Energie des Teilchens proportional ist.

Beide Anforderungen erfordern entgegengesetzte Materialeigenschaften. Das verwendete Material muß eine hohe Dichte besitzen, damit der Schauer sich vollständig im Kalorimeter entwickelt und die gesamte Energie des Teilchens absorbiert werden kann. Dagegen erfordert eine hohe Signaleffizienz, im Falle von elektrischen Ladungen als Signalträger, ein Material, welches eine geringe Erzeugungsenergie pro Ionenpaar besitzt und einen kleinen Einfangsquerschnitt für die Signalträger hat. Diese beiden Anforderungen erfüllt ein Sampling-Kalorimeter, das aus unterschiedlichen Materialien aufgebaut ist. Es besteht abwechselnd aus passiven Lagen eines Materials mit hoher Dichte, die den Schauer absorbieren, und aktiven Lagen eines anderen Mediums mit hoher Signaleffizienz.

Tabelle 2.1 zeigt die mittlere Energie pro Ionenpaar W, die mit einer Polonium-α-Strahlungsquelle für verschiedene Gase gemessen worden ist. Als Auslesemedium ist zum Beispiel Argon geeignet, da es nach Tabelle 2.1 eine kleine Energie pro Ionenpaar besitzt und als Edelgas einen geringen Einfangsquerschnitt hat. Verglichen mit Argon hat Xenon eine kleinere Energien pro Ionenpaar W. Xenon ist aber als Auslesemedien für ein großes Kalorimeter nicht geeignet, da es sehr hohe Beschaffungskosten besitzt. Blei ist mit seiner Strahlungslänge von 0.56 cm [Par 94] als Absorptionsmedium geeignet.

Gas	W, Energie $[eV]$ / Ionenpaar $\pm$ 0.5%
He	42.7
Ne	36.8
Ar	26.4
Kr	24.1
Xe	21.9
H_2	36.3
CO_2	34.5
$Luft$	35.5
O_2	32.5
N_2	36.6
CH_4	29.2
C_2H_2	27.5
C_2H_4	28.0
C_2H_6	26.6

Tabelle 2.1: *Mittlere Energie W zur Erzeugung eines Ionenpaares in reinen Gasen mit einer Polonium-α-Strahlungsquelle gemessen (E_α = 5.298 MeV) [Jes 54].*

Der beschriebene Aufbau der Sampling-Kalorimeter bedingt, daß nur der Anteil der Energie des Teilchens, der in den aktiven Lagen deponiert wird, als Signal gemessen werden kann, so daß der Schauer stichprobenartig abgetastet wird.

2.4.2 Die Signale in Sampling-Kalorimetern

Die insgesamt deponierte Energie E_{dep} in einem Sampling-Kalorimeter ist die Summe aus der Energie in den Absorberlagen E_{abs} und der Energie in den Nachweislagen E_{vis}. Der meßbare Anteil der Gesamtenergie wird Sampling-Anteil (S_f) genannt. Er ist von der Teilchenart T_i abhängig:

$$S_f\left(T_i\right) = \frac{E_{vis}\left(T_i\right)}{E_{dep}\left(T_i\right)} . \tag{2.26}$$

Allgemein ist es üblich, den Sampling-Anteil auf den Sampling-Anteil eines minimal ionisierenden Teilchens S(mip) zu normieren. Ein minimal ionisierendes Teilchen ist ein fiktives Teilchen, das seine Energie ausschließlich über Ionisation und Anregung verliert. Sein Energieverlust pro Längeneinheit ist von seiner Geschwindigkeit unabhängig, und entspricht dem eines einfach geladenen, schweren Teilchens, welches sich im Minimum der Bethe-Bloch Kurve (siehe Gleichung (2.21) und Abbildung 2.8) befindet.

2.4.2.1 Elektromagnetische Signale

Der auf den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens normierte Anteil der nachweisbaren Energie eines Elektrons in einem Sampling-Kalorimeter ist $S_f\left(e\right)/S\left(mip\right)$. Experimentell zeigt sich, daß für Sampling-Kalorimeter mit einem Absorber, der eine hohe Ladungszahl Z besitzt,

$$S_f\left(e\right)/S\left(mip\right) < 1$$

gilt. Erstmalig wurde dieser Effekt von Hofman et al. [Hof 82] experimentell gemessen. Verantwortlich für diesen sogenannten Migrationseffekt sind nach Brückmann [Brü 87] die niederenergetischen Photonen ($E_\gamma \leq 1 MeV$) im Schauer.

Diese können in Nachweismedien mit geringer Kernladungszahl einige cm ohne Wechselwirkung zurücklegen und wandern in die Absorberlagen aus. Dort werden sie, da der Wechselwirkungsquerschnitt für den Photoeffekt zu $Z^4 - Z^5$ proportional ist, Elektronen herausschlagen, die aufgrund ihrer geringen Energie, noch bevor sie das Nachweismedium erreichen können, in den Absorberlagen absorbiert werden. Der Anteil der Energie, der in den Absorberlagen deponiert wird, steigt somit an, und führt zur Verringerung des elektromagnetischen Signals. Da ein minimal ionisierendes Teilchen seine Energie gleichmäßig durch Ionisation und Anregung verliert, tritt der Migrationseffekt bei diesen fiktiven Teilchen nicht auf. Dieses führt dazu, daß das Verhältnis $S_f(e)/S(mip) < 1$ wird, falls das Signal der Elektronen durch den oben beschriebenen Migrationseffekt verringert wird.

2.4.2.2 Hadronische Signale

Idealerweise liefert ein Kalorimeter für hadronische und elektromagnetische Teilchen gleicher deponierter Energie gleiche Signale. Nicht kompensierende Kalorimeter besitzen ein Signalverhältnis ungleich 1. Der Grad der Nichtkompensation wird durch das in einem weiten Bereich energieunabhängige Verhältnis e/h beschrieben. Dabei ist e das Signal des Kalorimeters auf die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers. Die Abkürzung h steht für das Signal des Kalorimeters auf die hadronische Komponente eines hadronischen Schauers. Das e/h-Verhältnis kann nicht direkt gemessen werden.

Das Signal des Kalorimeters auf ein Elektron ist e und π ist das Signal eines Pions im Kalorimeter. Mit Hilfe des energieabhängigen Verhältnis e/π ist es möglich e/h zu bestimmen. Das reale Signal π eines Pions ergibt sich aus:

$$\pi = f_{em} \cdot e + (1 - f_{em}) \cdot h \ , \tag{2.27}$$

wobei $f_{em} = \frac{E_{elm}}{E_{dep}}$ ist (siehe Kapitel 2.3.2).

Für das Verhältnis zwischen den Signalen von Elektronen und Pionen, die die gleiche Energie deponieren, gilt:

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 + f_{elm} \cdot \left(\frac{e}{h} - 1\right)} \ . \tag{2.28}$$

Mit Gleichung (2.20) ergibt sich [Wig 91]

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{1}{1 + \left(\frac{h}{e} - 1\right) E^{-0.15}} \ . \tag{2.29}$$

Ein nicht kompensierendes Kalorimeter besitzt nach Gleichung (2.29) ein energieabhängiges e/π Verhältnis.

2.4.3 Die Auflösung der Sampling-Kalorimeter

2.4.3.1 Die Samplingfluktuationen

Da nur der Anteil der Energie, der in den aktiven Lagen deponiert wird, gemessen werden kann, ergibt sich bei der Energiemessung mit Sampling-Kalorimetern zusätzlich zu den intrinsischen Fluktuationen der physikalischen Prozesse, die innerhalb des Schauers ablaufen, ein weiterer Beitrag zur Fluktuation: die Samplingfluktuationen. Nach Fabjan [Fab 85b] betragen sie für elektromagnetische Kalorimeter mindestens

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E}\right]_{elm-sampling} = \frac{\sigma(N_x)}{N_x} = \frac{1}{\sqrt{N_x}} \simeq 0.032\sqrt{\frac{\Delta E\,(MeV)}{E\,(GeV)}}\,. \tag{2.30}$$

N_x ist die Anzahl der Kreuzungen der Teilchenspuren im Schauer mit den aktiven Lagen. ΔE ist die im Mittel in einer aktiven Lage deponierte Energie. Samplingfluktuationen für hadronische Kalorimeter sind verglichen mit elektromagnetischen Kalorimetern größer. Für Eisen/Uran Sampling-Kalorimeter lassen sie sich nach Fabjan [Fab 85b] durch

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E}\right]_{hadron-sampling} \simeq 0.09\sqrt{\frac{\Delta E\,(MeV)}{E\,(GeV)}}. \tag{2.31}$$

parametrisieren.

Um diese Fluktuationen zu verringern, müssen die Absorberlagen dünn und die Anzahl der Nachweislagen hoch sein. Dieses führt zur Erhöhung der Anzahl der Kreuzungen der Schauerteilchenspuren mit den aktiven Lagen, wodurch nach Gleichung (2.30) und (2.31) eine Verbesserung der Auflösung erreicht wird.

2.4.3.2 Elektromagnetische Signale

Die relative Energieauflösung der Sampling-Kalorimeter kann durch [Eng 84]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}. \tag{2.32}$$

parametrisiert werden. Der erste Term mit dem Parameter a in Gleichung (2.32) berücksichtigt die Samplingfluktuationen und die Fluktuationen der Teilchenanzahl im Schauer. Beide Fluktuationen sind aufgrund der Poisson-Verteilung zu $\sqrt{E}$ proportional. Der Parameter b wird durch das Rauschen der verwendeten Meßelektronik bestimmt. Da dieser Beitrag energieunabhängig ist, geht er mit $\frac{b}{E}$ in Gleichung (2.32) ein. Der Parameter c beschreibt die Auflösungsverminderung für das Kalorimeter unter Experimentbedingungen, zum Beispiel durch unvollständige longitudinale Absorption des Schauers, durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und durch Interkalibrationsfehler zwischen den Auslesekanälen des Kalorimeters [Dre 83].

An Gleichung (2.32) ist zu erkennen, daß sich die Energieauflösung des Kalorimeters mit zunehmender Energie des Teilchens verbessert, falls c vernachlässigbar ist.

2.4.3.3 Hadronische Signale

Unter Vernachlässigung des elektronischen Rauschens und etwaiger longitudinaler Absorptionsverluste läßt sich nach Wigmans [Wig 87] die Energieauflösung hadronischer Signale durch

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}} + X \cdot \left(\frac{e}{h} - 1\right) \tag{2.33}$$

parametrisieren.

Gleichung (2.33) zeigt deutlich, daß ein kompensierendes Kalorimeter mit e/h$\simeq$ 1 zu einer guten Auflösung führt. Weiterhin besitzen die Signale nur unter diesen Bedingungen eine Gaußform, welches für die Physikanalyse und für den Einsatz der Kalorimeter von großer Bedeutung ist. Es ist somit wichtig Kompensation zu erreichen.

2.4.4 Kompensationsverfahren

Nicht kompensierende Kalorimeter besitzen neben der schlechteren Auflösung hadronischer Signale weitere Nachteile. Die Signale hadronischer Teilchen sind im allgemeinen nicht gaußförmig verteilt. Weiterhin ist das hadronische Signal nicht kompensierender Kalorimeter in der Regel nicht in allen Energiebereichen zur

Einfallsenergie proportional. Die oben angeführten Nachteile nicht kompensierender Kalorimeter erfordern die Entwicklung von Kompensationsmethoden, die ein e/h $\simeq 1$ für hadronische Kalorimeter gewährleisten.

Um Kompensation erreichen zu können, gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder wird das elektromagnetische Signal verringert oder das hadronische Signal erhöht. Unter Ausnutzung des Migrationseffektes (siehe Abschnitt 2.4.3.2) besteht die Möglichkeit das elektromagnetische Signal zu verringern.

Das hadronische Signal läßt sich unter anderem durch Absorberlagen, die abgereichertes Uran U_{238} enthalten, erhöhen. Die nicht nachweisbaren Bindungsenergieverluste werden dabei durch die Energie, die bei der Kernspaltung frei wird, ersetzt. Die durch die Kernspaltung freigesetzten langsamen Neutronen müssen dann in geeigneten Nachweismedien eingefangen werden (hoher Wasserstoffgehalt). Ein Beispiel für diesen kompensierenden Kalorimetertyp ist das Kalorimeter des ZEUS-Experimentes, welches aus abgereichertem Uran und Szintillatormaterial besteht [Zeu 89]. Für Einfallsimpulse größer als 3 GeV erreicht dieses Kalorimeter ein e/π-Verhältnis von etwa 1 [Zeu 90]. Näheres zu dieser Art der Kompensation ist in [Weg 89] und [Wig 87] zu finden.

Neben diesen Hardware-Kompensationen ist es bei einem feinsegmentierten Sampling-Kalorimeter möglich, die Kompensation näherungsweise durch Software-Kompensationsmethoden zu erreichen. Hierbei werden die elektromagnetischen Schauerkomponenten durch ihre hohen Energiedepositionen in den Kanälen identifiziert. Hadronische Schauerkomponenten besitzen im Gegensatz zu den elektromagnetischen eine geringere Dichte der Energiedeposition in einem Kanal, da sie ihre Energie in einem größeren Volumen deponieren (siehe Abschnitt 2.3.3). Die hadronische Komponente wird bei den Software-Kompensationen nachträglich hochgewichtet. Ein Beispiel hierfür ist das in H1-Kollaboration angewandte Verfahren, das in Abschnitt 3.3.4 beschrieben wird.

Kapitel 3

Das H1-Kalorimeter

3.1 Aufbau des H1-Kalorimeters

Das H1-Kalorimeter [LAr 93a] ist ein feinsegmentiertes Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeter mit ca. 45000 Auslesezellen. Es besteht in z-Richtung (Protonrichtung) aus acht Rädern (siehe Abbildung 3.1).

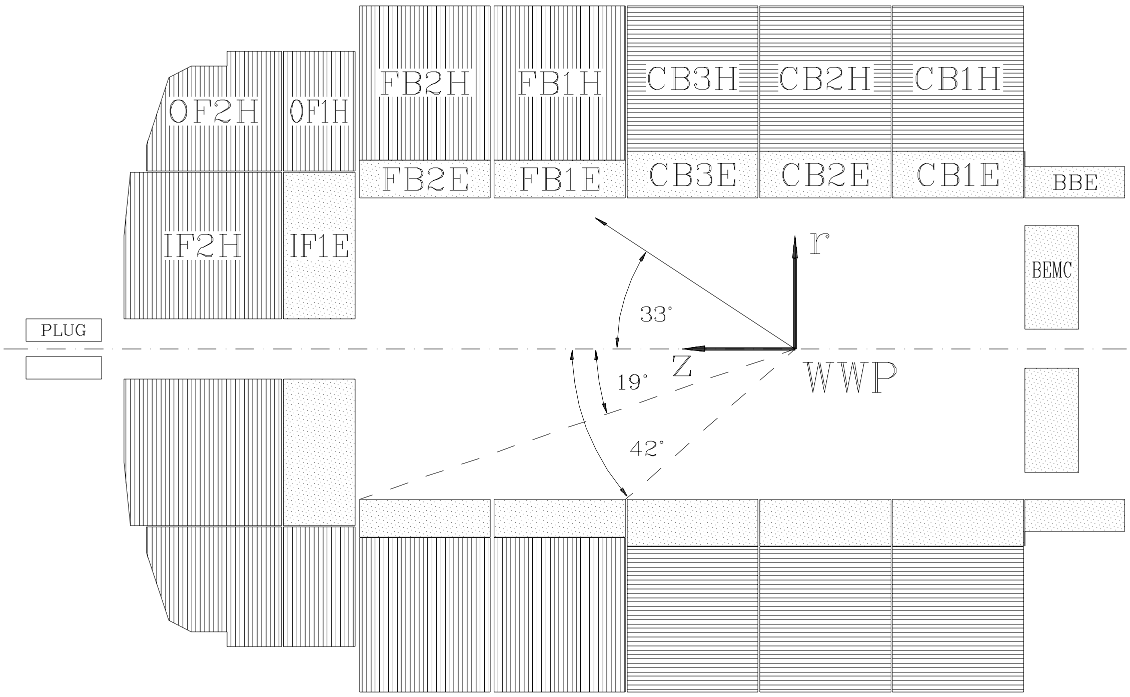

Abbildung 3.1: *Schnitt durch das H1-Kalorimeter parallel zur Strahlachse.*

Die Räder sind jeweils aus acht Oktanten aufgebaut, welche auch als Module bezeichnet werden. Die Richtung der Absorberplatten wurde so gewählt, daß vom Wechselwirkungspunkt einfallende Teilchen die Absorberplatten unter einem Winkel von mehr als 45° kreuzen. Deswegen verlaufen die Absorberplatten in den

CB-Rädern parallel zur Protonrichtung und in den IF- und FB-Rädern und im BBE-Rad senkrecht zur Protonrichtung.

Auf die Absorberplatten sind kupferkaschierte G10-Platinen angebracht, die zur Auslese der Signale dienen. Diese Ausleseplatinen sind in der r-ϕ-Ebene in Auslesesegmente eingeteilt (siehe Abbildung 3.2). Mehrere in z-Richtung aufeinander folgende Auslesesegmente werden zu Auslesezellen zusammengefaßt. In Abbildung 3.3 ist die Segmentierung in longitudinaler und radialer Richtung im H1-Kalorimeter dargestellt.

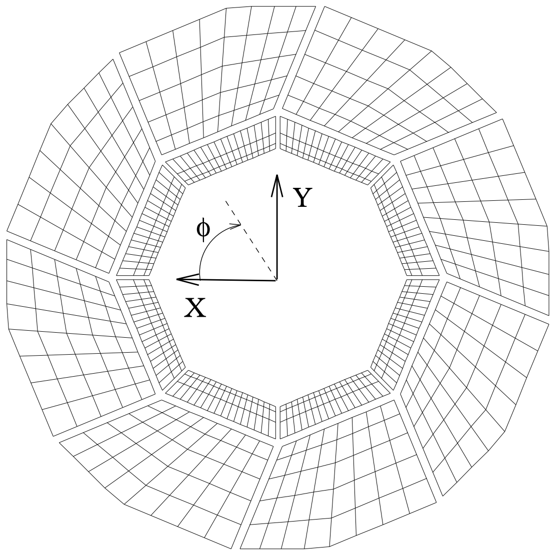

Abbildung 3.2: *Segmentierung des H1-Kalorimeters im elektromagnetischen (innere Module) und im hadronischen (äußere Module) Teil des H1-Kalorimeters in der r-ϕ-Ebene*

Das Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Teil (EMC), welcher von einem hadronischen Teil (HAC) umgeben ist (siehe Abbildung 3.2 und Abbildung 3.3). Die Auslesezellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters sind kleiner als die Auslesezellen im hadronischen Kalorimeter. Im elektromagnetischen Teil wurde Blei als Absorptionsmedium gewählt, welches eine Strahlungslänge von 0.56 cm [Par 94] besitzt. Die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeters variiert vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen mit dem Winkel θ bezüglich der Protonrichtung in HERA von 20 bis 30 Strahlungslängen und

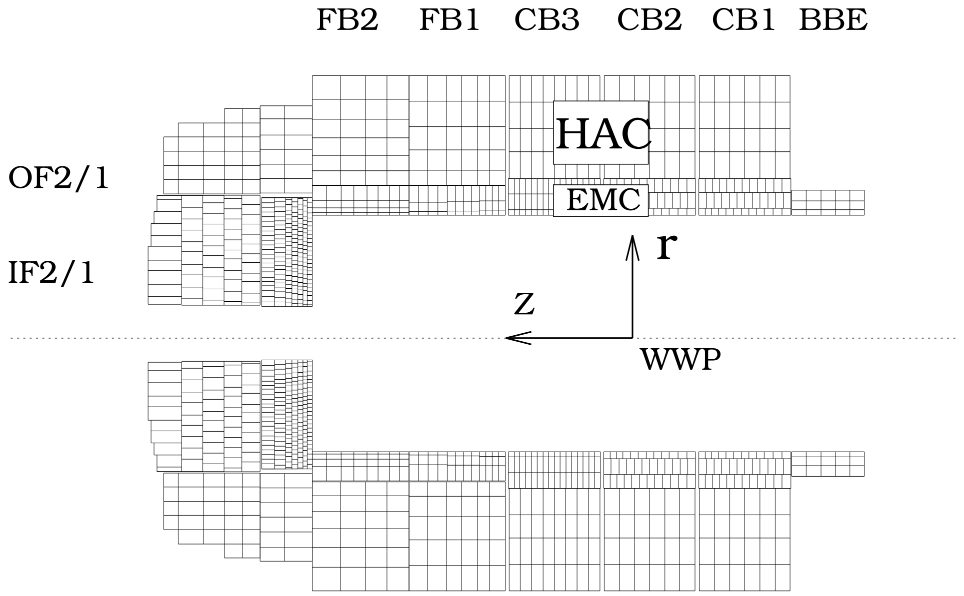

Abbildung 3.3: *Auslesezellen im elektromagnetischen (EMC) und hadronischen (HAC) Teil des H1-Kalorimeters in longitudinaler und radialer Richtung*

ermöglicht eine nahezu vollständige Erfassung elektromagnetischer Schauer in einem kleinen Volumen. Im hadronischen Teil des Kalorimeters wird als Absorptionsmaterial Stahl benutzt. Das H1-Kalorimeter hat eine Gesamttiefe von 4.5λ bis 8λ. Es deckt einen Winkelbereich von $4° < \theta < 154.8°$ ab.

Als Nachweismedium wird flüssiges Argon verwendet. Es erfordert eine geringe Energie W pro Ionenpaar (siehe Tabelle 2.1) und es besitzt einen kleinen Einfangsquerschnitt für Ladungsträger, da es ein Edelgas ist. Weitere Vorteile des flüssigen Argons sind:

- die Möglichkeit einer einfachen Kalibration,
- eine große Homogenität,
- eine hohe Strahlungsresistenz,
- die Möglichkeit einer feinen Segmentierung.

Flüssiges Argon ist nur auf direkt ionisierende Teilchen sensitiv. Neutronen können im flüssigen Argon nicht nachgewiesen werden. Nach den Ausführungen in Abschnitt 2.3.2 ist der Anteil der nicht nachweisbar deponierten Energie im H1-Kalorimeter groß. Mit einem e/π-Verhältnis von etwa 1.35 bei einer

Einfallsenergie von 10 GeV ist es ein nicht kompensierendes Kalorimeter (siehe Abbildung 3.4).

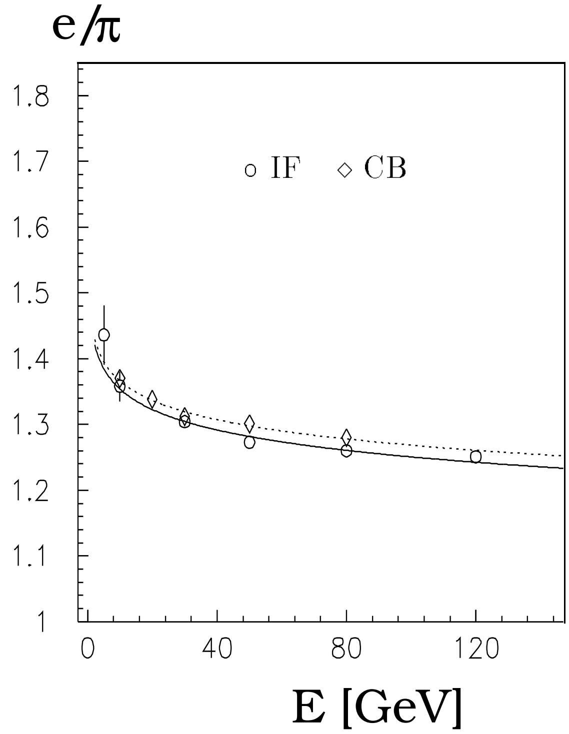

Abbildung 3.4: *Mit Hilfe von Simulationen berechnete e/π Verhältnis des H1-Kalorimeters für die IF- und CB-Module in Abhängigkeit von der Einschußenergie [LAr 93b].*

Die feine Segmentierung des H1-Kalorimeters bietet die Möglichkeit, näherungsweise eine Kompensation für jedes einzelne Ereignis durch Berücksichtigung seiner Schauerform zu erreichen. Hierzu wird bei dem H1-Experiment ein iteratives Energiegewichtungsverfahren benutzt, das in Abschnitt 3.3.4 beschrieben wird.

3.2 Die Kalibration und die elektromagnetische Skala

Um aus der im Kalorimeter erzeugten Ionisationsladung Q_0 auf die im Kalorimeter deponierte Energie schließen zu können, muß das Kalorimeter kalibriert werden. Hierzu wird ein Teilchenstrahl mit bekannter Einfallsenergie auf das Kalorimeter gerichtet und das Kalorimetersignal aufgezeichnet.

Mit Hilfe der Ionisationsladung Q_0 und der im Kalorimeter deponierten Energie E_{dep} ist die experimentelle Kalibrationskonstante c_{exp} gegeben durch

$$c_{exp} = \langle \frac{E_{dep}}{Q_0} \rangle \, . \tag{3.1}$$

Sowohl E_{dep} als auch Q_0 sind nicht meßbare Größen. Die gemessene Ladung Q in den Kanälen entspricht nicht genau der Ionisationsladung des Teilchens, da der Ionisationsladung Q_0 weitere Ladung bedingt durch das elektronische Rauschen überlagert ist, und aufgrund der endlichen Ladungssammlungseffizienz nicht alle erzeugten Ionisationsladungen erfaßt werden können.

Bevor ein Teilchen in das Kalorimeter gelangt, durchquert es im allgemeinen passives Material. Somit ist auch bei bekannter Einfallsenergie des Teilchens, die im Kalorimeter deponierte Energie E_{dep} nicht vollständig bekannt. Durch die präzise Simulation des Kalorimeters und des passiven Materials, ist es möglich E_{dep} zu bestimmen.

Um die Simulationen so realistisch wie möglich zu gestalten, zum Beispiel in Bezug auf Samplingfluktuationen, wird für die Simulationen ebenfalls eine Kalibrationskonstante bestimmt. Die Kalibrationskonstante für Simulationen ist folgendermaßen definiert:

$$c_{sim} = \langle \frac{E_{dep}}{E_{vis}} \rangle \, , \tag{3.2}$$

wobei E_{vis} die simulierte sichtbare Energie im Nachweismedium und E_{dep} die simulierte deponierte Energie ist.

Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten c_{exp} wird die Gleichheit der rekonstruierten Energie für simulierte und gemessene Ereignisse gefordert [Gay 91]. Dabei wird in der Simulation das elektronische Rauschen des Kalorimeters durch Überlagerung experimentell aufgenommen Rauschens berücksichtigt. Damit ergibt sich

$$\langle E_{rec}^{exp} \rangle = \langle E_{rec}^{sim} \rangle \tag{3.3}$$

$\Rightarrow$

$$\langle c_{exp} \cdot \sum_{i}^{Kan\ddot{a}le} Q^i \rangle = \langle \sum_{i}^{Kan\ddot{a}le} \left(c_{sim} \cdot E_{vis}^i + c_{exp} \cdot Q_{rausch}^i \right) \rangle \, . \tag{3.4}$$

Wobei Q^i die gemessene Ladung in einer Auslesezelle ist, E_{vis}^i die simulierte sichtbare Energie im Nachweismedium der Zelle und Q_{rausch}^i das experimetell aufgenommene Rauschen einer Auslesezelle ist. Durch iteratives Lösen der Gleichung (3.4) wird c_{exp} bestimmt.

Sowohl c_{exp} als auch c_{sim} sind von der Art der Teilchen abhängig. Elektronen eignen sich gut zur Kalibration, da die physikalischen Prozesse in elektromagnetischen Schauern präzise simuliert werden können. Werden Elektronen zur Kalibration benutzt, definieren c_{exp} und c_{sim} die elektromagnetische Skala. Die in einer Auslesezelle auf elektromagnetischer Skala rekonstruierte Energie E_0^i ist somit für Simulationen durch

$$E_0^i = c_{sim} \cdot E_{vis}^i + c_{exp} \cdot Q_{rausch}^i \tag{3.5}$$

und für Daten durch

$$E_0^i = c_{exp} \cdot Q^i \tag{3.6}$$

gegeben. Weitere Details zur Kalibration des H1-Kalorimeters sind in [LAr 94b] zu finden.

3.3 Die Rekonstruktion der Energie im H1-Kalorimeter

Für die Rekonstruktion der aufgezeichneten oder simulierten Detektorsignale wurde von der H1-Kollaboration ein Programmpaket namens H1REC entwickelt [She 93].

Es rekonstruiert zunächst im Falle von Daten aus den gemessenen Signalen Q^i oder im Falle von Simulationen aus der simulierten nachweisbaren Energie E_{vis}^i die Energie auf der elektromagnetischen Skala E_0^i in den Auslesezellen (siehe Abschnitt 3.2).

3.3.1 Die Rauschunterdrückung

Den Signalen in den Kanälen ist das Rauschen der Ausleseelektronik überlagert. Zeichnet man Kalorimetersignale ohne Schauer auf, so ergibt sich eine Gaußverteilung, deren Mittelwert als Pedestal bezeichnet wird, mit der Standardabweichung σ_{rausch}. Die Standardabweichung σ_{rausch} der Rauschsignale liegt zwischen 15 MeV und 30 MeV [H1 96]. Da die Verteilung der Rauschsignale nach Abzug des Pedestals gaußförmig um den Mittelwert Null liegt, führt ihre Überlagerung von Fall zu Fall zu einer Vergrößerung, bzw. zu einer Verkleinerung des Signals.

Während der Datennahme wird ein symmetrischer Schnitt bei der Schwelle $f \cdot \sigma_{rausch}$ angewendet. Das heißt, es werden nur Signale aufgenommen, deren Absolutwerte nach Abzug des Pedestals größer als $f \cdot \sigma_{rausch}$ sind. In den CB- und BBE-Rädern ist $f = 2$, in den FB-Rädern ist $f = 2.5$ und in den IF-Rädern ist $f = 3$.

Zur weiteren Unterdrückung des elektronischen Rauschens wird während der Rekonstruktion der Ereignisse ein topologischer Schnitt angewendet. Der topologische Schnitt besteht darin, daß eine Zelle nur dann in der Analyse berücksichtigt wird, wenn ihr Signal kleiner als $-4 \cdot \sigma_{rausch}$ ist, bzw. wenn ihr Signal oder das Signal einer ihrer direkten Nachbarn über $4 \cdot \sigma_{rausch}$ liegt. Im folgenden wird die Anwendung beider Schnitte als f/4-σ_{rausch} Schnitt bezeichnet.

Durch die Anwendung der Rauschunterdrückung werden auch Signale, die unterhalb der Schnittschwelle liegen, weggeschnitten. Diese Signalverluste müssen in der Rekonstruktion nachträglich kompensiert werden.

3.3.2 Die Clusterbildung

Aus den Zellen, die nach der Anwendung des f/4-σ_{rausch} Schnittes verbleiben und deren Energien nicht negativ sind, werden Zellgruppen gebildet. Diese Zellgruppen werden Cluster genannt. Die Gruppenbildung erfolgt in zwei Stufen. Die erste Stufe ist die zweidimensionale Gruppenbildung, in der Zellen einer sogenannten longitudinalen Kalorimeterlage zu Gruppen zusammengefaßt werden. Diese longitudinalen Kalorimeterlagen bezeichnen Zellebenen, die im CB-, FB- und BBE-Bereich parallel zur Protonrichtung verlaufen und im IF-Bereich senkrecht zur Protonrichtung (siehe Abbildung 3.3). Während der zweidimensionalen Gruppenbildung werden Zellen, die sich in der Nachbarschaft eines relativen Energiemaximums befinden, zu zweidimensionalen Zellengruppen zusammengefaßt.

Anschließend werden dreidimensionale Zellgruppen aus den zweidimensionalen Zellgruppen, die übereinander liegen, gebildet.

Nachdem die Cluster geformt worden sind, werden in einem separaten Schritt die Zellen mit negativer Energie, die einem Cluster benachbart sind, diesen hinzugefügt. Cluster, die nach diesem Schritt auf der elektromagnetischen Skala eine negative Gesamtenergie haben, werden verworfen.

Zur weiteren Rauschunterdrückung werden die Energien der Zellen, die sich nicht in der Nähe eines „prominenten“ Clusters (siehe Abschnitt 3.3.4.1) befinden, auf 1 MeV gesetzt. Hierzu wird der zur Zelle am nächsten gelegene „prominente“ Cluster ermittelt. Danach wird ein Zylinder, dessen Achse durch den Schwerpunkt dieses Clusters und den Vertex verläuft, mit einem Radius von 50 cm gebildet. Befindet sich die betrachtete Zelle nicht in diesem Zylinder, so wird ihre Energie auf 1 MeV gesetzt. Die Zelle bleibt aus rein programmiertechnischen Gründen mit vernachlässigbarer Energie erhalten.

Die Clusterbildung ist darauf optimiert, Zellen, die zu einem elektromagnetischen Schauer gehören, in einem Cluster zusammenzufassen. Ein hadronischer Schauer besteht dagegen im allgemeinen aus mehreren Clustern [Gör 91].

3.3.3 Die Korrektur der Energieverluste durch passives Material

Vor dem Kalorimeter und zwischen den Kalorimetermodulen befindet sich passives Material. Zum Beispiel stellen Kabel, die zur Auslese der Signale des Kalorimeters dienen, passives Material dar. Teilchen, die passives Material durchqueren, können auch in diesem Material einen Teil ihrer Energie deponieren, und somit zu einer Verfälschung der Energiemessung führen. Durch die präzise Simulation des Detektors und der passiven Materialien ist es möglich, den Anteil der Energie, der im passiven Material deponiert wird, zu berechnen und zu korrigieren.

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen wurden Korrekturen für die Energieverluste durch das passive Material ermittelt. Zur Korrektur der Energieverluste durch das passive Material vor dem Kalorimeter werden die ermittelten Energieverluste auf die Energien der Zellen der innersten Kalorimeterlage addiert. Die additive Korrektur der Energieverluste zwischen den einzelnen Modulen des Kalorimeters ist von der Energie der Zellen an der Grenze zweier Module abhängig. Diese Korrektur wird auf die Zellen an den jeweiligen Grenzen der Module angewendet.

3.3.4 Das H1-Gewichtungsverfahren

In diesem Abschnitt wird das zur Kompensation der Signale, die mit dem H1-Kalorimeter nachgewiesenen werden, benutzte Gewichtungsverfahren beschrieben. Es besteht aus folgenden Schritten:

- Clusterklassifizierung,
- Bildung hadronischer Objekte,
- Anwendung der Gewichtungsansätze.

3.3.4.1 Die Clusterklassifizierung

Zu Beginn der Gewichtung werden die Cluster in einem Ereignis in vier Clustertypen eingeordnet.
Gilt für die Signifikanz eines Clusters

$$\sqrt{\sum_i \left(\frac{E_i}{\sigma_{rausch}}\right)^2} \geq 8 \;, \tag{3.7}$$

so wird dieser Cluster als „prominent“ bezeichnet. Die Summenbildung in Gleichung (3.7) erfolgt über die Energien der Zellen E_i im Cluster.
Die als „prominent“ klassifizierten Cluster werden nochmals in drei Clustergruppen eingeteilt:

- elektromagnetische Cluster ,
- hadronische Cluster,
- Rest der „prominenten“ Cluster.

Im folgenden werden die Klassifizierungskriterien näher erläutert.

Elektromagnetische Cluster

Zur Identifikation elektromagnetischer Cluster dienen die Schätzgrößen EAK0 und EAH4 [LAr 94a]. EAK0 ist das Verhältnis aus der Energie des Clusters in der ersten longitudinalen Lage des Kalorimeters $E_{1.Lage}$ und der Energie des Clusters im gesamten elektromagnetischen Teil des Kalorimeterrades E_{EMC}:

$$EAK0 = \frac{E_{1.Lage}}{E_{EMC}} . \tag{3.8}$$

EAH4 ist das Verhältnis der Summe der Energien der vier energiereichsten benachbarten Zellen des Clusters im elektromagnetischen Teil des Kalorimeterrades E_{4hot} und der Energie des Clusters im gesamten elektromagnetischen Teil des Kalorimeterrades E_{EMC}:

$$EAH4 = \frac{E_{4hot}}{E_{EMC}} . \tag{3.9}$$

Elektromagnetische Cluster erfüllen die folgenden Kriterien [Kub 94b]:

1. Die Energie des Clusters ist größer als 1 GeV.
2. Mindestens 80% der Energie des Clusters befinden sich im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters.
3. Der Cluster liegt nicht näher als 44 mrad an der Grenze zweier Oktanten.
4. Die aus den Werten der Abschätzgrößen EAK0 und EAH4 berechnete Elektronenidentifikationseffizienz muß mindestens 99% betragen [Kub 94b].

Hadronische Cluster

Für hadronische Cluster gilt:

1. Ist die Energie des Clusters größer als 1 GeV, dann wird er als hadronisch klassifiziert, falls er eines der weiteren drei Kriterien der elektromagnetischen Cluster nicht erfüllt.

2. Besitzt er eine Energie unter 1 GeV, so kann er als hadronisch klassifiziert werden, falls er sich mindestens $\frac{1}{3}\lambda$ tief im Kalorimeter befindet. Der energiegewichtete Mittelwert der longitudinalen Lagen der Zellen im Cluster dient dabei als Maß für die Tiefe des Clusters im Kalorimeter.

3. Besitzt er eine Energie unter 1 GeV, so wird er auch als hadronisch klassifiziert, falls EAK0$\leq$0.2 oder EAH4$\leq$0.6 ist.

Rest der „prominenten" Cluster

Prominente Cluster, die nicht als hadronisch oder elektromagnetisch klassifiziert worden sind, bilden die Gruppe der „Rest prominenten Cluster".

3.3.4.2 Die hadronischen Objekte

Nach der Clusterklassifizierung erfolgt die Bildung der hadronischen Objekte [She 93] in zwei Stufen.

1. Zunächst werden aus den als hadronisch klassifizierten Clustern hadronische Objekte gebildet. Dazu wird durch den Schwerpunkt des energiereichsten hadronischen Clusters (siehe Abbildung 3.5 schraffiertes Vieleck) und den Vertex eine Zylinderachse gelegt und ein Zylinder mit einem Radius von 50 cm gebildet. Alle hadronischen Cluster, die sich in diesem Zylinder befinden, werden zu einem hadronischen Objekt (schwarze, bzw. schraffierte Vielecke) zusammengefaßt. Verbleibt ein Rest hadronischer Cluster (weiße Vielecke) wird ein neues hadronisches Objekt (wie beschrieben) gebildet.

2. Befinden sich alle hadronischen Cluster in hadronischen Objekten, werden

   - Zellen, die sich in den „Rest prominenten Clustern" befinden,
   - Zellen, die keinem Cluster zugeordnet werden konnten,

- und Zellen, die sich in nicht „prominenten“ Clustern befinden,

den erzeugten hadronischen Objekten zugeordnet.

Diese Zellen werden einzeln behandelt. Nachdem der einer Zelle (Abbildung 3.6 schraffierte Kreise) am nächsten gelegene hadronische Cluster (siehe Abbildung 3.6 schraffiertes Vieleck) ermittelt worden ist, wird durch den Schwerpunkt dieses hadronischen Clusters und durch den Vertex eine Zylinderachse gelegt und ein Zylinder gebildet. Befindet sich die Zelle im elektromagnetischen Teil (EMC) des Kalorimeters, so besitzt der Zylinder einen Radius von 25 cm. Falls die Zelle im hadronischen Teil (HAC) des Kalorimeters ist, beträgt der Zylinderradius 50 cm. Danach wird überprüft, ob sich die Zelle in diesem Zylinder befindet. Falls dieses der Fall ist, wird die Zelle dem hadronischen Objekt seines nächsten hadronischen Clusters zugeordnet. Die dunklen Kreise in Abbildung 3.6 bezeichnen Zellen, die schon bearbeitet und dem hadronischen Objekt zugeordnet wurden. Im Gegensatz zu den hadronischen Clustern, müssen nicht alle Zellen, die nicht in elektromagnetischen oder hadronischen Clustern sind, einem hadronischen Objekt zugeordnet werden. Zellen, die sich nicht in hadronischen Objekten befinden, werden nicht in die Gewichtung miteinbezogen.

3.3.4.3 Die Energiebereiche der Gewichtung

Die Gewichtung setzt sich aus zwei verschiedenen Gewichtungsansätzen zusammen, der iterativen Gewichtung mit exponentiellen Gewichtungsfunktionen, die für hohe Energien optimiert worden sind, und der einfachen linearen Gewichtung.

Welcher der beiden Gewichtungsansätze angewendet wird, hängt von der Energie der hadronischen Objekte E_{hadobj} ab. Es gibt drei Energiebereiche, die unterschieden werden:

- $E_{hadobj} \leq 7GeV$ lineare Gewichtung
- $7GeV < E_{hadobj} < 10GeV$ Übergangsbereich
- $E_{hadobj} \geq 10GeV$ iterative Gewichtung

Falls es in einem Ereignis nicht möglich ist, hadronische Objekte zu bilden, werden die Energien der Zellen dieses Ereignisses nicht gewichtet. Im folgenden werden die einzelnen Ansätze näher erläutert.

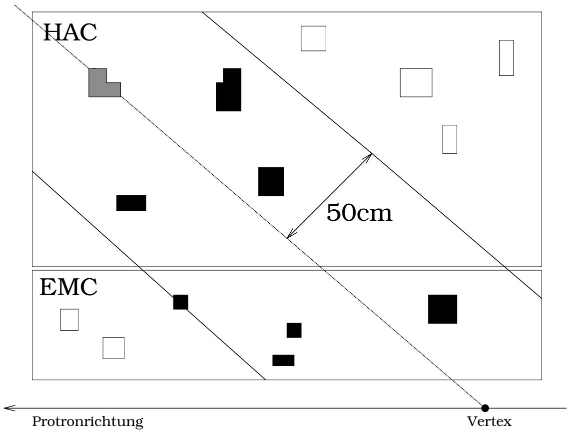

Abbildung 3.5: *Zusammenfassung hadronischer Cluster zu hadronischen Objekten. Das schraffierte Vieleck sei der energiereichste hadronische Cluster. Die schwarzen Vielecke stellen hadronische Cluster dar, die zu dem hadronischen Objekt des energiereichsten Clusters gehören.*

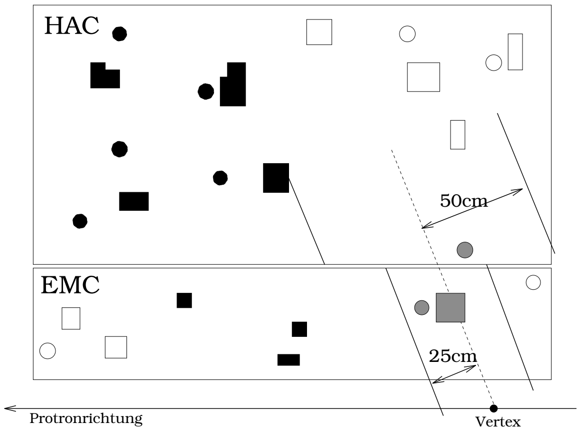

Abbildung 3.6: *Beispiel für die Zuordnung der Zellen. Zellen (Kreise), die sich nicht in elektromagnetischen oder hadronischen Clustern befinden, werden, falls sie in der Nähe eines hadronischen Clusters sind, dem hadronischen Objekt (Gruppe aus dunklen Vielecken und Kreisen) dieses hadronischen Clusters zugeordnet. Die schraffierten Kreise bezeichnen Zellen, die in Bearbeitung sind.*

3.3.4.4 Die Iterative Gewichtung mit Gewichtungsfunktionen

Besitzt ein hadronisches Objekt eine Energie größer als 10 GeV, so werden die Zellen in diesem Objekt iterativ mit Gewichtungsfunktionen, die unter anderem von der in der Zelle gemessenen Energie pro Zellvolumen – der Energiedichte der Zelle – abhängig sind, gewichtet. Die feine Segmentierung des H1-Kalorimeters ermöglicht die Unterscheidung elektromagnetischer Subschauer anhand ihrer höheren Energiedichte von den hadronischen Schauerkomponenten. Eine detailliertere Beschreibung dieses Gewichtungsansatzes ist in [Kub 94a] und [Kub 94b] zu finden.

Ausgangspunkt der iterativen Gewichtung ist das rekonstruierte Signal auf der elektromagnetischen Skala, anschließend werden folgende Schritte durchgeführt:

- Zellen, deren Energien kleiner als $3\sigma_{rausch}$ sind, werden nicht gewichtet.
- Die Cluster in den Ereignissen werden zu Kegeln zusammengefaßt. Die Bildung der Kegel erfolgt nach einem von J.P. Kubenka [Kub 94a] entwickelten Kegelalgorithmus.
- Die Zellen der Cluster in den Kegeln werden iterativ mit Gewichtungsfunktionen gewichtet, falls sie sich nicht in elektromagnetischen Clustern befinden.

Der Kegelalgorithmus

Zunächst wird durch den Schwerpunkt des energiereichsten Clusters und durch den Vertex die vorläufige Kegelachse gelegt. Um diese Kegelachse werden zwei Kegel mit den Öffnungswinkeln $\alpha = 10°$ und $\beta = 11°$ gelegt. Sind in dem α-Kegel weitere Cluster vorhanden, so wird die Kegelachse durch den gemeinsamen Energieschwerpunkt der Cluster im α-Kegel gelegt.

Dann wird um den verbleibenden energiereichsten Cluster ein neuer Kegel gelegt, bis schließlich alle Cluster eines Ereignisses einem Kegel zugeordnet sind. Die Richtung der Kegelachse und die Energie der Cluster im α-Kegel sind wichtige Parameter für die Gewichtung.

Abbildung 3.7 zeigt die oben beschriebenen Kegelgrößen.

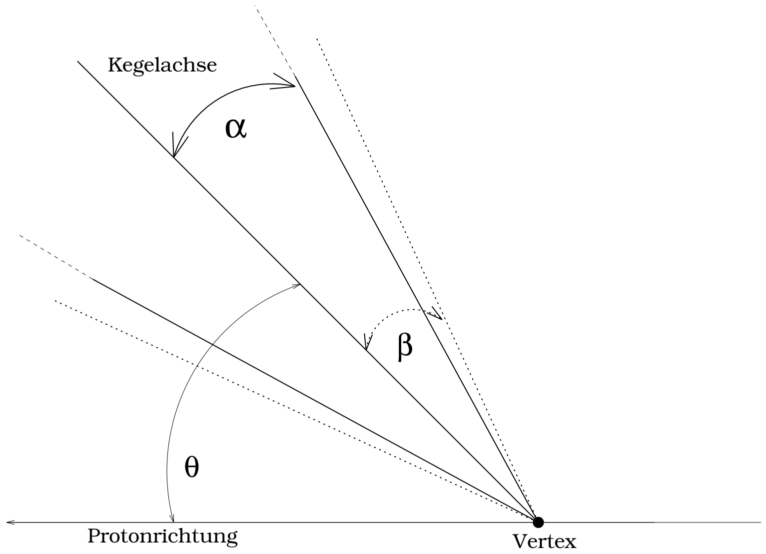

Abbildung 3.7: *α- und β-Kegel der iterativen Gewichtung.*

Berechnung der gewichteten Energien

Mit Hilfe exponentieller Gewichtungsfunktionen, welche durch Simulation von Jets und deren optimaler Rekonstruktion gewonnen wurden, werden die Energien ausgehend von der elektromagnetischen Skala der Zellen E_0^i (siehe Gleichung (3.5) und (3.6)) gewichtet. Die Gewichtungsfunktionen hängen von θ, dem Winkel zwischen der Kegelachse und der Protonrichtung, der Energie im Kegel und der Energiedichte der Zelle ab. Die rekonstruierte Energie einer Zelle ist $E_{rec}^i \mid_{it}$. Sie ist gegeben durch [Kub 94b]:

$$E_{rec}^i \mid_{it} = \left\{ C_1 \exp\left(-C_2 \frac{E_0^i}{Vol^i} \right) + C_3 \right\}_{EMC/HAC} \cdot E_0^i \, . \tag{3.10}$$

Dabei ist Vol^i das Volumen der Zelle und C_1, C_2 und C_3 sind Parameterfunktionen, die von der Energie E_{jet} im α-Kegel abhängen. C_3 ist weiterhin von dem Winkel θ der Kegelachse abhängig. Mit Gleichung (3.10) wird die Gewichtung hoher Energiedichten durch den Exponentialterm gedämpft, da angenommen wird, daß in Auslesezellen mit hohen Energiedichten der elektromagnetisch deponierte Anteil groß ist. Für das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) und das hadronische Kalorimeter (HAC) werden verschiedene Parameterfunktionen benutzt:

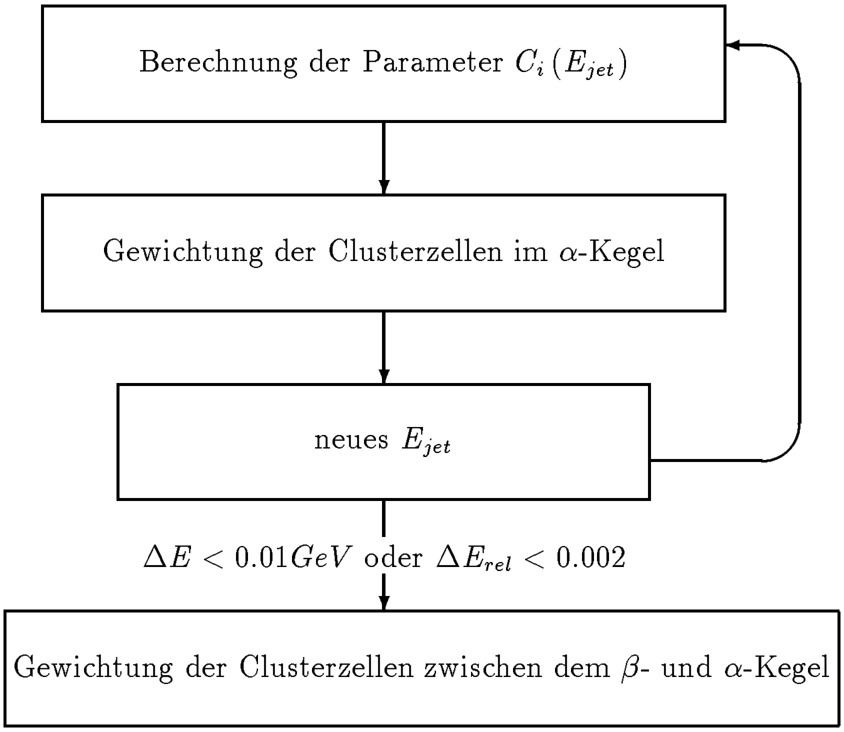

Abbildung 3.8: *Flußdiagramm der iterativen Gewichtung*

$$C_1\,(E_{jet}) = \left\{A_1^{C1} \exp\left(-A_2^{C1} \cdot E_{jet}\right) + A_3^{C1} + A_4^{C1} \cdot E_{jet}\right\}_{EMC/HAC} \tag{3.11}$$

$$C_2\,(E_{jet}) = \left\{A_1^{C2} \exp\left(-A_2^{C2} \cdot E_{jet}\right) + A_3^{C2}\right\}_{EMC/HAC} \tag{3.12}$$

$$C_3\,(E_{jet}, \theta) = \left\{A_1^{C3}\,(\theta) \exp\left(-A_2^{C3}\,(\theta) \cdot E_{jet}\right) + A_3^{C3}\,(\theta) + A_4^{C3}\,(\theta) \cdot E_{jet}\right\}_{EMC/HAC} \tag{3.13}$$

Abbildung 3.8 verdeutlicht die einzelnen Iterationsschritte, deren Ablauf im folgenden beschrieben wird:

1. Die Parameter C_i werden nach den Gleichungen (3.11), (3.12) und (3.13) berechnet.

2. Die Zellen der Cluster im α-Kegel werden mit der Gewichtungsfunktion (3.10) gewichtet, falls sie sich nicht in elektromagnetischen Clustern befinden.

3. Die Summe der Clusterenergien im α-Kegel wird gebildet.
4. Falls der Unterschied ΔE der Kegelenergien zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationen nicht kleiner als 0.01GeV ist oder $\frac{\Delta E}{E_{jet}} < 0.2\%$ ist, wird die Iteration fortgesetzt.

Ist die Iteration beendet, werden auch die Zellen der Cluster, die sich außerhalb des α-Kegels und innerhalb des β-Kegels befinden mit dem zuletzt ermittelten Parametersatz gewichtet.

Die Parametersätze und die Gewichtungsfunktion sind auf Energieverluste durch den 2/4-σ_{rausch} Schnitt optimiert worden, so daß im Mittel auch die durch die Rauschunterdrückung verlorene Energie berücksichtigt wird. Dieser Parametersatz kann auch zur Rekonstruktion von Ereignissen genutzt werden, die mit einem anderen σ_{rausch} Schnitt behandelt worden sind. Werden für die Rekonstruktion von Ereignissen, die mit einem f/4-σ_{rausch} Schnitt behandelt worden sind, die mit 2/4-σ_{rausch} Schnitt optimierten Gewichtungsfunktionen verwendet, ändert sich die Auflösung nur unwesentlich [Kub 94b].

3.3.4.5 Die lineare Gewichtung

Wie schon in Abschnitt 3.3.4.3 erwähnt, wird die vorher beschriebene iterative Gewichtung nicht immer angewendet. Befindet sich die Zelle in einem hadronischen Objekt, dessen Energie E_{hadobj} kleiner als 7 GeV ist, so wird sie mit einem konstanten Faktor gewichtet. Der Faktor unterscheidet sich je nachdem, ob sich die Zelle im EMC oder im HAC befindet.

Für die rekonstruierte Energie der Zelle $E^i_{rec}\mid_{faktor}$ gilt:

$$E^i_{rec}\mid_{faktor} = F\mid_{EMC/HAC} \cdot E^i_0 \tag{3.14}$$

Wobei E^i_0 (siehe Gleichung (3.5) und (3.6)) die Energie der Zelle auf elektromagnetischer Skala ist. Für den Faktor F gilt im EMC:

$$F = 1.353 \tag{3.15}$$

und im HAC:

$$F = 1.608\ . \tag{3.16}$$

Diese Faktoren wurden mit Hilfe von Simulationen ermittelt [She 95].

3.3.4.6 Die Gewichtung im Übergangsbereich

Im Energiebereich von $7\,GeV < E_{hadobj} < 10\,GeV$ werden beide Ansätze zur Gewichtung angewendet, um einen stetigen Übergang zwischen den Ansätzen zu gewährleisten. Dabei geht man wie folgt vor:

Mit Hilfe der Gleichung (3.10) läßt sich die Größe $\Delta E^i_{rec}\mid_{it}$ berechnen:

$$\Delta E^i_{rec}\mid_{it} = E^i_{rec}\mid_{it} - E^i_0\,. \tag{3.17}$$

Analog liefert Gleichung (3.14)

$$\Delta E^i_{rec}\mid_{faktor} = E^i_{rec}\mid_{faktor} - E^i_0\,. \tag{3.18}$$

Die rekonstruierte Energie einer Zelle im Übergangsbereich setzt sich nun folgendermaßen aus den beiden rekonstruierten Energien zusammen:

$$E^i_{rec}\mid_{\ddot{u}bergang} = E^i_0 + X \cdot \Delta E^i_{rec}\mid_{faktor} + (1-X)\cdot \Delta E^i_{rec}\mid_{it}\ . \tag{3.19}$$

Wobei X ein Gewicht ist, welches durch

$$X = 1 - \frac{E_{hadobj} - 7GeV}{3GeV} \tag{3.20}$$

gegeben ist. Je höher die Energie des hadronischen Objektes ist, desto stärker wirkt sich im Übergangsbereich die iterative Gewichtung aus.

3.4 Die Simulation der Kalibrationsmessung

Zur Untersuchung der Eigenschaften der H1-Gewichtung dienten Pionsimulationen und Piondaten. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden 1992 am Teststrahl H6 des CERN-SPS zur Kalibration der elektromagnetischen Skala der FB-Module aufgenommen. Die Simulation dieses Testaufbaus und der Teilchenwechselwirkungen erfolgt mit dem Programm ARCET [H1 93b], welches auf dem bei H1 verwendeten Programm H1SIM [H1 93c] (siehe Anhang B) zur Simulation des H1-Detektors basiert.

Die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen wurden mit ARCET berechnet. Da es für den Testaufbau keine Korrektur der Verluste durch passives Material gibt, wurden in der Rekonstruktion sowohl der Simulationen als auch der Daten keine Korrekturen auf die Energieverluste durch das passive Material angewendet. Näheres zum Testaufbau und zum Programm ARCET ist in [Kor 94] zu finden.

3.5 Auswirkungen der H1-Gewichtung

Die Parameterfunktionen der iterativen Gewichtung (siehe Kapitel 3.3.4) wurden mit simulierten u-Quark-Jets entwickelt. Die Energie der u-Quark-Jets reichte von 5 GeV bis 250 GeV. Für Jetenergien unterhalb 20 GeV verschlechtert sich die Auflösung [Kub 94a], da die Parameterfunktionen nicht für den Niederenergiebereich optimiert worden sind. Deswegen wird auch bei der H1-Gewichtung der iterative Ansatz für kleine Energien durch den linearen Ansatz ersetzt. In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der H1-Gewichtung speziell im Niederenergiebereich untersucht, um Ansätze zur Entwicklung eines alternativen Gewichtungsverfahrens speziell für den Niederenergiebereich zu erhalten.

Durch die Bildung des Quotienten aus der rekonstruierten Energie in einer Zelle E^i_{rec} und der Energie auf der elektromagnetischen Skala E^i_0, ist es möglich den für diese Zelle verwendeten Gewichtungsfaktor zu ermitteln.

Abbildung 3.9 zeigt für simulierte Pionen mit dem Impuls 20 GeV, die bei der H1-Gewichtung benutzten Gewichtungsfaktoren E^i_{rec}/E^i_0 im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energiedichte der Zelle. Es sind nur Einträge für Zellen aufgetragen, die sich in einem hadronischen Cluster befinden und auf elektromagnetischer Skala eine Energie über $3\sigma_{rausch}$ besitzen.

Zur Verdeutlichung der Effekte beider Gewichtungsansätze ist in der oberen Abbildung ausschließlich die iterative Gewichtung für alle hadronischen Objekte verwendet worden. Die untere Abbildung 3.9 b) zeigt die verwendeten Gewichtungsfaktoren, wenn beide Gewichtungsansätze zum Tragen kommen. Zellen, die sich in hadronischen Objekten befinden, die eine Energie unter 10 GeV besitzen, führen zur Auffächerung der Kurve der oberen Abbildung 3.9 a). Dabei gehören die Gewichtungsfaktoren bei 1.353 in Abbildung 3.9 b) zu den Zellen, die sich in einem hadronischen Objekt befinden, dessen Energie kleiner als 7 GeV ist.

Abbildung 3.10 zeigt die Verteilungen der rekonstruierten Energien für simulierte Pionen mit verschiedenen Impulsen, die mit der H1-Gewichtung rekonstruiert worden sind. Mit den auffälligen Einträgen nahe Null entsprechen sie keiner Gaußverteilung.

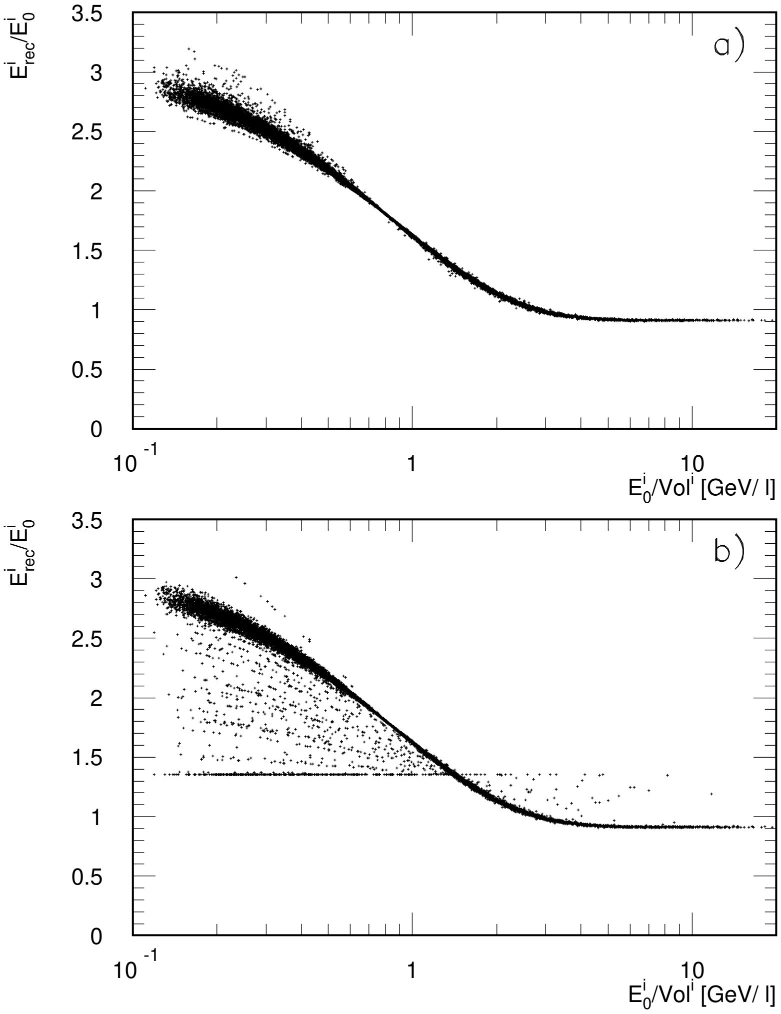

Abbildung 3.9: *Verwendete Gewichtungsfaktoren E^i_{rec}/E^i_0 in Abhängigkeit von der Energiedichte für simulierte 20GeV-Pionen. Die obere Abbildung a) zeigt die Gewichtungsfaktoren des iterativen Gewichtungsansatzes. Die untere Abbildung b) zeigt die Gewichtungsfaktoren aus der Kombination beider Gewichtungsansätze.*

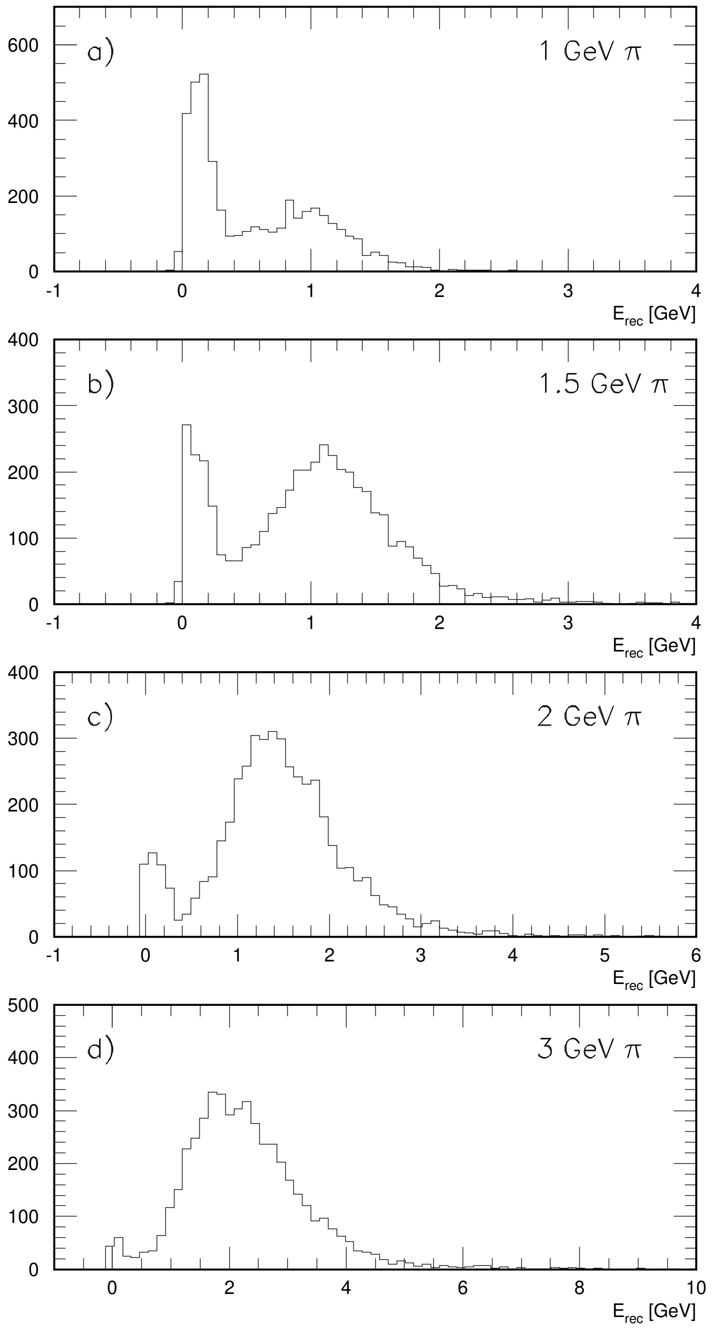

Abbildung 3.10: *Verteilungen der rekonstruierten Energie mit der H1-Gewichtung für simulierte Pionen mit verschiedenen Impulsen 1 GeV, 1.5 GeV, 2 GeV und 3 GeV.*

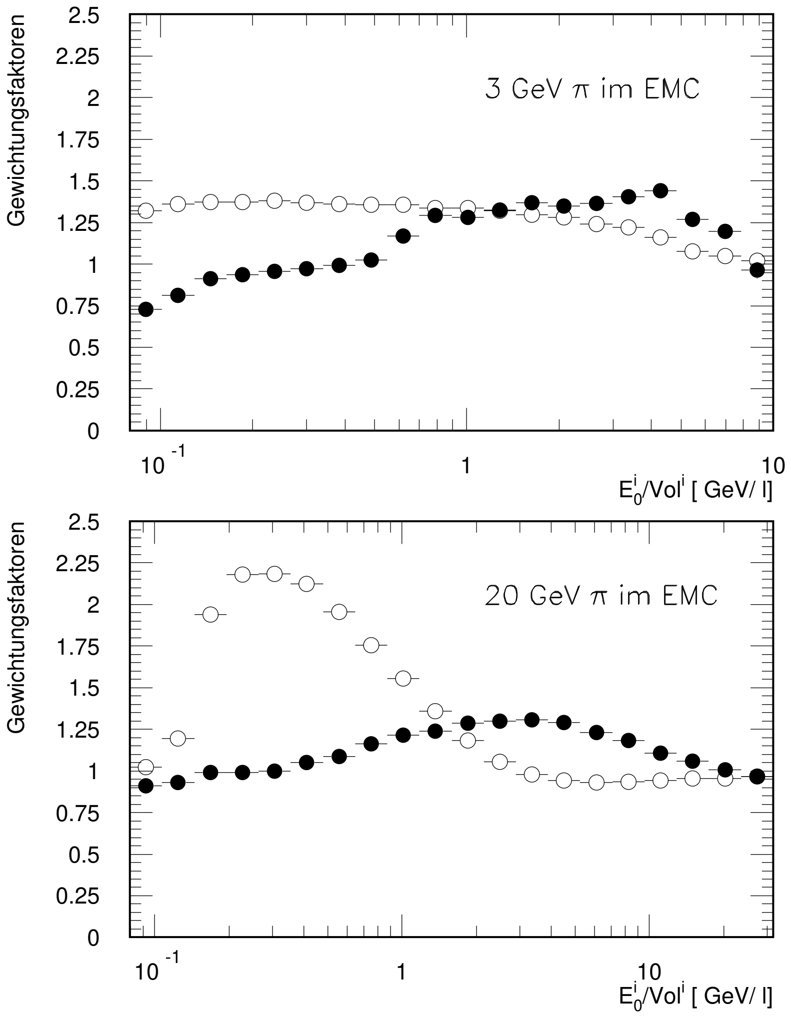

Abbildung 3.11: *Vergleich der H1-Gewichtungsfaktoren E^i_{rec}/E^i_0 (○) mit den idealen Gewichtungsfaktoren E^i_{dep}/E^i_0 (●) im elektromagnetischen Teil des FB-Kalorimeters für simulierte Pionen mit 3 GeV und 20 GeV Impulsen.*

Mit Hilfe von Simulationen ist es möglich, die in einer Auslesezelle deponierte Energie E^i_{dep} zu ermitteln. Durch die Bildung des Quotienten aus der deponierten Energie und der auf elektromagnetischer Skala rekonstruierten Energie E^i_0 einer Zelle, ist es für simulierte Ereignisse möglich, den idealen Gewichtungsfaktor GWF_{ideal} zu ermitteln:

$$GWF_{ideal} = \frac{E^i_{dep}}{E^i_0}. \tag{3.21}$$

Abbildung 3.11 vergleicht die verwendeten H1-Gewichtungsfaktoren $\langle E^i_{rec}/E^i_0\rangle$ mit den idealen Gewichtungsfaktoren $\langle E^i_{dep}/E^i_0\rangle$. Die Gewichtungsfaktoren sind in Abhängigkeit von der Energiedichte der Auslesezellen aufgetragen. In der oberen Abbildung sind die Gewichtungsfaktoren für Pionen mit 3 GeV Impuls zu sehen. Die untere Abbildung zeigt die entsprechenden Gewichtungsfaktoren für Pionen mit Impulsen von 20 GeV. Die Zellenergien der 3 GeV-Pionereignisse werden hauptsächlich mit der linearen Gewichtung und die der 20 GeV-Pionereignisse mit der iterativen Gewichtung gewichtet. Für beide Einfallsimpulse weichen die verwendeten H1-Gewichtungsfaktoren von den idealen Gewichtungsfaktoren ab. Bei kleinen Energiedichten werden die Zellenenergien zu hoch gewichtet und bei großen Energiedichten ist der verwendete Gewichtungsfaktor zu klein. Die Summe der auf Zellebene rekonstruierten Energien der H1-Gewichtung in einem Ereignis stimmt im Mittel mit der in diesem Ereignis im Kalorimeter deponierten Energie überein, da das H1-Gewichtungsverfahren auf die Rekonstruktion der Energie auf Ereignisebene optimiert ist.

Kapitel 4

Die Entwicklung eines alternativen Gewichtungsverfahrens

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Rekonstruktionsverfahren besteht aus zwei Phasen, der nicht iterativen Gewichtung und einer anschließenden Korrektur der Energieverluste durch den Rauschschnitt. In diesem Kapitel wird zunächst die Motivation für das alternative Gewichtungsverfahren diskutiert. Danach werden

- die Bestimmung der Gewichtungsfaktoren,
- die Entwicklung der Korrektur des Signalverlustes durch die Rauschunterdrückung,
- und der Gewichtungsalgorithmus

erläutert.

4.1 Motivation

Das H1-Gewichtungsverfahren ist so entwickelt worden, daß nach der Summation der Energien aller Kanäle die in einem Ereignis deponierte Energie im Mittel richtig rekonstruiert wird.
Abbildung 3.11 vergleicht die H1-Gewichtungsfaktoren $\langle E^i_{rec}/E^i_0\rangle$ (offene Kreise) mit den idealen Gewichtungsfaktoren $\langle E^i_{dep}/E^i_0\rangle$ (schwarze Kreise) in Abhängigkeit von der Energiedichte in den Kanälen. Sowohl für den linearen Ansatz als auch für die iterative Gewichtung weichen die verwendeten Gewichtungsfaktoren von den idealen Gewichtungsfaktoren ab. Die in den einzelnen Zellen rekonstruierten Energien weichen also im Mittel von den in diesen Zellen wirklich

deponierten Energien ab. Grund für diese Abweichung ist im Falle der iterativen Gewichtung unter anderem die Optimierung der verwendeten Gewichtungsfunktionen auf die Rauschunterdrückung. Dadurch wird in einer Zelle im Mittel nicht die in ihr deponierte Energie rekonstruiert, sondern die Energie der Zelle wird so gewichtet, daß gleichzeitig auch die Signalverluste in den Ereignissen, die ihre Ursache in der angewandten Rauschunterdrückung haben, kompensiert werden.

Im Falle der linearen Gewichtung ist der konstante Faktor eine zu undifferenzierte Gewichtung, um die deponierte Energie auf Zellenniveau zu rekonstruieren.

Die Grundidee der alternativen Gewichtung ist es nun, im Mittel für die Zellen die jeweils in ihnen deponierte Energie zu rekonstruieren, wobei die Korrektur der Signalverluste durch den Rauschschnitt ein von der Gewichtung getrennter Schritt ist. Diese getrennte Betrachtung der Rauschschnitt-Verluste und der Energiegewichtung macht das hier entwickelte Verfahren durchsichtiger.

4.2 Die Bestimmung der Gewichtungsfaktoren

Zur Bestimmung der Gewichtungsfaktoren wurden Pionen in den FB-Modulen mit einem Einfallswinkel von 33.73° mit ARCET (siehe Abschnitt 3.4) simuliert. Dabei wurden der Detektoraufbau und die Schauer mit den Programmen GEANT3.21 und GHEISHA (siehe Anhang B) detailliert simuliert. Der Winkel 33.73° entspricht dem Einfallswinkel von Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommend in den FB-Kalorimeterteilen nahezu vollständig absorbiert werden. Die Impulse der simulierten Pionen betrugen: 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2, 3, 5, 6, 7, 10, 15, 20 und 25 GeV. Insgesamt standen 83051 Ereignisse, denen elektronisches Rauschen überlagert wurde, zur Verfügung:

$P_\pi\,[GeV]$	0.5	0.75	1	1.5	2	3	5
Anzahl	5000	5000	5000	5000	5000	5000	5000

$P_\pi\,[GeV]$	6	7	10	15	20	25
Anzahl	5000	5000	9083	10000	8998	10000

Zur Berechnung der Gewichtungsfaktoren wurde der gesamte simulierte Satz der Pionen mit den unterschiedlichen Einfallsimpulsen verwendet. Diese wurden mit dem Programmpaket H1REC ohne die Korrekturen der Verluste durch passives Material und mit einem 2/4-σ_{rausch} Schnitt rekonstruiert, da bei der Aufbereitung der Daten der Kalibrationsmessung ebenfalls ein 2/4-σ_{rausch} angewendet worden ist (siehe Abschnitt 3.4).

Die Bestimmung der Gewichtungsfaktoren erfolgte nur aus den Größen der Zellen, die eine positive Energie auf elektromagnetischer Skala besitzen und sich in einem Cluster befinden. Es wurde jeweils ein Gewichtungsfaktorsatz für das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter entwickelt.

Die Gewichtungsfaktoren wurden aus der in einer Auslesezelle deponierten Energie E^i_{dep} und ihrer Energie auf elektromagnetischer Skala E^i_0 berechnet. Sie wurden wie bei dem iterativen Gewichtungsverfahren in Abhängigkeit von der Energiedichte $\varrho^i = E^i_0/Vol^i$ in der Zelle und in Abhängigkeit von der Kegelenergie bestimmt. Untersuchungen anderer Zellengrößen, beispielsweise der Größen $E^i_0/\left(Vol^i\right)^{1/3}$ und $E^i_0/\left(Vol^i\right)^{2/3}$, ergaben keine eindeutigere Abhängigkeit als die Energiedichte in der Zelle.

Mit Hilfe der Kegelenergie ist es möglich, zwischen Schauern mit einem kleinen Anteil an elektromagnetisch deponierter Energie, die durch niederenergetische Teilchen ausgelöst werden, und Schauer mit einem großen Anteil an elektromagnetisch deponierter Energie, die durch hochenergetische Teilchen ausgelöst werden, zu unterscheiden. Für die Entwicklung der Gewichtungsfaktoren wurden α-Kegel mit einem Öffnungswinkel von 11° verwendet. Es wird allerdings im Gegensatz zur iterativen Gewichtung im folgenden nur ein Kegel benutzt. Die Bildung der α-Kegel erfolgte nach dem in Abschnitt 3.3.4.4 beschriebenen Verfahren. Die Summe der Clusterenergien auf elektromagnetischer Skala im α-Kegel ergibt die Kegelenergie auf elektromagnetischer Skala, welche im folgenden als E_{kon} bezeichnet wird:

$$E_{kon} = \sum_i E_i^{cluster} \ . \tag{4.1}$$

Nachfolgend werden die einzelnen Schritte der Bestimmung der Gewichtungsfaktoren beschrieben.

1. Zunächst wird ein zweidimensionales Gitter aufgespannt. Auf der Abszisse des Gitters ist die Kegelenergie E_{kon} und auf seiner Ordinate die Energiedichte $\varrho^i = E^i_0/Vol^i$ aufgetragen.

2. Das zweidimensionale Gitter wird in E_{kon}-ϱ^i-Intervalle eingeteilt.

3. Für alle simulierten 83051 Pionereignisse werden die in den Auslesezellen deponierten Energien E^i_{dep}, ihre Energien auf elektromagnetischer Skala E^i_0 und ihre Energiedichten $\varrho^i = E^i_0/Vol^i$ bestimmt. Weiterhin wird die Energie E_{kon} des Kegels, in dem sich die Auslesezelle befindet, berechnet.

4. Die Energien E^i_{dep} und E^i_0 der Auslesezellen aller simulierten Einfallsimpulse werden entsprechend ihrer Energiedichten und der Kegelenergie den zweidimensionalen E_{kon}-ϱ^i-Intervallen des unter Punkt 2 beschriebenen Gitters zugeordnet.

5. Danach werden die Mittelwerte $\langle E^i_{dep}\rangle$ und $\langle E^i_0\rangle$ in den E_{kon}-ϱ^i-Intervallen gebildet, um den Einfluß von statistischen Fluktuationen zu senken.

6. Der Quotient aus den beiden Energiemittelwerten in einem E_{kon}-ϱ^i-Intervall ist der für das jeweilige zweidimensionale Intervall bestimmte Gewichtungsfaktor GWF:

$$GWF = \left.\frac{\langle E^i_{dep}\rangle}{\langle E^i_0\rangle}\right|_{intervall} \quad . \tag{4.2}$$

Mit den auf diese Weise ermittelten Gewichtungsfaktoren werden die Energien der Auslesezellen folgendermaßen rekonstruiert:

$$E^i_{rec} = E^i_0 \cdot GWF \ . \tag{4.3}$$

4.2.1 Die Abhängigkeit von der Kegelenergie

Abbildung 4.1 zeigt die Verteilungen der Energien E_{kon} der α-Kegel exemplarisch für große Einfallsimpulse anhand von 15 GeV Pionen und für kleine Einfallsimpulse anhand von 1.5 GeV Pionen.

Die Kegelenergieverteilungen besitzen für große Einfallsimpulse Einträge bei sehr kleinen Energien und eine Häufung bei höheren Energien (siehe Abbildung 4.1 a)). Für sehr kleine Einfallsimpulse ($< 1.5 GeV$) verschmelzen die beiden Gruppen ineinander (siehe Abbildung 4.1 b)). Abbildung 4.1 c) zeigt die Überlagerung der Kegelenergieverteilungen für die 1.5 GeV und 15 GeV Pionen. Die Verteilung der Kegelenergien für die 1.5 GeV Pionen ist schraffiert dargestellt. Sie liegen im Energiebereich der Niederenergiekegel der 15 GeV Pionen.

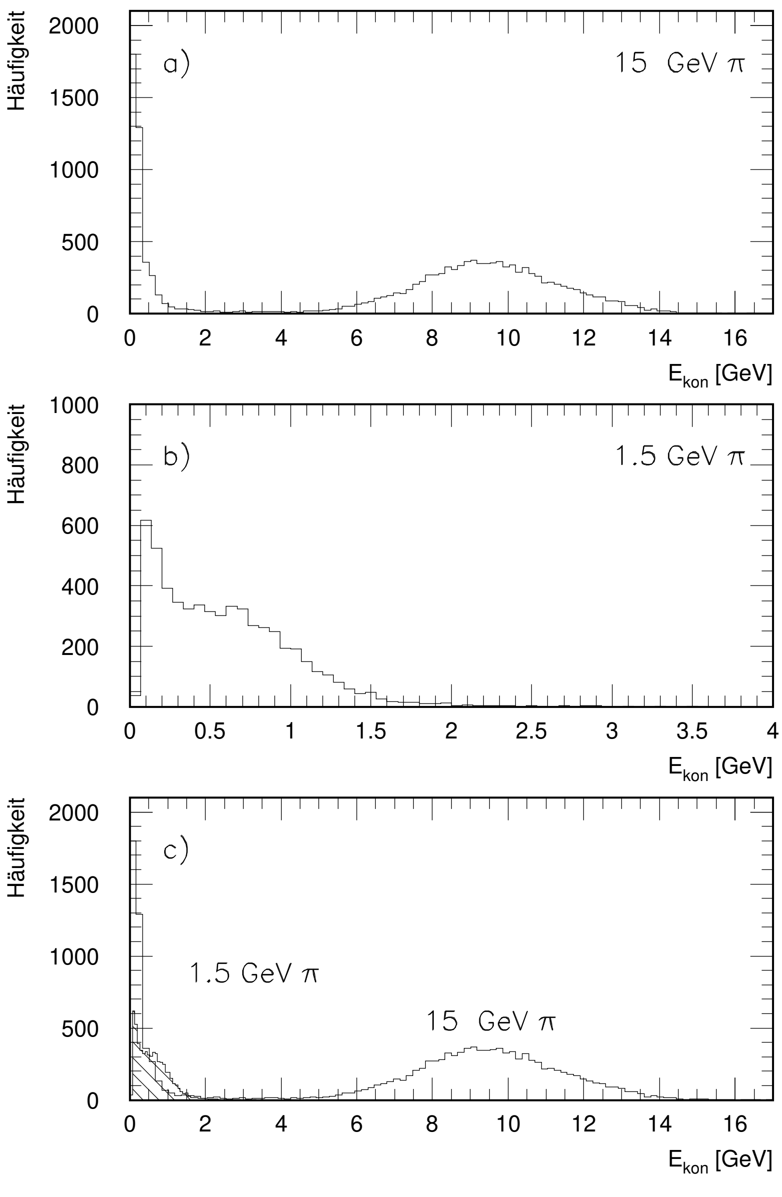

Abbildung 4.1: *Verteilungen der Kegelenergien auf elektromagnetischer Skala für Pionen mit a) 15 GeV und b) 1.5 GeV Einfallsimpulsen, sowie die Überlagerung beider Verteilungen c).*

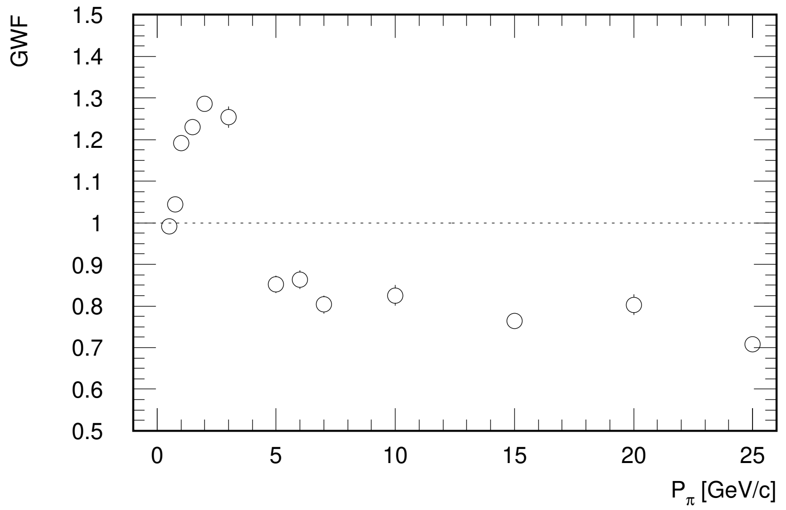

Abbildung 4.2: *Gewichtungsfaktor GWF für $E_{kon} \in [0,1]\,GeV$ und $\varrho^i \in [0,1]\,GeV/l$ in Abhängigkeit vom Einfallsimpuls des Pions.*

In Ereignissen, in denen aus der Menge der Cluster mehrere Kegel gebildet werden konnten, trägt in der Regel ein Kegel den Hauptanteil der Energie. Die restlichen Kegel verursachen mit geringeren Energien die Einträge bei kleinen Kegelenergien in den Verteilungen.

Die Verwendung von allen zur Verfügung stehenden Kegeln in den Ereignissen für die Entwicklung der Gewichtungsfaktoren würde aufgrund der Überlappung der Verteilungen (siehe Abbildung 4.1 c)) dazu führen, daß jede Einfallsenergie die Gewichtungsfaktoren für sehr kleine Kegelenergien über ihre Niederenergiekegel beeinflußen würde. Die Gewichtungsfaktoren im Niederenergiebereich wären daher aufgrund der höheren Statistik hauptsächlich durch die Niederenergiekegel der hohen Einfallsenergien bestimmt. Dieses stellt ein Problem dar, da nach Abbildung 4.2 die Gewichtungsfaktoren der kleinen Kegelenergien vom Einfallsimpuls abhängig sind.

Abbildung 4.2 zeigt exemplarisch für ein E_{kon}-ϱ^i-Intervall mit $E_{kon} \in [0,1]\,GeV$ und $\varrho^i \in [0,1]\,GeV/l$ die ermittelten Gewichtungsfaktoren *GWF* für Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters in Abhängigkeit vom Einfallsimpuls des Pions. Die Gewichtungsfaktoren der höheren Einfallsimpulse liegen unterhalb von eins. Die Gewichtungsfaktoren der kleineren Einfallsimpulse besitzen Werte größer als eins. Die Ursache für dieses Verhalten der Gewichtungsfaktoren für kleine Kegelenergien ist, daß die Niederenergiekegel der kleinen Einfallsenergien und der großen Einfallsenergien jeweils verschiedene Bereiche der Schauer erfassen. Bei den hohen Einfallsenergien erfassen die Niederenergiekegel die Randbereiche des Schauers, in denen die Sekundärteilchen nicht mehr in der Lage sind inelastische Wechselwirkungen auszulösen. Es können sich dabei auch um niederenergetische Photonen handeln, die sich weit vom Schauerkern entfernen und ihre Energie außerhalb des Hauptkegels deponieren. Die Niederenergiekegel der kleinen Einfallsimpulse erfassen dagegen den Schauerkern, in dem die Teilchen inelastisch wechselwirken. Dieses führt zu den Gewichtungsfaktoren größer als eins.

Die Berechnung der Gewichtungsfaktoren aus allen Einfallsimpulsen in den E_{kon}-ϱ^i-Intervallen führt für die niedrigen Einfallsenergien zu Gewichtungsfaktoren, die für sie zu klein sind. Nun verdeutlicht Abbildung 4.1 c), daß die Kegelenergien der Pionen mit niedriger Einfallsenergie klein sind. Somit wäre für diese Teilchen der größte Teil ihrer Energie falsch gewichtet, falls zur Berechnung der Gewichtungsfaktoren in den jeweiligen Kegelenergie-Intervallen alle zur Verfügung stehenden Kegel verwendet werden würden.

Die Selektion der energiereichsten Kegel für die Entwicklung der Gewichtungsfaktoren bietet die Möglichkeit diese Problematik zu lösen, da dadurch die Niederenergiekegel der hohen Einfallsimpulse in den Kegelintervallen mit niedriger Energie unterdrückt werden. Die bei diesem Verfahren auftretenden Gewichtungen mit zu hohen Gewichtungsfaktoren für die Niederenergiekegel der hohen Einfallsimpulse sind dabei tolerierbar, da sie nur einen sehr geringen Anteil der gesamten Energie in Ereignissen mit hohem Einfallsimpuls tragen (siehe nächster Abschnitt).

Selektion der energiereichsten Kegel

Abbildung 4.3 zeigt für Ereignisse mit mehreren rekonstruierten Kegeln den Anteil des energiereichsten Kegels $E_{kon}^{max}/E_{kon}^{sum}$ an der insgesamt von allen Kegel des Ereignisses getragenen Energie in Abhängigkeit vom Einfallsimpuls. Für kleine Einfallsimpulse liegt der Anteil über 65% und steigt für große Einfallsimpulse auf über 95% an. Somit tragen die Kegel, die in dem in Abbildung 4.2 betrachteten Kegelenergie-Intervall von 0 GeV bis 1 GeV liegen, für hohe Einfallsenergien weniger als 5% der in dem Ereignis auf elektromagnetischer Skala rekonstruierten Energie. Eine nicht optimale Gewichtung der Energien in diesen Kegel hat somit keinen großen Einfluß auf die Energierekonstruktion bei hohen Einfallsimpulsen. Es ist vielmehr wichtiger für die kleinen Einfallsimpulse die richtigen

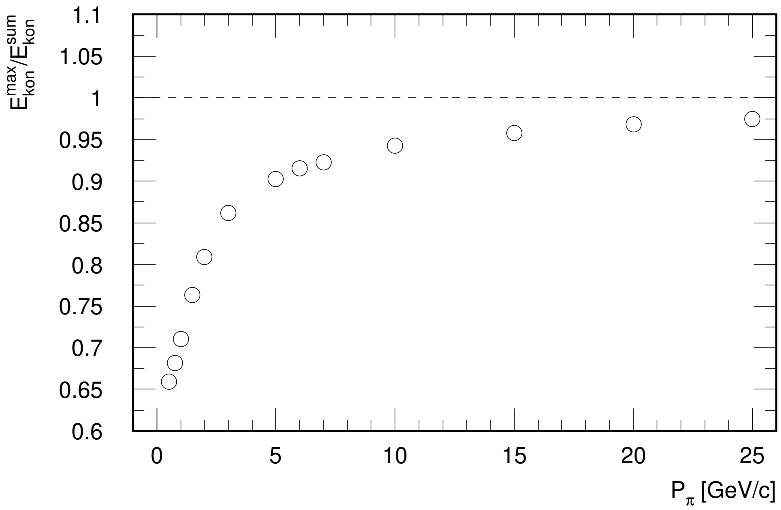

Abbildung 4.3: *Anteil der Energie des energiereichsten Kegels* E_{kon}^{max} *an der insgesamt von allen Kegeln des Ereignisses getragenen Energie* E_{kon}^{sum} *für Ereignisse mit mehr als einem Kegel. Die Anteile sind in Abhängigkeit vom Einfallsimpuls des Pions aufgetragen. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.*

Gewichtungsfaktoren zu ermitteln, als für die Niederenergiekegel der hohen Einfallsimpulse.

Qualitativ läßt sich der Verlauf der Größe $E_{kon}^{max}/E_{kon}^{sum}$ in Abbildung 4.3 folgendermaßen erklären: Werden in einem Ereignis mehrere Kegel rekonstruiert, so enthält in der Regel ein Hauptkegel den Schauer und die übrigen Kegel tragen nur einen kleinen Teil der Energie. Sie erfassen die Randbereiche des Schauers, welche einen hohen Anteil an elektronischem Rauschen besitzen.

Bei kleinen Einfallsimpulsen, zum Beispiel $P_\pi < 0.5\,GeV$, ist die durch das einfallende Teilchen im Hauptkegel deponierte Energie in derselben Größenordnung wie die Energien der übrigen Kegel, die durch das elektronische Rauschen dominiert sind. Dies führt dazu, daß mit abnehmendem Einfallsimpuls in Ereignissen mit mehreren Kegel, der Anteil des energiereichsten Kegels an der insgesamt im Ereignis rekonstruierten Energie abnimmt.

Abbildung 4.4 zeigt die Energieverteilung der energiereichsten Kegel für 1.5 GeV und 15 GeV Einfallsimpulse. An der Kegelenergieverteilung der 15 GeV Pionen ist deutlich zu erkennen, daß die Selektion der energiereichsten Kegel in den Ereignissen die Niederenergiekegel der hohen Einfallsimpulse unterdrückt. In Abbildung 4.3 ist die große Anzahl der Einträge bei kleinen Kegelenergien nicht

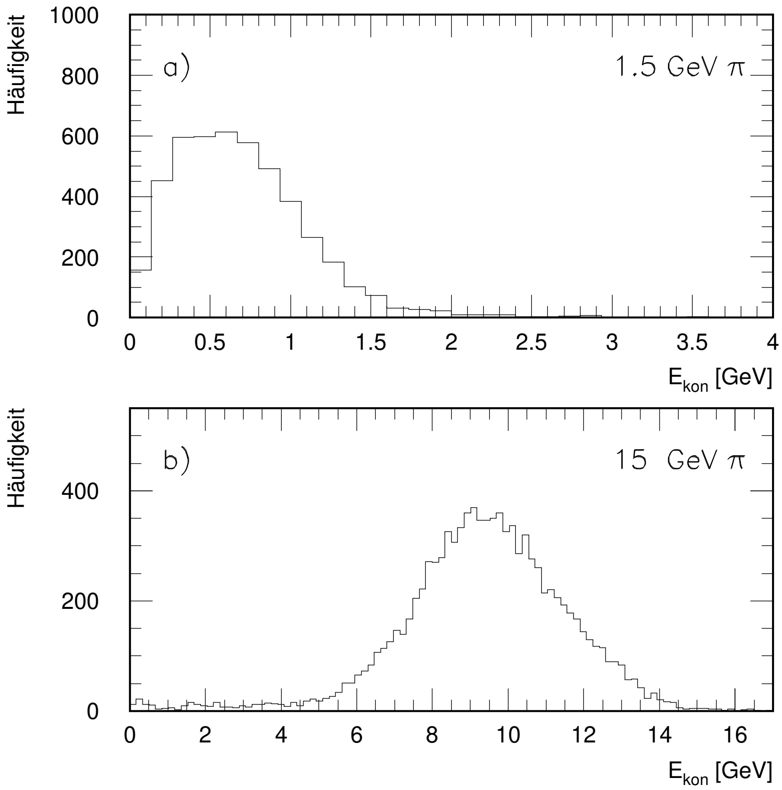

Abbildung 4.4: *Verteilung der Energien der energiereichsten Kegel für 1.5 GeV (a) und 15 GeV (b) Pionen.*

mehr vorhanden (vergleiche hierzu Abbildung 4.1 a)).

Abbildung 4.5 zeigt für das Intervall $E_{kon} \in [0,1]\,GeV$ nach der Selektion der energiereichsten Kegel, die Größe $\mathcal{Q}_a$ in Abhängigkeit von dem Einfallsimpuls der Pionen. Die Größe $\mathcal{Q}_a$ ist durch

$$\mathcal{Q}_a = \frac{n_{kon}^{max}\left(P_\pi^i\right)}{N_{ges}^{max}} \tag{4.4}$$

definiert. Wobei $n_{kon}^{max}\left(P_\pi^i\right)$ die Anzahl der energiereichsten Kegel in diesem Intervall für einen bestimmten Einfallsimpuls P_π^i ist und N_{ges}^{max} ist die Gesamtanzahl der energiereichsten Kegel aller Einfallsimpulse, die sich in dem Intervall $E_{kon} \in [0,1]\,GeV$ befinden:

$$N_{ges}^{max} = \sum_{i=0.5GeV}^{25GeV} n_{kon}^{max}\left(P_\pi^i\right)$$

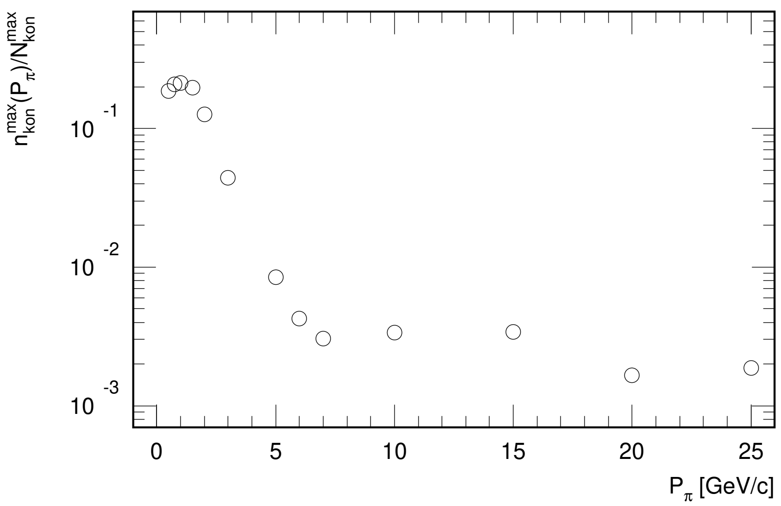

Abbildung 4.5: *Verhältnisse der energiereichsten Kegel der jeweiligen Pionimpulse zur Gesamtzahl der in das Intervall $E_{kon} \in [0,1]\,GeV$ eingetragenen energiereichsten Kegel als Funktion aller simulierten Pionimpulse.*

Der Quotient $\mathcal{Q}_a$ stellt somit das Verhältnis der Kegel eines bestimmten Einfallsimpulses an der Gesamtanzahl der Kegel aller simulierten Pionimpulse in diesem Intervall dar. An Abbildung 4.5 ist zu erkennen, daß die Bedeutung der Ereignisse mit hohem Einfallsimpuls in dem Intervall niedriger Kegelenergien wie erforderlich abnimmt, falls gefordert wird, daß nur die energiereichsten Kegel in die E_{kon}-ϱ^i-Intervalle eingetragen werden. Die Gewichtungsfaktoren im Intervall $E_{kon} \in [0,1]$ GeV werden hauptsächlich durch die Ereignisse mit kleineren Einfallsenergien bestimmt, da etwa 90% der Kegel in dem Intervall von Einfallsimpulsen zwischen 0.5 GeV und 2 GeV (siehe Abbildung 4.5) stammen. Natürlich führt die Selektion der energiereichsten Kegel wie schon erwähnt dazu, daß die Niederenergiekegel für Ereignisse mit hohem Einfallsimpuls mit nichtidealen Gewichtungsfaktoren gewichtet werden. Abbildung 4.3 zeigt aber, daß ihre Bedeutung mit der Zunahme des Einfallsimpulses abnimmt.

Weiterhin werden durch die Verwendung der energiereichsten Kegel zur Berechnung der Gewichtungsfaktoren in den einzelnen Intervallen die Gewichtungsfaktoren im Niederenergiebereich bei einer etwaigen Erweiterung des Simulationssatzes zu höheren „Einfallsenergien“ nicht verändert. Die Gewichtungsfaktoren sind somit unabhängig von dem zu ihrer Entwicklung verwendeten Simulationssatz.

Intervallgröße für die Kegelenergien

Abbildung 4.4 zeigt, daß sich die Verteilung der Kegelenergien der Ereignisse mit 1.5 GeV Einfallsimpulsen über einen Energiebereich von etwa 2 GeV erstreckt. Im Vergleich dazu dehnt sich die Verteilung der Kegelenergien der 15 GeV Pionen über einen Energiebereich von etwa 8 GeV aus. Die Intervallgrößen der Abszisse des zweidimensionalen Gewichtungsfaktorgitters, auf welcher die Kegelenergien aufgetragen sind, müssen den Breiten der Kegelenergie-Verteilungen angepaßt sein, um den Veränderungen auf den verschiedenen Skalen gerecht zu werden. Wären die Intervalle zum Beispiel 1 GeV groß, so würde die Kegelenergie-Verteilung der niedrigen Einfallsenergien nur durch zwei Intervalle abgetastet werden. Die Verwendung einer logarithmischen Skala erbringt die erwünschte variable Segmentierung, die mit kleiner werdender Energie den Niederenergiebereich besser auflöst. Aus diesem Grund werden die Gewichtungsfaktoren in das zweidimensionale Gitter in Abhängigkeit vom Logarithmus der Kegelenergie eingetragen.

4.2.2 Die Energiedichte

Abbildung 4.6 zeigt exemplarisch für Pionen der Einfallsimpulse 6 GeV a) und 25 GeV b) die Energiedichteverteilung der Zellen der energiereichsten Kegel, die sich im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters befinden. Die Energiedichteverteilungen der beiden Einfallsimpulse haben qualitativ die gleiche Form. Die Verteilung der Pionen mit 6 GeV Einfallsimpulsen besitzen kleinere Ausläufer zu großen Energiedichten.

Die Mehrheit der Einträge befindet sich bei kleinen Energiedichten. Um die Verteilung im Bereich kleiner Energiedichten aufzulösen, werden die Gewichtungsfaktoren ebenfalls in Abhängigkeit vom Logarithmus ihrer Energiedichte in das zweidimensionale Gitter eingetragen.

Zusammenfassend führten die in den bisherigen Abschnitten beschriebenen Untersuchungen zu folgenden Entscheidungen:

- Zur Entwicklung der Gewichtungsfaktoren werden nur die energiereichsten Kegel verwendet.

- Die Gewichtungsfaktoren werden in Abhängigkeit vom Logarithmus der Energiedichte und der Kegelenergie in das Gewichtungsfaktorgitter eingetragen.

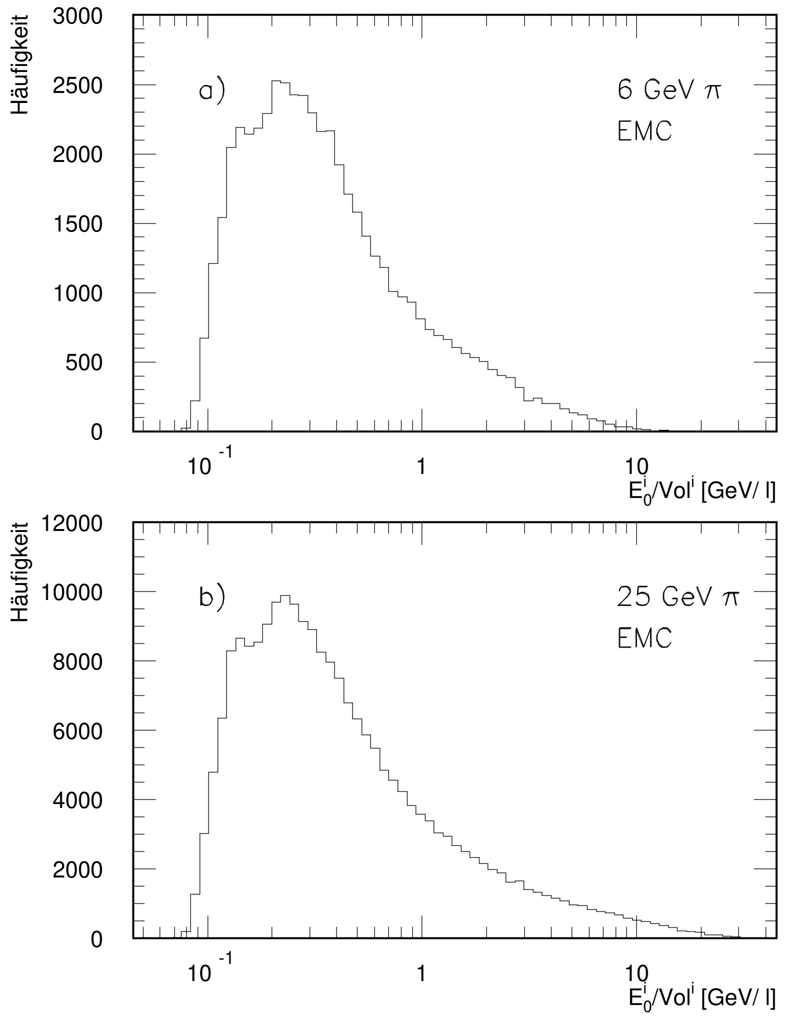

Abbildung 4.6: *Verteilung der Energiedichten in den Zellen der energiereichsten Kegel für 6 GeV Pionen in a) und 25 GeV Pionen b) als Funktion von E_0^i/Vol^i mit logarithmischer Abszisse.*

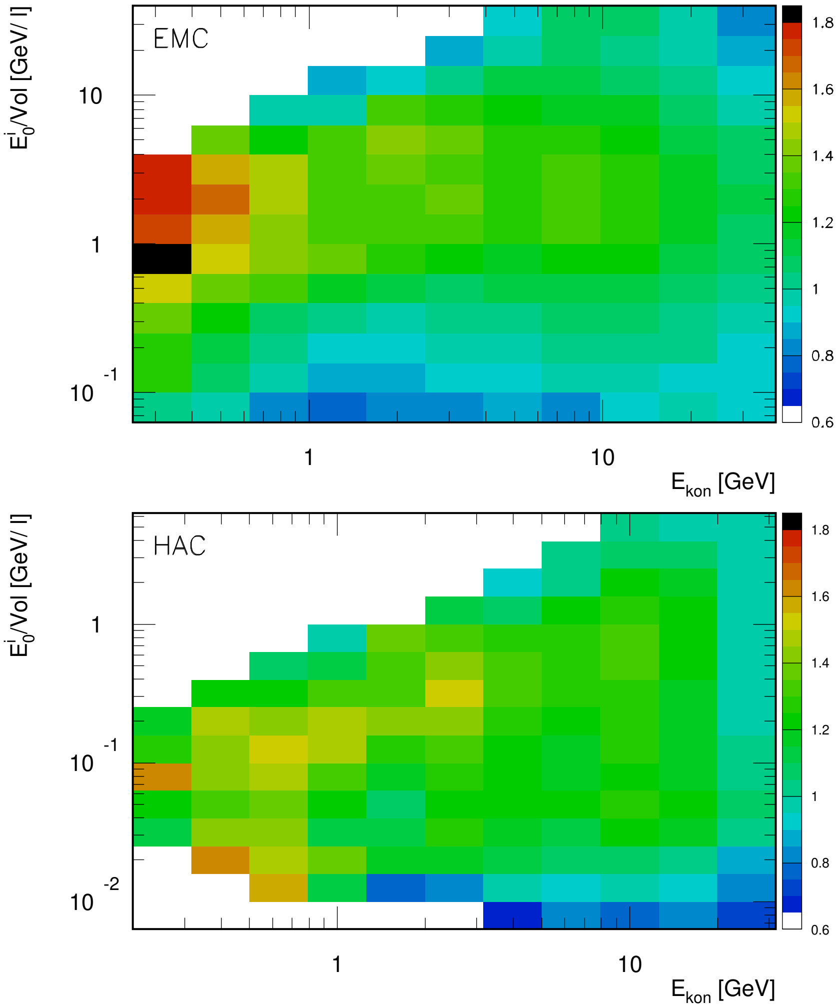

Abbildung 4.7: *Ermittelte Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit von der Energiedichte E_0^i/Vol^i und der Kegelenergie E_{kon} für das elektromagnetische (EMC) Kalorimeter (oben) und für das hadronische (HAC) Kalorimeter (unten). Die Farbskala am rechten Rand zeigt die den Farben zugeordneten Werte der Gewichtungsfaktoren. Die weißen Flächen entsprechen Bereichen, in denen keine Gewichtungsfaktoren ermittelt werden konnten. Siehe auch Anhang A.*

4.2.3 Die Gewichtungsfaktoren

Abbildung 4.7 zeigt das zweidimensionale Gewichtungsfaktorgitter (siehe auch Anhang A) für den elektromagnetischen und hadronischen Teil des Kalorimeters.

Auf der Abszisse sind die Kegelenergien und auf der Ordinate die Energiedichten der Zellen aufgetragen. Beide Skalen sind logarithmisch. Die Farben bezeichnen die Gewichtungsfaktorwerte (siehe Gleichung (4.2)) in den jeweiligen Intervallen. Die Farbskala am rechten Rand zeigt die den Farben zugeordneten Werte an, mit Ausnahme der weißen Flächen, welche Intervallen ohne Gewichtungsfaktoren entsprechen.

Die Berechnung der Gewichtungsfaktoren erfolgte nach der in Abschnitt 4.2 beschriebene Weise aus den energiereichsten Kegeln. Es wurde verlangt, daß in jedem Intervall mindestens 10 Einträge vorhanden sind und daß der Fehler der Gewichtungsfaktoren maximal ± 0.2 beträgt. Die meisten Gewichtungsfaktoren besitzen Fehler, die um eine Größenordnung kleiner sind. Mit Hilfe der Gewichtungsfaktoren, die diese Forderungen erfüllen, wurden für die direkten Ränder der zweidimensionalen Verteilung, mittels linearer Extrapolation Gewichtungsfaktoren bestimmt. Dies ermöglicht eine bessere Rekonstruktion der Energien für Zellen, die in den Randbereichen der Gewichtungsfaktorverteilung liegen. Da das Verhalten der Gewichtungsfaktoren in den Bereichen, die von den Rändern der zweidimensionalen Verteilung weiter entfernt sind, nicht vorhersagbar ist, wurde auf eine weitreichendere Extrapolation verzichtet. Die weißen Intervalle in Abbildung 4.7 entsprechen Intervallen, in denen die Statistik nicht ausreichend war, um einen Gewichtungsfaktoren zu bestimmen. Die Energien der Zellen, die in diesen weißen Intervallen liegen, werden nicht gewichtet, das heißt ihnen wird ein Gewichtungsfaktor eins zugeordnet. Sie verbleiben auf der elektromagnetischen Skala.

Im hadronischen Kalorimeter ergeben sich Energiedichten, die etwa eine Größenordnung kleiner sind als diejenigen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters, was vor allem auf die größeren Auslesezellen im hadronischen Kalorimeter zurückzuführen ist.

Weiterhin ist zu erkennen, daß die Gewichtungsfaktoren mit anwachsender Kegelenergie abnehmen, da der elektromagnetische Anteil im Schauer anwächst. Die Gewichtungsfaktoren nehmen auch mit größer werdender Energiedichte ab, welches die Sensitivität des Kalorimeters auf elektromagnetische Energiedepositionen bestätigt.

4.2.4 Interpretation des Verhaltens der Gewichtungsfaktoren

Entgegen der naiven Erwartung, daß die Gewichtungsfaktoren mit kleiner werdender Energiedichte anwachsen müßten, nehmen in Abbildung 4.7 die Werte der Gewichtungsfaktoren für sehr kleine Energiedichten ab und erreichen teilweise Werte unterhalb von eins. Dieses Verhalten wurde mit Simulationen untersucht. Dazu wurden 15 GeV Pionen, die, ohne Überlagerung des elektronischen Rauschens und ohne einen Rauschschnitt anzuwenden, rekonstruiert worden sind, mit 15 GeV Pionen, die mit elektronischem Rauschen und mit einem 2/4-σ_{rausch} Schnitt rekonstruiert worden sind, verglichen.

Die Größen für die Rekonstruktion der Ereignisse ohne elektronisches Rauschen und ohne Rauschunterdrückung werden in Abbildung 4.8 durch offene Kreise dargestellt. In der weiteren Diskussion werden diese als „reine Simulation" bezeichnet. Die vollen Kreise repräsentieren die Größen für die Rekonstruktionen mit elektronischem Rauschen und Rauschunterdrückung.

Abbildung 4.8 zeigt für die reine Simulation in Abhängigkeit von der Energiedichte der Zellen den Anteil der nicht nachweisbar deponierten Energie a) und den Anteil der elektromagnetisch deponierten Energie b) in den Zellen. Die nicht nachweisbar deponierte Energie ist ein Maß für die über inelastische, hadronische Wechselwirkungen deponierte Energie (siehe Abschnitt 2.3). Abbildung 4.8 c) zeigt die idealen Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit von der Energiedichte für die reine Simulation. Abbildung 4.8 d) vergleicht die idealen Gewichtungsfaktoren beider Simulationen miteinander.

Die folgende Diskussion der Abbildung 4.8 wird von großen Energiedichten beginnend zu kleinen Energiedichten erfolgen. In Abbildung 4.8 c) nehmen die Gewichtungsfaktoren der reinen Simulation im Bereich von 30 GeV/l bis 3 GeV/l mit abnehmender Energiedichte zu, da nach Abbildung 4.8 a) der Anteil der nicht nachweisbar deponierten Energie in diesem Bereich ansteigt. Gleichzeitig nimmt in diesem Energiedichte-Bereich der elektromagnetische Anteil mit abnehmender Energiedichte ab.

In dem Energiedichte-Bereich zwischen 3 GeV/l und 0.2 GeV/l nehmen die Gewichtungsfaktoren der reinen Simulation mit abnehmender Energiedichte ab, und zeigen somit das in Abbildung 4.7 beobachtete Verhalten der Gewichtungsfaktoren für sehr kleine Energiedichten. Grund hierfür ist der abnehmende Anteil der nicht nachweisbar deponierten Energie. Diese niedrigen Energiedichten entspre-

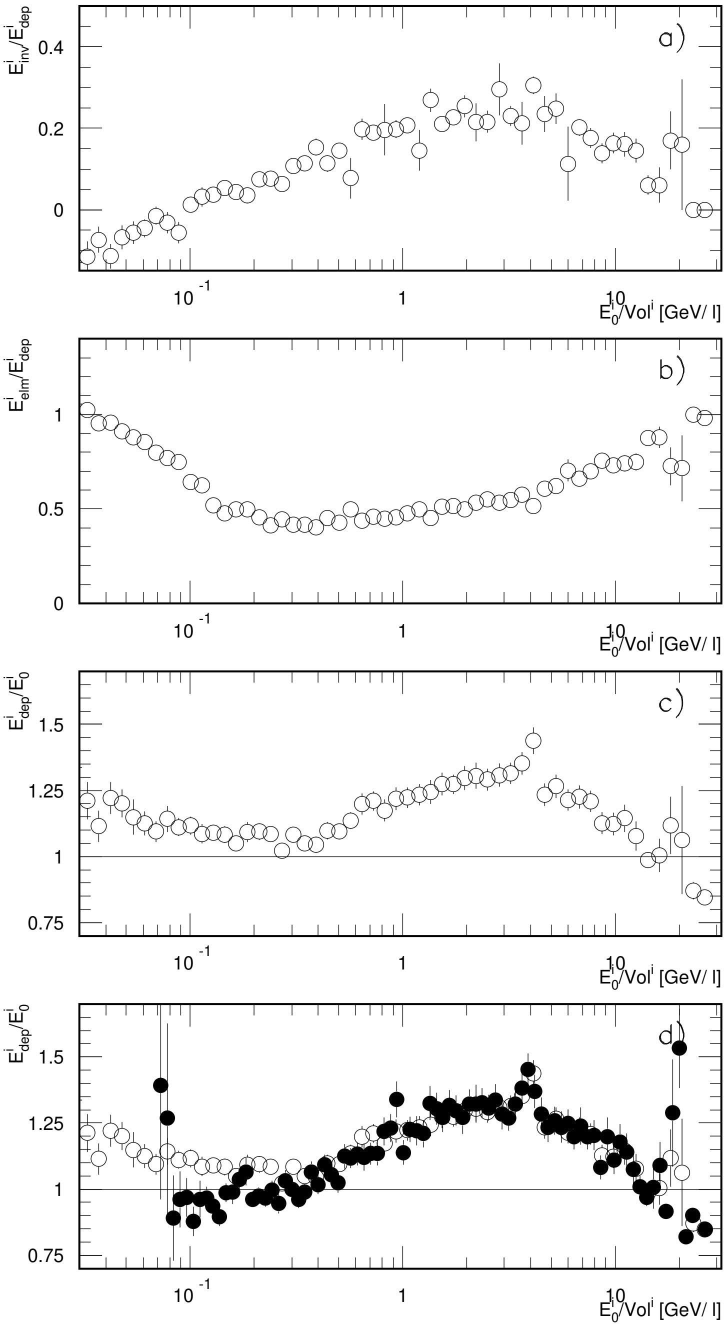

Abbildung 4.8: *Vergleich der Simulation mit elektronischen Rauschen und Rauschschnitt (•) mit der reinen Simulation (○). Erläuterungen erfolgen im Text.*

chen niederenergetischen Teilchen, die nicht mehr in der Lage sind, inelastische Wechselwirkungen auszulösen. Die Hadronen in diesem Bereich deponieren ihre Energie über Ionisations- und Anregungsprozesse im Kalorimeter, was zu der beobachteten Abnahme der nicht nachweisbar deponierten Energie führt.

Unterhalb einer Energiedichte von 0.2 GeV/l beginnen die Gewichtungsfaktoren wieder anzusteigen. In diesem Bereich nimmt nach Abbildung 4.8 b) der elektromagnetisch deponierte Anteil der Energie zu. Es handelt sich dabei um extrem niederenergetische Photonen oder Elektronen. Im Falle der Photonen führt der in Abschnitt 2.4.2.1 beschriebene Migrationseffekt zu einer Verminderung des Signals. Dann entspricht die über viele Ereignisse gemittelte Kalibrationskonstante c_{sim} (siehe Abschnitt 3.2) der elektromagnetischen Skala nicht mehr der Umkehrung des Sampling-Anteils (siehe Abschnitt 2.4.2) und der Gewichtungsfaktor wächst wieder an.

Abbildung 4.8d) zeigt, daß die Gewichtungsfaktoren der Simulation mit Überlagerung des elektronischen Rauschens und der Anwendung des Rauschschnittes oberhalb einer Energiedichte von 0.3 GeV/l dem Verlauf der idealen Gewichtungsfaktoren der reinen Simulation folgen. Bedingt durch den Rauschschnitt existieren keine Gewichtungsfaktoren unterhalb einer Energiedichte von 0.07 GeV/l. Weiterhin ist zu erkennen, daß die Gewichtungsfaktoren der Simulation mit elektronischem Rauschen für kleine Energiedichten im Gegensatz zur reinen Simulation unterhalb des Wertes eins liegen. Verantwortlich hierfür ist ein Zusammenwirken des elektronischen Rauschens mit dem Rauschschnitt, wie im folgenden erläutert wird.

Abbildung 4.9 zeigt einen Ausschnitt der Abbildung 4.8d). Anhand eines exemplarisch gewählten Gewichtungsfaktors (Pfeil in der Abbildung 4.9) soll der Effekt erläutert werden. Wird der Zelle des ausgewählten Gewichtungsfaktors positives elektronisches Rauschen überlagert, so erhöht sich in dieser Zelle bei konstant bleibender deponierter Energie E^i_{dep} die auf elektromagnetischer Skala rekonstruierte Energie E^i_0 und somit ihre Energiedichte. Gleichzeitig wird der Gewichtungsfaktor E^i_{dep}/E^i_0 für diese Zelle kleiner.

Die eingezeichnete Kurve stellt den für den ausgewählten Gewichtungsfaktor berechneten funktionalen Zusammenhang zwischen der Energiedichte in der Zelle und dem sich bei konstanter deponierter Energie ergebenden Gewichtungsfaktor dar. Der Gewichtungsfaktor wandert auf der eingezeichneten Hyperbel aus dem Bereich sehr kleiner Energiedichten, die durch den Rauschschnitt weggeschnit-

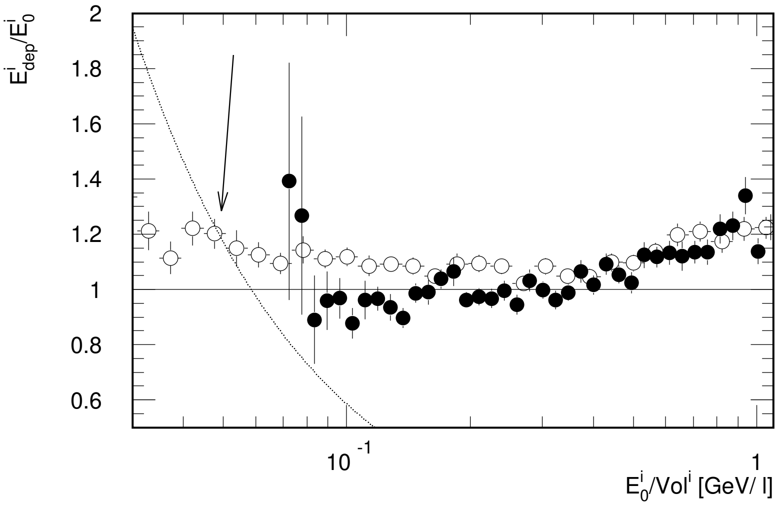

Abbildung 4.9: *Erklärung des Einflusses des elektronischen Rauschens auf die Gewichtungsfaktoren bei kleinen Energiedichten. Die offenen Kreise bezeichnen Gewichtungsfaktoren ohne elektronisches Rauschen und ohne Rauschschnitt, die schwarzen Kreise entsprechen Gewichtungsfaktoren, die aus Simulationen mit elektronischem Rauschen und angewandten Rauschschnitt berechnet worden sind. Die eingezeichnete Kurve stellt den für den ausgewählten Gewichtungsfaktor berechneten funktionalen Zusammenhang zwischen der Energiedichte und dem Gewichtungsfaktor mit* $E^i_{dep} = konst.$ *dar.*

ten werden, in den Energiedichtebereich oberhalb der Schwelle der Rauschunterdrückung. Da sich der Gewichtungsfaktor E^i_{dep}/E^i_0 dabei stark verringert, nehmen die Gewichtungsfaktoren in der Nähe der Schwelle der Rauschunterdrückung im Mittel für Simulationen mit elektronischem Rauschen und nachfolgender Rauschunterdrückung Werte kleiner als eins an. Die Überlagerung mit negativem Rauschen führt dazu, daß die Energiedichten oberhalb der Rauschschwelle in den Energiedichte-Bereich unterhalb der Rauschschwelle migrieren und weggeschnitten werden.

Insgesamt führt dies zu der beobachteten Reduktion der Gewichtungsfaktoren nahe der Schwelle der Rauschunterdrückung.

Auch bei sehr hohen Energiedichten nehmen die Gewichtungsfaktoren Werte kleiner als eins an. Dieses Verhalten ist sowohl bei der reinen Simulation, als auch bei der Simulation mit Rauschen zu beobachten (siehe Abbildung 4.8 c)und d)). Ursache hierfür ist die Kalibrationskonstante c_{sim}, welche aus der Mittelung über den gesamten Schauer bestimmt wird (siehe Abschnitt 3.2). Wie schon in der obigen Diskussion der Abbildung 4.8 c) erläutert wurde, ist die Kalibrationskonstante in den Bereichen, in denen der Migrationseffekt auftritt, zu klein, welches zu dem in Abbildung 4.8 c) zu sehenden Anstieg der Gewichtungsfaktoren unterhalb einer Energiedichte von 0.2 GeV/l führt. Da c_{sim} im Mittel für den Schauer die richtige elektromagnetische Skala rekonstruiert, muß es zur Kompensation der zu kleinen Kalibrationskonstanten auch Bereiche geben, für die die Kalibrationskonstante zu hoch ist.

Untersuchungen der Kalibrationskonstante in Abhängigkeit von der Schauertiefe haben ergeben, daß sie mit der Tiefe des Schauers zunimmt [Bor 92]. Die über den Schauer gemittelte Kalibrationskonstante ist an seinen Randbereichen zu klein, und im Schauerkern mit großer Energiedeposition, somit hoher Energiedichte, zu groß. Abbildung 4.8 c) stützt diese Argumentation, da die Gewichtungsfaktoren für hohe Energiedichten Werte kleiner als eins annehmen.

4.3 Die Entwicklung der Signalverlustkorrektur

In einem Ereignis können nur die Energien der Zellen gewichtet werden, die nach der Rauschunterdrückung verbleiben. Weiterhin können die Gewichtungsfaktoren nur aus den Größen dieser verbliebenen Zellen berechnet werden. Somit sind die entwickelten Gewichtungsfaktoren auf die deponierten Energien der nach dem Rauschschnitt verbleibenden Zellen optimiert. Sie können aus diesem Grund nicht die Signalverluste, die durch die Rauschunterdrückung verursacht werden, kompensieren. Ein von der Gewichtung getrennter Schritt muß die Energie, die aufgrund der Rauschunterdrückung weggeschnitten worden ist, korrigieren. Im Gegensatz zur H1-Gewichtung soll diese Korrekturenergie nicht auf die nach dem Rauschschnitt verbleibenden Zellen verteilt werden, denn dadurch würden ihre rekonstruierten Energien nicht mehr der im Mittel in ihnen deponierten Energien entsprechen.

Zur Entwicklung der Korrektur der Rauschunterdrückungsverluste wurde derselbe Simulationssatz verwendet, der auch für die Entwicklung der Gewichtungsfaktoren benutzt worden ist. Mit der analogen Begründung wie bei der Entwicklung der Gewichtungsfaktoren, also der Vermeidung der Einschußenergie- und Simulationssatzabhängigkeit, wurden nur aus den energiereichsten Kegeln in den Ereignissen die Rauschkorrekturen entwickelt. Aber im Gegensatz zur Entwicklung der Gewichtungsfaktoren, wurden für die Rauschkorrektur auch Zellen verwendet, die sich nicht in Clustern befinden, oder negative Energien besitzen.

Ermittelt wurde die Differenz ΔE_{kon}^{dep} aus der in dem energiereichsten Kegel insgesamt deponierten Energie E_{kon}^{depges} und der in ihm nach dem Rauschschnitt verbleibenden deponierten Energie $E_{kon}^{depverbl}$:

$$\Delta E_{kon}^{depkor} = E_{kon}^{depges} - E_{kon}^{depverbl} \,. \tag{4.5}$$

Dieser ermittelte Verlust wurde entsprechend der Kegelenergie E_{kon}^{all} in das entsprechende Kegelenergieintervall in ein eindimensionales Gitter eingeordnet. Die Kegelenergie E_{kon}^{all} ist dabei die Summe der Energien aller Zellen auf elektromagnetischer Skala in dem jeweiligen Kegel. Erinnert sei an dieser Stelle daran, daß die Größe E_{kon} dagegen die Summe der Clusterenergien in einem Kegel ist (siehe Gleichung (4.1)). In den einzelnen Kegelenergie-Intervallen wurde der Mittelwert aus den Energieverlusten ΔE_{kon}^{depkor} berechnet. Abbildung 4.10 zeigt den im Mittel durch den Rauschschnitt verursachten Verlust pro Kegel in Abhängigkeit von der Kegelenergie E_{kon}^{all}.

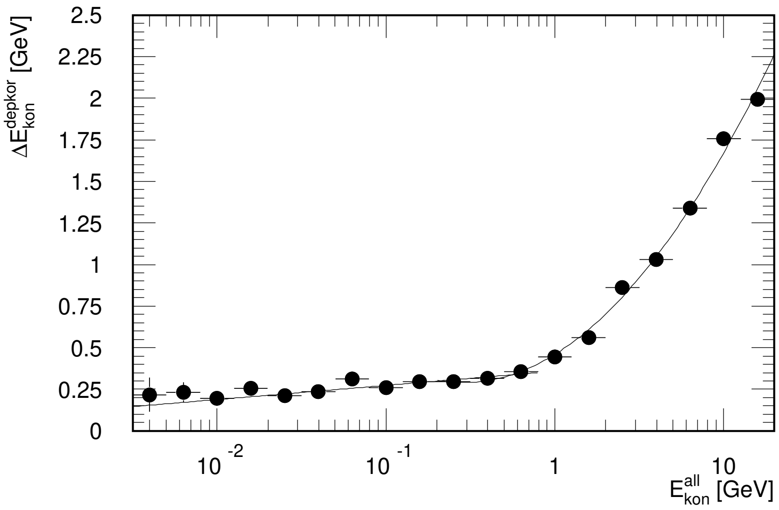

Abbildung 4.10: *Mittlerer Energieverlust ΔE_{kon}^{depkor} in Abhängigkeit von der Kegelenergie E_{kon}^{all}. Die eingezeichnete Kurve zeigt die angepaßten Parametrisierungen.*

Die Kurve wurde mit zwei Funktionen parametrisiert. Bis zu einer Kegelenergie von 0.316 GeV ($log_{10}(0.316) = -0.5$) wird der untere Teil der Kurve durch eine Gerade parametrisiert:

$$\Delta E_{kon}^{depkor} = N0 + N1 * log_{10}\left(E_{kon}^{all}\left[GeV\right]\right) \ , \tag{4.6}$$

mit $N0 = (0.358 \pm 0.003)\,[GeV]$
und $N1 = (0.085 \pm 0.005)\,[GeV]$.

Für Kegelenergien oberhalb 0.316 GeV wird eine Parabel verwendet:

$$\Delta E_{kon}^{depkor} = M0 + M1 * log_{10}\left(E_{kon}^{all}\left[GeV\right]\right) + M2 * \left(log_{10}\left(E_{kon}^{all}\left[GeV\right]\right)\right)^2 \ , \tag{4.7}$$

mit $M0 = (0.460 \pm 0.002)\,[GeV]$,
$M1 = (0.630 \pm 0.0.003)\,[GeV]$ und
$M2 = (0.585 \pm 0.0.004)\,[GeV]$.

Diese obigen Parametrisierungen dienen dazu, den Energieverlust in Abhängigkeit von der auf elektromagnetischer Skala rekonstruierten Kegelenergie E_{kon}^{all} zu ermitteln.

Qualitativ ist der funktionale Zusammenhang in Abbildung 4.10 zwischen ΔE_{kon}^{depkor} und E_{kon}^{all} folgendermaßen zu erklären: Kegel, deren Energien kleiner als 0.300 GeV sind, besitzen einen hohen Anteil an Rauschen. In diesen Kegeln ist der Signalverlust durch die Rauschunterdrückung klein. Mit zunehmender Kegelenergie E_{kon}^{all} nimmt der Anteil der Signale in den Kegeln zu und die Signalverluste durch die Rauschunterdrückung werden größer.

Aufgrund der begrenzten Zeit, die zur Verfügung stand, konnte im Rahmen dieser Arbeit keine Signalverlustkorrektur entwickelt werden, die auf Zellebene angewendet wird. Es ist vorgesehen diese Korrektur auf Zellebene zu entwickeln.

4.4 Die Beschreibung der alternativen Energierekonstruktion

Die Energierekonstruktion setzt sich aus der alternativen Gewichtung und der Korrektur der Energieverluste aufgrund des Rauschschnittes zusammen.

Im folgenden sollen die einzelnen Schritte der Gewichtung und der Rauschkorrektur erläutert werden.

4.4.1 Die alternative Gewichtung

Die alternative Gewichtung gewichtet die Energien der Zellen, die sich in Kegeln befinden, deren Energien auf elektromagnetischer Skala kleiner als 250 MeV ist, nicht. Diese Energien verbleiben auf elektromagnetischer Skala. Die Größenordnung dieser Schwelle wurde mittels folgender grober Abschätzung ermittelt.

Die nukleare Absorptionslänge für Blei beträgt $\lambda = 17.09\,\mathrm{cm}$ und die Strahlungslänge $X_0 = 0.56\,\mathrm{cm}$ [Par 94]. Ein minimalionisierendes Teilchen verliert auf einer Strecke von 17.09 cm mindestens 217 MeV seiner Energie durch Ionisation und Anregung. Es ist somit nicht sinnvoll Kegel zu gewichten, die deutlich unterhalb dieser Energie liegen, da Teilchen in diesen Kegeln den größten Teil ihrer Energie nicht durch inelastische Wechselwirkungen verlieren.

Abbildung 4.11 zeigt für Pionen mit den Einfallsimpulsen 0.5 GeV, 0.75 GeV, 1 GeV und 1.5 GeV die mittlere Kegelenergie für Ereignisse, in denen die Pionen mehr als 60% ihrer Einfallsenergie außerhalb des Kalorimeters deponiert haben. Sie liegen für Pionen unterhalb von 1 GeV im Bereich von 220 MeV und 260 MeV. Kegel deren Energien kleiner als 250 MeV sind, werden somit in der Regel zu Ereignissen gehören, die mehr als 60% ihrer Energie außerhalb des Kalorimetervolumens deponiert haben. Anhand dieses Sachverhaltes und der obigen Abschätzung wurde die Kegelenergie, unterhalb der die Zellen nicht mehr gewichtet werden, auf 250 MeV festgelegt.

Zellen, die sich nicht in der Nähe eines prominenten Clusters befinden oder negative Energien auf elektromagnetischer Skala besitzen, werden ebenfalls nicht gewichtet. Ihre Energien werden nicht wie bei der H1-Rekonstruktion unterdrückt (siehe Abschnitt 3.3.2) sondern sie verbleiben auf der elektromagnetischen Skala.

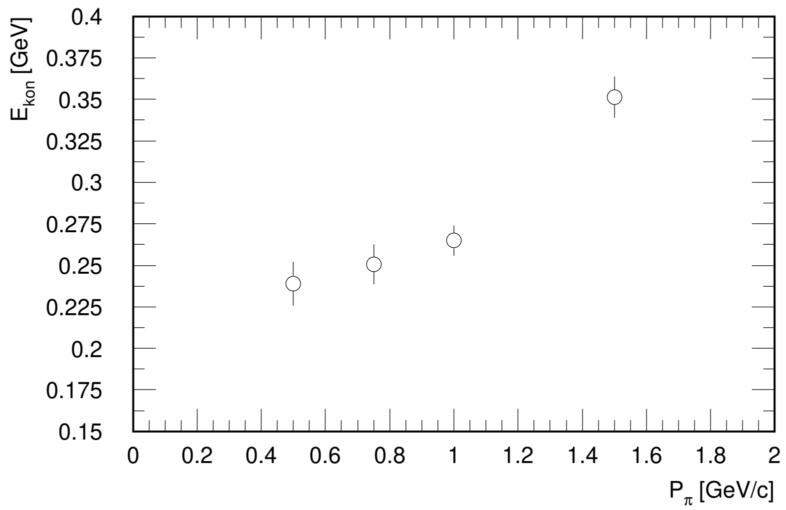

Abbildung 4.11: *Mittlere Kegelenergie für Ereignisse, in denen weniger als 40% der Einfallsenergie im Kalorimeter deponiert worden ist. Zu sehen sind die Mittelwerte für Pionen mit Einfallsimpulsen von 0.5 GeV, 0.75 GeV, 1.0 GeV und 1.5 GeV.*

Nachfolgend sind die einzelnen Gewichtungsschritte angegeben:

1. Bestimmung des α-Kegels nach dem in Abschnitt 3.3.4.4 beschriebenen Verfahren mit einem Öffnungswinkel von 11°.

2. Bildung der Summe der Clusterenergien in dem α-Kegel auf elektromagnetischer Skala $\rightarrow E_{kon}$.

3. Ermittlung der Energiedichte $\varrho^i = E_0^i / Vol^i$ für die zu gewichtende Zelle.

4. Multiplikation der Zellenenergie mit dem Gewichtungsfaktor, der aus dem zweidimensionalen Gewichtungsfaktorgitter anhand der Energiedichte der Zelle und der Energie des Kegels bestimmt wird. Dabei werden die Gewichtungsfaktoren durch lineare Interpolation in diesem Gitter ermittelt. Zellen, für deren Kegelenergie E_{kon} und Energiedichte ϱ^i im Gitter kein Gewichtungsfaktor zur Verfügung steht, werden nicht gewichtet.

$$E_{rec}^i = E_0^i \cdot GWF\left(log_{10}\left(E_0^i / Vol^i\right), log_{10}\left(E_{kon}\right)\right) \tag{4.8}$$

4.4.2 Die Rauschkorrektur

Nach der Gewichtung der Energien der Zellen in den Kegeln, wird für die rekonstruierten Kegelenergien mit Hilfe der Parametrisierungen (4.6) und (4.7) die Rauschkorrektur-Energie ΔE_{kon}^{depkor} ermittelt. Diese wird bei der Rauschkorrektur Nullter Ordnung als Ganzes auf die rekonstruierte Kegelenergie addiert.

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden das im H1-Rekonstruktionsprogramm H1REC verwendete Gewichtungsverfahren und das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte alternative Gewichtungsverfahren miteinander verglichen. Zu diesem Zweck wurde ein neuer, unabhängiger Satz von Pionen simuliert. Ihre Impulse betrugen 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 6.0, 7.0, 10.0, 15.0 und 20.0 GeV. Für jeden Einfallsimpuls wurden 10000 Ereignisse mit ARCET (siehe Abschnitt 3.4) simuliert. Dabei wurden die Programme GEANT3.21 und GHEISHA (siehe Anhang B) zur detaillierten Simulation des Detektoraufbaus und der Schauer verwendet. Der Einfallswinkel der Teilchen betrug 33.73°, um Simulationen mit den CERN-Testdaten vergleichen zu können. Es standen insgesamt 120000 simulierte Ereignisse, denen elektronisches Rauschen überlagert wurde, zur Verfügung.

Dieses Kapitel enthält zunächst den Vergleich der beiden Gewichtungsverfahren anhand globaler Größen wie der rekonstruierten Energie, ihrer relativen Auflösung und der erreichten Linearitäten. Dann werden die Gewichtungen auf reale Piondaten, die während der CERN-Testmessungen 1992 (siehe Kapitel 3.4) aufgenommen worden waren, angewendet. Anschließend werden die Rekonstruktionen beider Gewichtungsverfahren für einzelne Zellen und hinsichtlich topologischer Größen der entsprechenden Schauer miteinander verglichen.

5.1 Vergleich der Verteilungen der rekonstruierten Energien

Die Abbildungen 5.1, 5.2 und 5.3 zeigen die Verteilungen der rekonstruierten Energien beider Verfahren. Es wurden simulierte Pionen mit verschiedenen Einfallsimpulsen rekonstruiert. In der linken Spalte sind die Verteilungen der H1-Gewichtung (H1) und in der rechten Spalte sind diejenigen der alternativen

Gewichtung (AGW) zu sehen.

Die Verteilungen der Pionen mit Einfallsimpulsen, die kleiner als 1 GeV sind, zeigen für beide Gewichtungsverfahren auffällige Abweichungen von der Gaußverteilung. Das H1-Verfahren liefert häufig sehr kleine Einträge in der Nähe von Null. Diese gehören zu Ereignissen, in denen keine hadronischen Objekte (siehe Abschnitt 3.3.4.2) gebildet werden konnten, und die somit nicht gewichtet werden. Dieses Problem ist bei der alternativen Gewichtung deutlich reduziert.

Die Verteilungen der alternativen Gewichtung besitzen eine Doppelstruktur mit zwei Maxima. Die Ursache für die Doppelstruktur der Verteilungen ist die Kegelenergieschwelle: die Energien der Auslesezellen, die sich in einem Kegel befinden, dessen Kegelenergie auf elektromagnetischer Skala kleiner als 250 MeV ist, werden nicht gewichtet (siehe Abschnitt 4.4.1) und führen zu der beobachteten Doppelstruktur in den Verteilungen der alternativen Gewichtung. Eine Verbesserung der Verteilungsform wäre durch Einführung eines Energieübergangsbereiches möglich. In diesem Bereich nähme dann der Einfluß der Gewichtung stetig zu kleinen Energien hin ab, bis die Gewichtung nicht mehr angewendet würde. Denkbar ist es (siehe Diskussion in Abschnitt 4.4.1), den Übergangsbereich zwischen Kegelenergien von 200 MeV und 250 MeV zu legen.

Die Energieverteilungen der alternativen Gewichtung zeigen oberhalb eines Einfallsimpulses von 2 GeV glattere Verteilungsformen als die Verteilungen der rekonstruierten Energien des H1-Gewichtungsverfahrens. Die Doppelstruktur ist nicht mehr vorhanden. Im Vergleich dazu besitzen die Verteilungen der H1-Gewichtung bis zum Einfallsimpuls von 3 GeV neben der Hauptverteilung Einträge nahe Null. Für beide Gewichtungsverfahren besitzen die Verteilungen teilweise große Ausläufer zu hohen und niedrigen Energien.

Abbildung 5.4 zeigt für Pionen mit kleinen Einfallsimpulsen exemplarisch anhand der Einfallsimpulse 0.5 GeV und 1.0 GeV die rekonstruierten Verteilungen beider Gewichtungsverfahren in halblogarithmischer Darstellung. Abbildung 5.5 zeigt für die höheren Einfallsimpulse die rekonstruierten Verteilungen für Pionen mit 6 GeV und 15 GeV Einfallsimpulsen. An die Verteilungen wurden Gaußfunktionen angepaßt. Die Verteilungen der alternativen Gewichtung für die Einfallsimpulse von 0.5 GeV und 1 GeV besitzen im Vergleich zu dem H1-Gewichtungsverfahren geringere Abweichungen von der Gaußverteilung. Für die höheren Einfallsimpulse entsprechen die Verteilungen beider Verfahren Gaußverteilungen. Die Verteilungen der alternativen Gewichtung haben aber im Vergleich

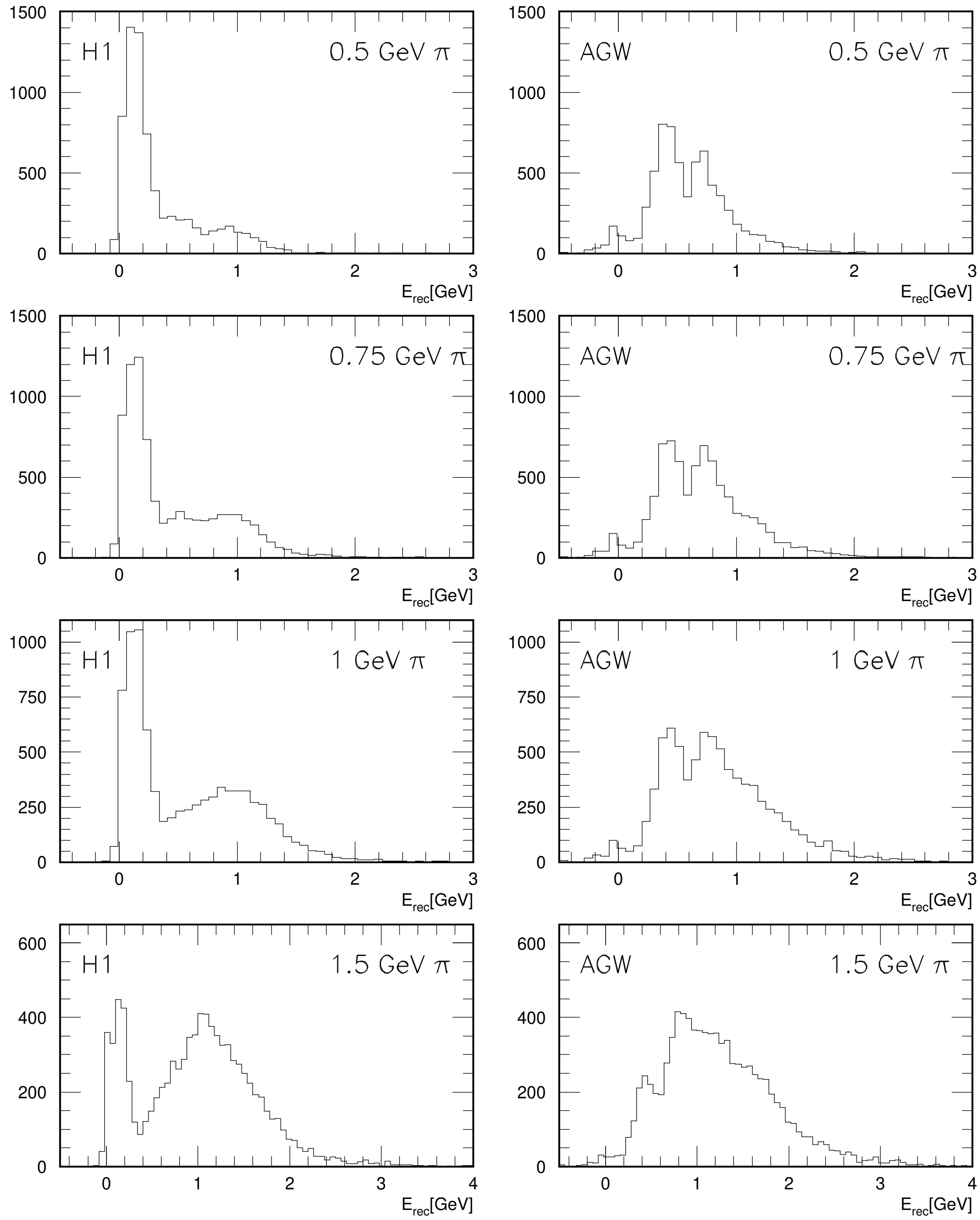

Abbildung 5.1: *Verteilungen der rekonstruierten Energien für niedrige Einfallsimpulse simulierter Pionen. Die linke Spalte zeigt die Verteilungen der H1-Gewichtung (H1), die rechte Spalte die der alternativen Gewichtung (AGW).*

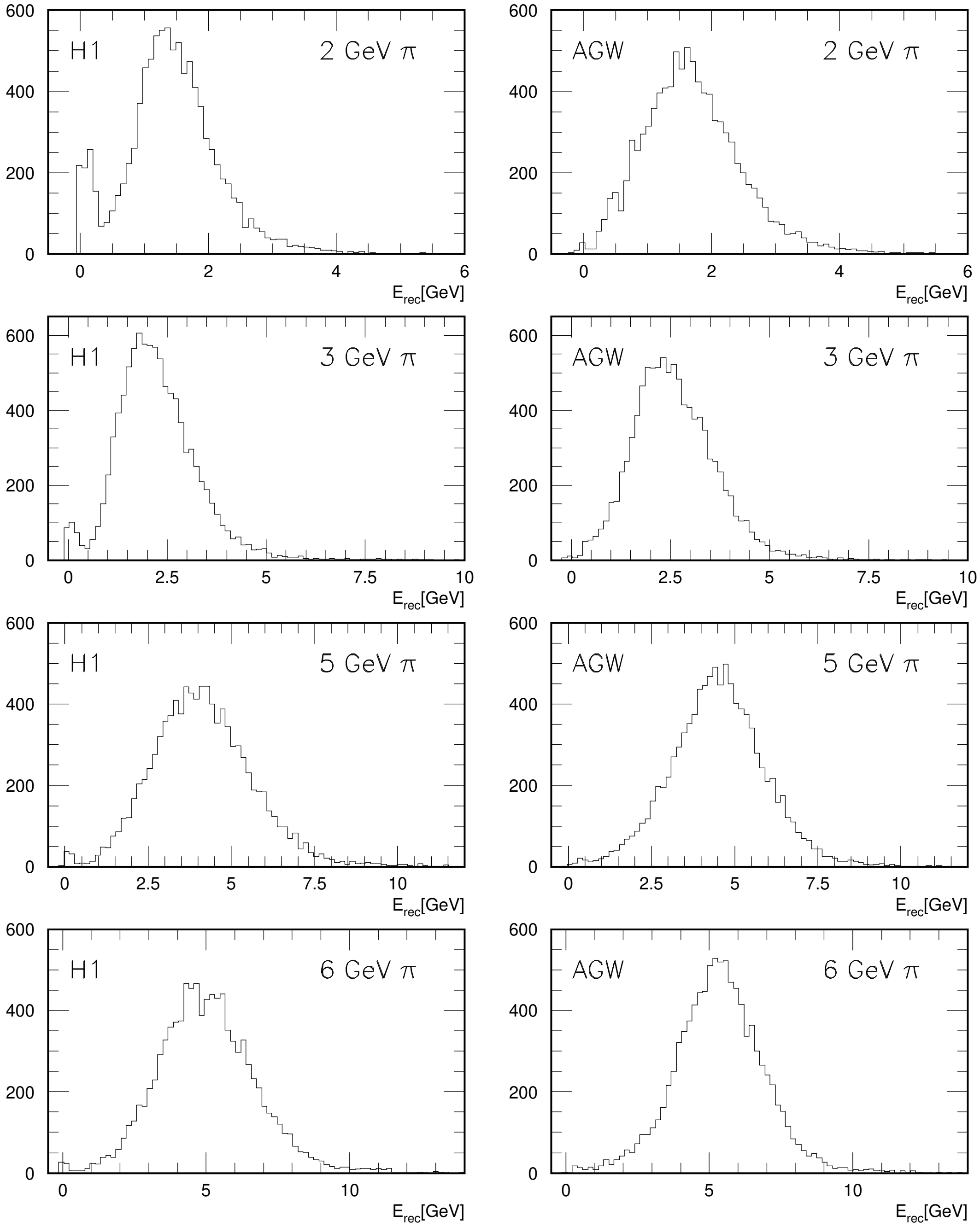

Abbildung 5.2: *Verteilungen der rekonstruierten Energien für Einfallsimpulse zwischen 2 und 6 GeV für simulierte Pionen. Links sind die Verteilungen der H1-Gewichtung (H1) zu sehen, rechts daneben befinden sich die Verteilungen der alternativen Gewichtung (AGW).*

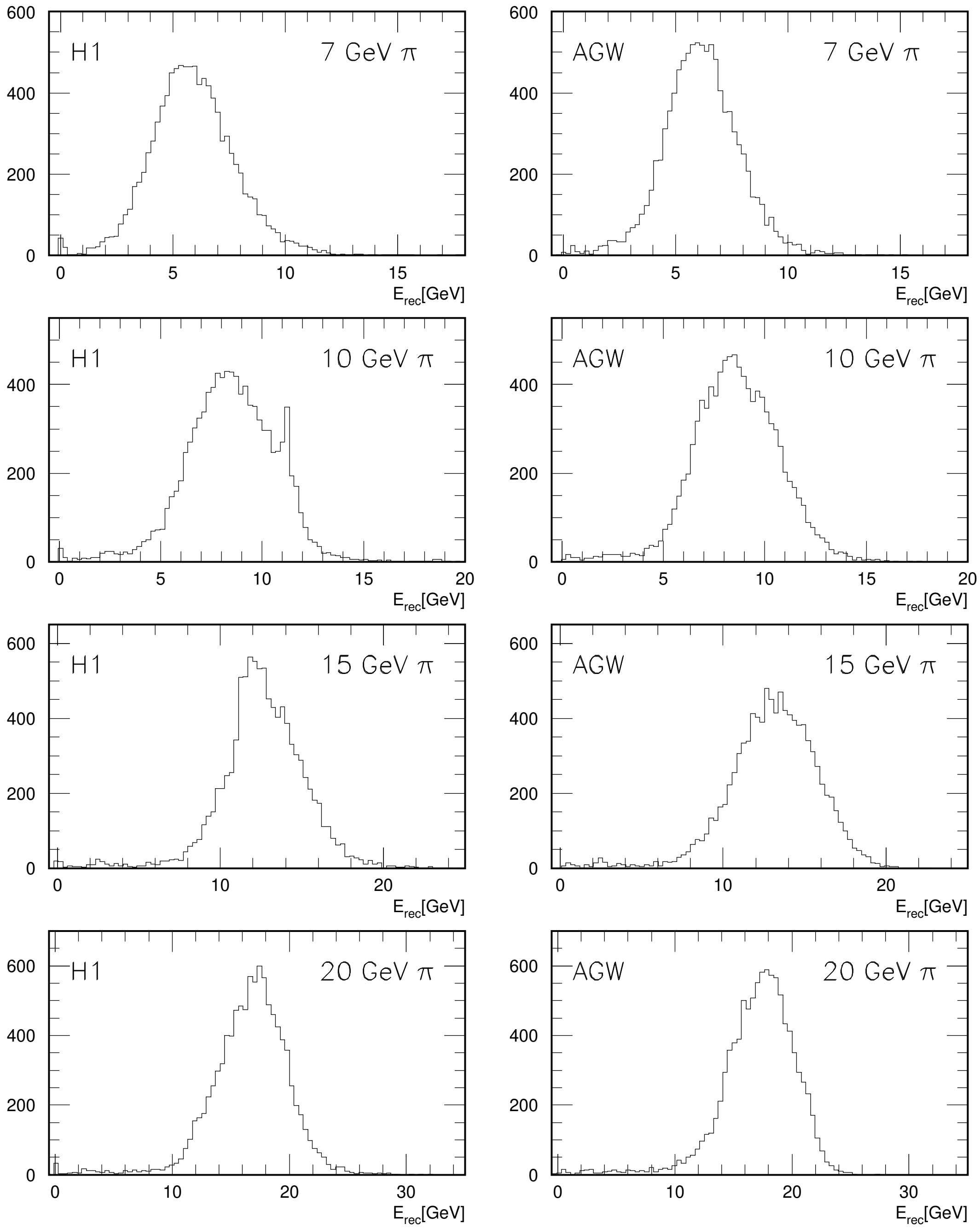

Abbildung 5.3: *Verteilungen der rekonstruierten Energien für große Einfallsimpulse simulierter Pionen. Die linke Spalte zeigt die Verteilungen der H1-Gewichtung (H1), die rechte Spalte die der alternativen Gewichtung (AGW).*

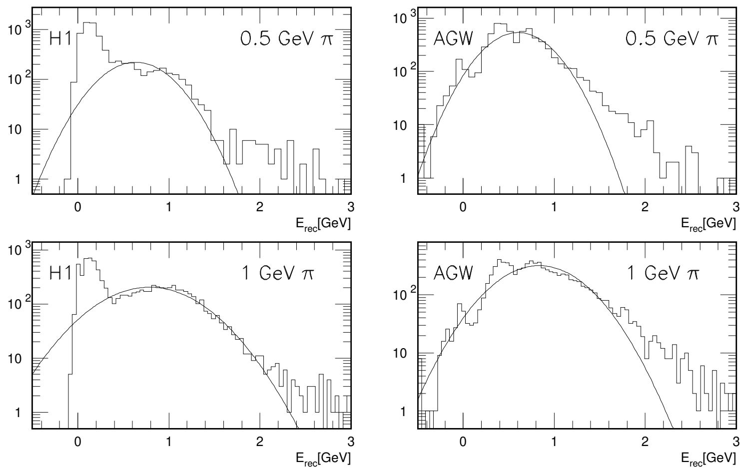

Abbildung 5.4: *Verteilungen der rekonstruierten Energien für simulierte Pionen mit 0.5 GeV und 1 GeV Einfallsimpulsen in halblogarithmischer Darstellung. Die linke Spalte zeigt die Verteilungen der H1-Gewichtung (H1), die rechte Spalte die der alternativen Gewichtung (AGW). Eingezeichnet sind die an die Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen.*

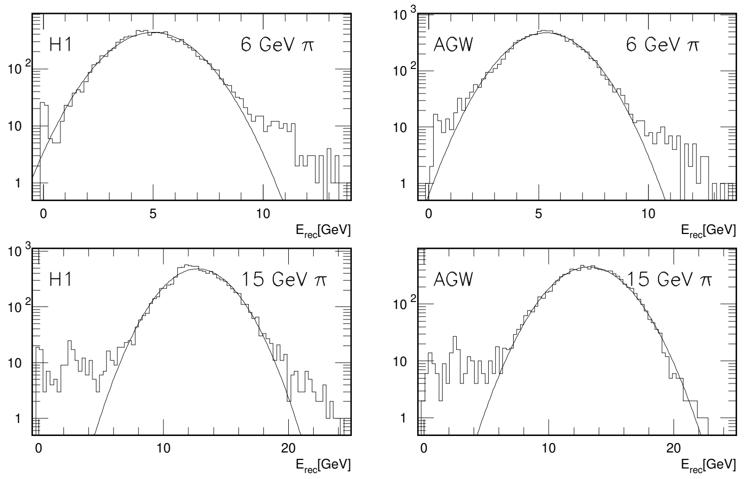

Abbildung 5.5: *Verteilungen der rekonstruierten Energien für simulierte Pionen mit 6 GeV und 15 GeV Einfallsimpulsen in halblogarithmischer Darstellung.*
Links: Verteilungen H1-Gewichtung (H1)
Rechts: Verteilungen der alternativen Gewichtung (AGW)
Eingezeichnet sind die an die Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen.

zu der H1-Gewichtung kleinere Ausläufer zu großen Energien.

5.2 Linearität und Auflösung

Für die Berechnung der in diesem Abschnitt gezeigten Werte, wurden die Ereignisse, in denen mehr als 60% der Einfallsenergie außerhalb des Kalorimetervolumens deponiert worden ist, nicht berücksichtigt, da es nicht für sinnvoll erachtet worden ist, aus Ereignissen, die weniger als 40% ihrer Einfallsenergie im Kalorimeter deponiert haben, Größen zur Beurteilung der Gewichtungsverfahren zu bestimmen.

Bei simulierten Ereignissen ist die im Kalorimeter deponierte Energie bekannt. Mit Hilfe der in einem Ereignis rekonstruierten und deponierten Energie ist es möglich, die Abweichung beider Energien voneinander zu ermitteln. Ein ideales Verfahren sollte im Mittel die im Kalorimeter deponierte Energie rekonstruieren. Ein Maß für die Güte des Verfahrens ist die Linearität Ł:

$$Ł = \langle \left(E_{rec} - E_{dep} \right) / E_{dep} \rangle \, . \tag{5.1}$$

Abbildung 5.6 zeigt für 0.5 GeV bis 20 GeV Pionen die Linearitäten in Abhängigkeit von den Einfallsimpulsen der Pionen für beide Gewichtungsverfahren. Die offenen Kreise in Abbildung 5.6 sind die mit der H1-Gewichtung ermittelten Linearitäten. Die offenen Dreiecke zeigen die mit der alternativen Gewichtung erreichten Linearitäten. Zur Bestimmung der Mittelwerte und ihrer Fehler wurden Gaußfunktionen an die Verteilungen der Linearitäten angepaßt.

Abbildung 5.7 zeigt die Verteilungen der Größe $\left(E_{rec} - E_{dep} \right) / E_{dep}$ und die angepaßten Gaußfunktionen exemplarisch für 0.75 GeV und 15 GeV Pionen. Auf der linken Seite sind die Verteilungen der H1-Gewichtung und auf der rechten die der alternativen Gewichtung zu sehen. Die Gaußfunktionen wurden im Bereich von ± 2.5 Standardabweichungen um den Mittelwert der Verteilung angepaßt. Die Verteilungen des H1-Gewichtungsverfahrens erlaubten für die Einfallsimpulse 0.5, 0.75 und 1.0 GeV keine Anpassung einer Gaußfunktion. In diesen Fällen wurden die arithmetischen Mittelwerte der Größen $\left(E_{rec} - E_{dep} \right) / E_{dep}$ und deren Standardabweichgungen im Bereich von ± 2.5 Standardabweichungen um den Mittelwert der Verteilung berechnet, um auch hierbei den Einfluß der Ausläufer auf den Mittelwert zu unterdrücken.

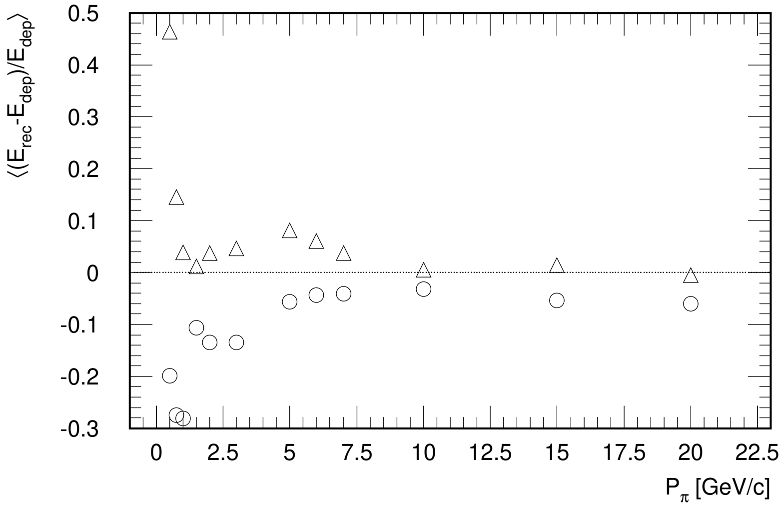

Abbildung 5.6: *Linearitäten L beider Verfahren als Funktion des Einfallsimpulses der Pionen, (○) H1-Gewichtung, (△) alternative Gewichtung. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgrößen.*

Generell sind die rekonstruierten Energien des H1-Gewichtungsverfahrens verglichen mit der im Kalorimeter deponierten Energie zu klein (siehe Abbildung 5.6). Das Umgekehrte ist der Fall für die alternative Gewichtung. Die 0.5 GeV Pionen werden zum Beispiel durch die alternative Gewichtung nahezu 50% zu hoch rekonstruiert. Dagegen erreicht die H1-Gewichtung für 0.5 GeV Pionen eine Linearität von -20%. Im Falle der alternativen Gewichtung ist für die zu groß rekonstruierte Energie der 0.5 GeV Pionen die Rauschunterdrückungskorrektur verantwortlich. Die Rauschkorrekturen wurden nur mit den energiereichsten Kegeln entwickelt (siehe Abbildung 4.10). Bei sehr kleinen Einfallsimpulsen ist der Anteil des Rauschens in den Kegeln mit kleinen Energien ($< 300\,MeV$) groß. Werden diese Kegel mit der für die energiereichsten Kegel optimierten Rauschkorrektur korrigiert, so führt dies dazu, daß Kegel, in denen der Signalanteil klein ist, mit einer viel zu großen Signalverlustkorrektur korrigiert werden.

Die Linearität der alternativen Gewichtung steigt beim Übergang von 3 GeV Einfallsimpulsen zu 5 GeV Einfallsimpulsen um etwa 5%. Die Ursache für diesen Sprung in der Linearität ist das Fehlen von Simulationen zwischen 3 GeV und 5 GeV Pionimpulsen im verwendeten Simulationssatz für die Entwicklung der Gewichtungsfaktoren. Dadurch werden die Gewichtungsfaktoren in diesem Energiebereich ausschließlich durch im Vergleich zu größeren Einfallsimpulsen (zum

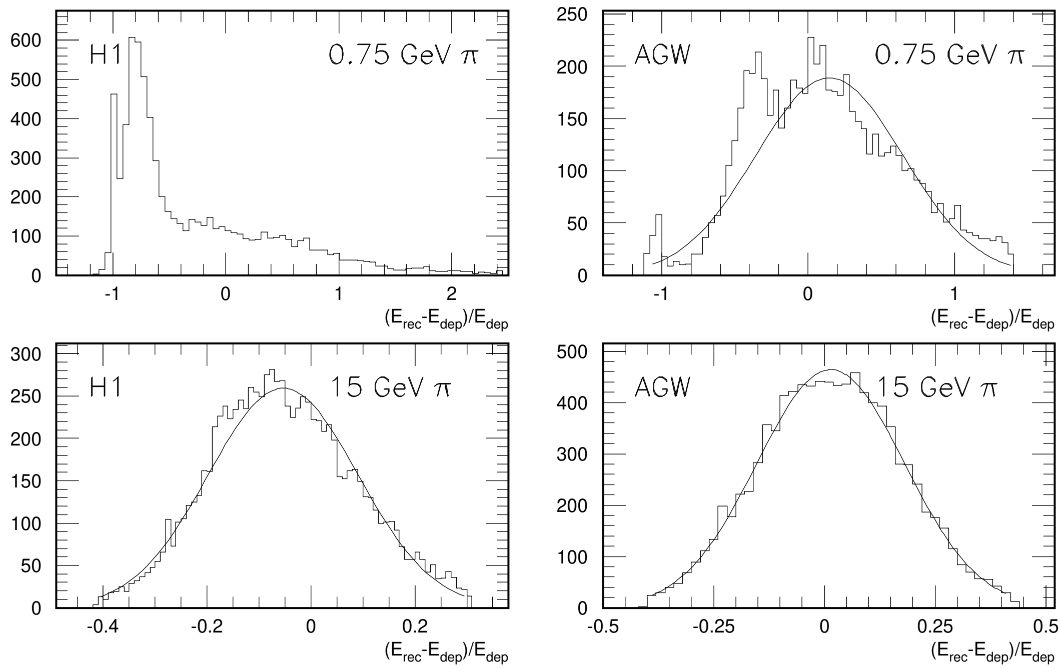

Abbildung 5.7: *Verteilungen der Größe* $(E_{rec} - E_{dep})/E_{dep}$ *des H1-Gewichtungsverfahrens und der alternativen Gewichtung für Pionen mit Einfallsimpulsen von 0.75 GeV und 15 GeV.*

Beispiel 4 GeV) höheren Gewichtungsfaktoren der Pionen mit 3 GeV Impulsen bestimmt. Dieses führt im Falle der Pionimpulse von 5 GeV und 6 GeV zu einer zu hohen Gewichtung der Kegel mit niedriger Energie. Eine weitere Untersuchung dieses Verhaltens konnte in dem Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden. Bis auf die Einfallsimpulse bei 0.5 GeV, 5 GeV und 6 GeV liefert die alternative Gewichtung kleinere Abweichungen vom Sollwert Null als die H1-Gewichtung.

Oberhalb von 10 GeV weichen die rekonstruierten Energien der alternativen Gewichtung höchstens 1.4% von den deponierten Energien in den Ereignissen ab (siehe Abbildung 5.6). Die Linearitäten der kleinen Einfallsimpulse ($\leq$ 3 GeV) weichen rund 4% bis 5% vom Sollwert Null ab. Im Vergleich dazu liegen die Linearitäten der H1-Gewichtung für die kleinen Einfallsimpulse ($\leq$3 GeV) unterhalb von -10% und für die höheren Einfallsimpulse erreichen sie höchstens eine Linearität von -3%.

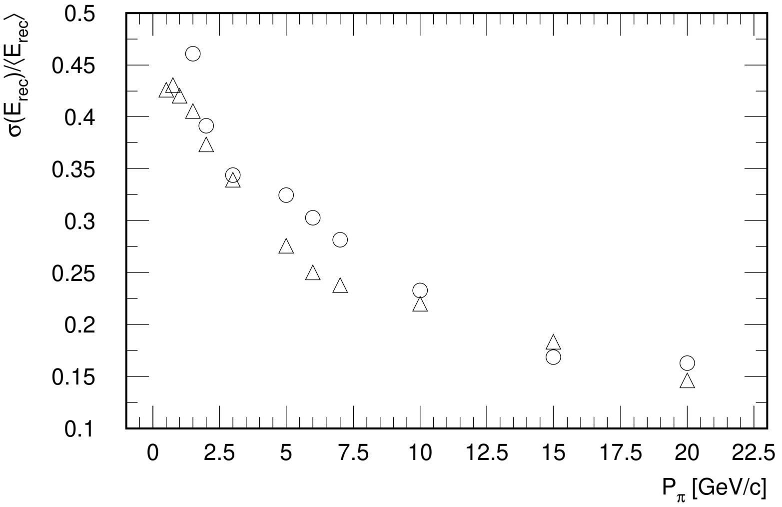

Abbildung 5.8: *Relative Auflösung der rekonstruierten Energien beider Verfahren. (○) H1-Gewichtung, (△) alternative Gewichtung.*

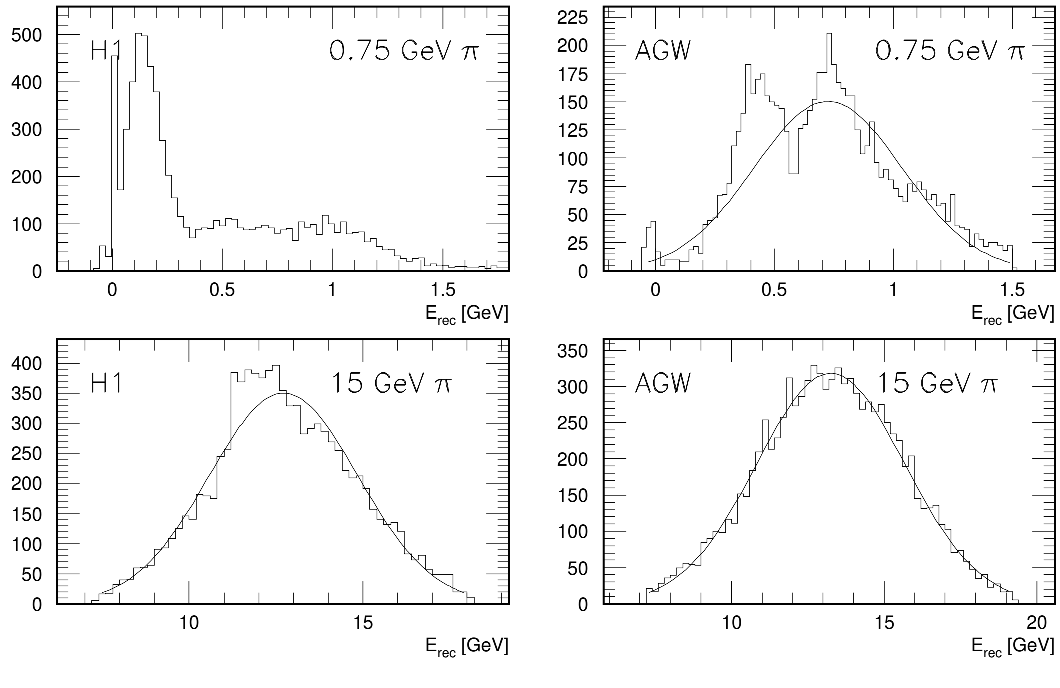

Abbildung 5.9: *Verteilungen der rekonstruierten Energien beider Gewichtungsverfahren für 0.75 GeV und 15 GeV Pionen.*

Abbildung 5.8 zeigt die relative Auflösung $\sigma(E_{rec})/\langle E_{rec}\rangle$ der rekonstruierten Energien beider Verfahren in Abhängigkeit von den Pionimpulsen für die Einfallsimpulse von 0.5 GeV bis 20 GeV. Dabei wurde an die Verteilung der rekonstruierten Energie im Bereich von ± 2.5 Standardabweichungen um den Mittelwert eine Gaußfunktion angepaßt. Abbildung 5.9 zeigt die Verteilungen der rekonstruierten Energien und die an diese Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen exemplarisch für 0.75 GeV und 15 GeV Pionen. Im Falle der H1-Gewichtung konnten aufgrund der Verteilungsformen (siehe Abbildung 5.1 und Abbildung 5.9) für die Einfallsimpulse der 0.5 GeV, 0.75 GeV und 1 GeV Pionen keine relativen Auflösungen bestimmt werden. Aus diesem Grund fehlen diese Einträge für die H1-Gewichtung in Abbildung 5.8. Sie zeigt, daß bis auf den Einfallsimpuls von 15 GeV die durch das alternative Verfahren erreichte relative Auflösung um 1.3% bis 17.3% besser ist als die relative Auflösung der Verteilungen des H1-Gewichtungsverfahrens.

5.3 Die Rekonstruktion der Energie für einzelne Zellen

In Abbildung 5.10 werden exemplarisch für 3 GeV und 5 GeV Pionen die verwendeten Gewichtungsfaktoren beider Verfahren für Auslesezellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters mit den idealen Gewichtungsfaktoren verglichen. Da die Schauer der Pionen mit niedrigen Einfallsimpulsen sich größtenteils im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters entwickeln, sind für die Einfallsimpulse 3 GeV und 5 GeV die Gewichtungsfaktoren im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters gezeigt. Die Gewichtungsfaktoren sind in Abhängigkeit von der Energiedichte der Auslesezellen aufgetragen (vergleiche auch Abschnitt 3.5). Im Falle der 3 GeV Pionen entsprechen die Gewichtungsfaktoren der alternativen Gewichtung dem Verlauf der idealen Gewichtungsfaktoren. Die verwendeten Gewichtungsfaktoren der 5 GeV Pionen weichen unterhalb einer Energiedichte von 2 GeV/l von den idealen Gewichtungsfaktoren ab, folgen aber qualitativ ihrem Verlauf. Die Ursache für die zu hohen Gewichtungsfaktoren ist wie schon erwähnt das Fehlen der Simulationen von Pionen mit Einfallsimpulsen zwischen 3 GeV und 5 GeV im Simulationssatz, der zur Entwicklung der Gewichtungsfaktoren des alternativen Verfahrens verwendet worden ist. In Abbildung 5.11 sind die Gewichtungsfaktoren für 20 GeV Pionen im elektromagnetischen (obere Abbildung) und im hadronischen (untere Abbildung) Kalorimeter zu sehen. In beiden Kalorimeterteilen entsprechen die verwendeten Gewichtungsfaktoren der alternativen Gewichtung den idealen Gewichtungsfaktoren.

Dagegen weichen in den oben diskutierten Abbildungen die verwendeten Gewichtungsfaktoren der H1-Gewichtung von den idealen Gewichtungsfaktoren deutlich ab. Energien der Auslesezellen mit kleinen Energiedichten werden im Vergleich zu den idealen Gewichtungsfaktoren zu hoch gewichtet und Energien der Auslesezellen mit großen Energiedichten werden zu wenig gewichtet.

Zur detaillierteren Diskussion dieses Verhaltens der Gewichtungsfaktoren des H1-Gewichtungsverfahrens dient Abbildung 5.12. Abbildung 5.12a) zeigt für 15 GeV-Pionen die verwendeten und idealen Gewichtungsfaktoren als Funktion der Energiedichte. Zur Ergänzung sind in Abbildung 5.12b) der nicht nachweisbare Anteil der deponierten Energie und in Abbildung 5.12c) der nachweisbare Anteil der deponierten Energie in Abhängigkeit von der Energiedichte dargestellt.

In dem Bereich von 0.1 GeV/l bis 0.5 GeV/l beträgt der Anteil der nachweisbaren Energie mehr als 90%. Die H1-Gewichtungsfaktoren erreichen in diesem Bereich Werte über 1.8, und gewichten somit Energien, die keiner Gewichtung bedürfen. Das Umgekehrte ist der Fall im Energiedichte-Bereich von 2 GeV/l bis 8 GeV/l. Die H1-Gewichtungsfaktoren nehmen ab, obwohl der Anteil der nicht nachweisbar deponierten Energie über 20% liegt und einen Maximalwert von 28% bei etwa 4 GeV/l erreicht. Das H1-Gewichtungsverfahren rekonstruiert zwar in einem Ereignis im Mittel die deponierte Energie, aber auf Zellenebene existiert kein Zusammenhang zwischen der rekonstruierten Energie einer Zelle und der in ihr ablaufenden Prozesse.

Zusammenfassend ist an den oben diskutierten Abbildungen zu sehen, daß die alternative Gewichtung ihre Zielsetzung, im Mittel die in den Zellen deponierten Energien zu rekonstruieren, durch die Verwendung nahezu idealer Gewichtungsfaktoren erreicht hat. Die Rekonstruktion der deponierten Energie auf Zellebene bietet zum Beispiel die Möglichkeit die e/π-Trennung mit Hifle topologischer Unterscheidungsgrößen zu verbessern.

5.4 Die Rekonstruktion der 20 GeV Piondaten

Die Daten der CERN-Testmessung erlauben eine von der Simulation unabhängige Überprüfung beider Gewichtungsverfahren. Deswegen wurden mit beiden Verfahren die bei der CERN-Testmessung 1992 aufgenommenen 20 GeV Pionen rekon-

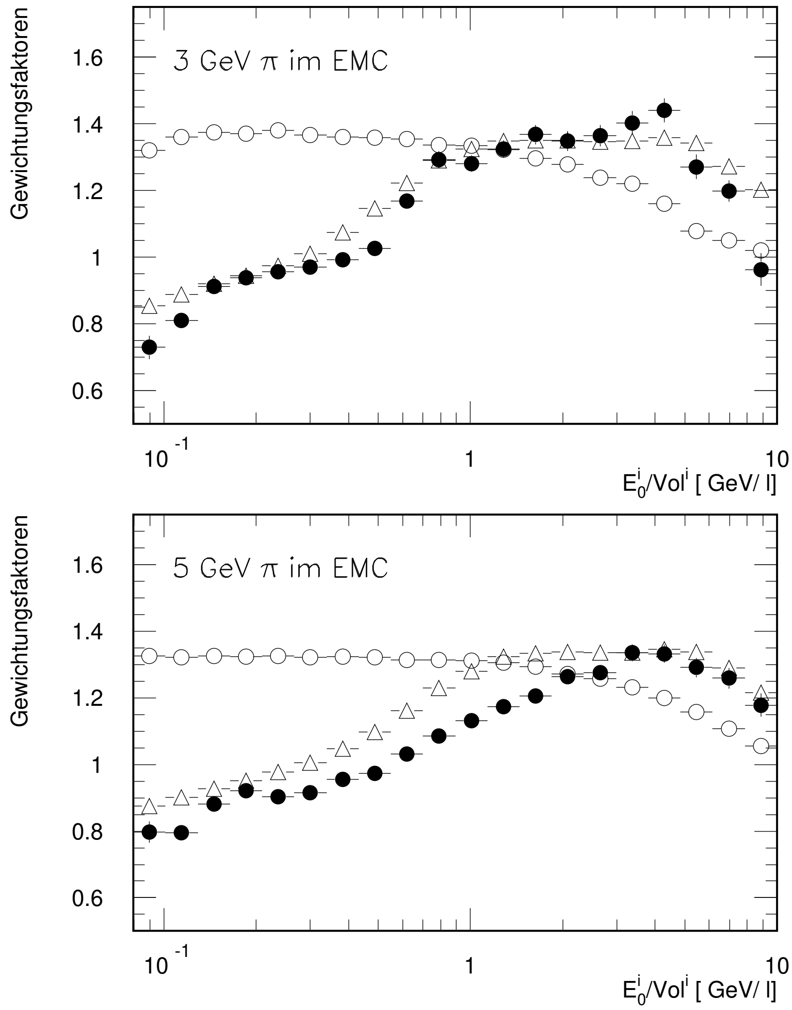

Abbildung 5.10: *Vergleich der verwendeten Gewichtungsfaktoren beider Verfahren mit den idealen Gewichtungsfaktoren für 3 GeV und 5 GeV Pionen. Die Gewichtungsfaktoren der Auslesezellen im elektromagnetischen Teil (EMC) des Kalorimeters sind in Abhängigkeit von der Energiedichte zu sehen:*
(○) H1-Gewichtung, (△) alternative Gewichtung, (●) ideale Gewichtungsfaktoren.

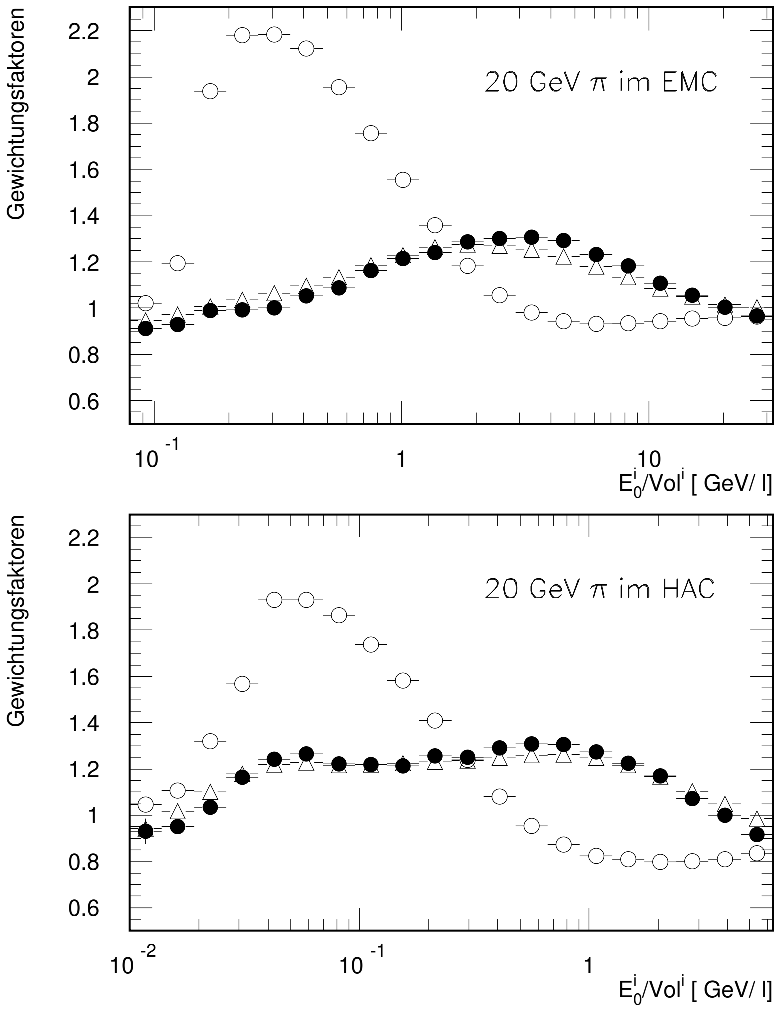

Abbildung 5.11: *Vergleich der verwendeten Gewichtungsfaktoren beider Verfahren mit den idealen Gewichtungsfaktoren für 20 GeV Pionen im elektromagnetischen (EMC) und hadronischen (HAC) Teil des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energiedichte der Auslesezellen:*
(○) H1-Gewichtung, (△) alternative Gewichtung, (●) ideale Gewichtungsfaktoren.

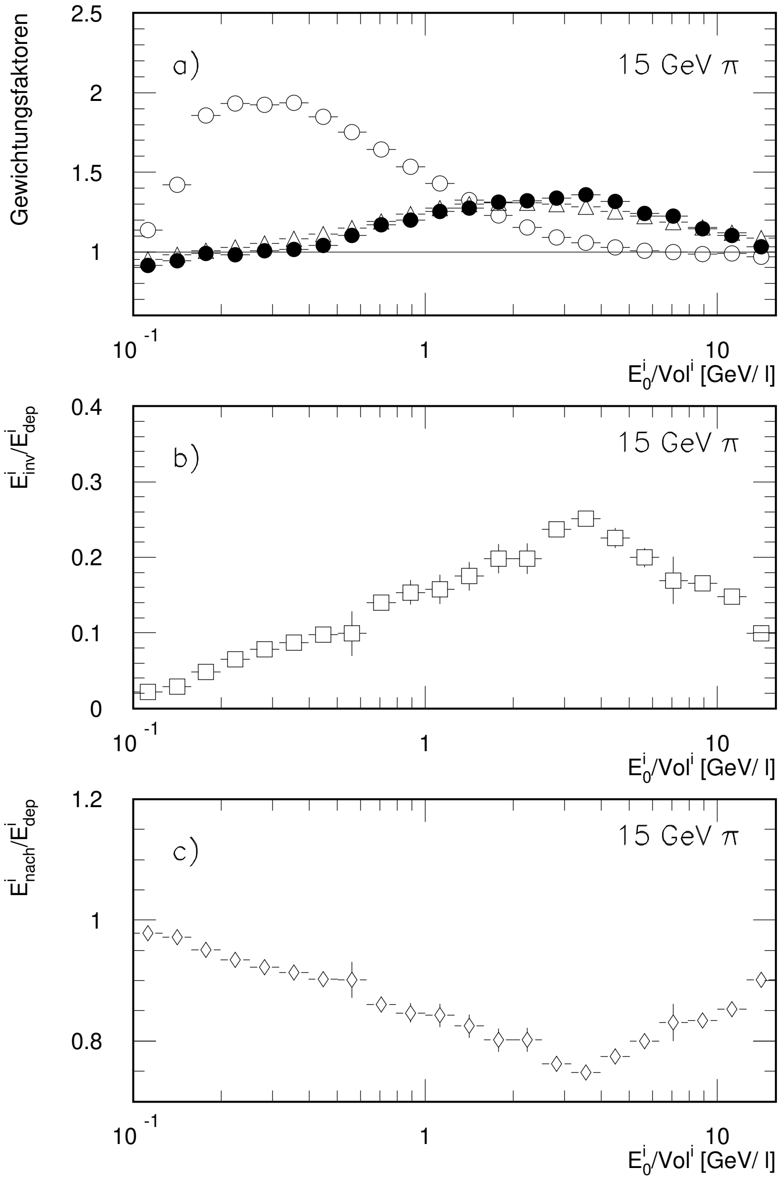

Abbildung 5.12: *a) Gewichtungsfaktoren für 15 GeV-Pionen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energiedichte, (○) H1-Gewichtung, (△) alternative Gewichtung, (●) ideale Gewichtungsfaktoren.*
b) Anteil der nicht nachweisbar deponierten Energie in den Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energiedichte.
c) Anteil der nachweisbar deponierten Energie in den Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energiedichte.

struiert. Es standen 2544 gemessene Ereignisse zur Verfügung.

Abbildung 5.13 zeigt die rekonstruierten Energien der 20 GeV Piondaten. Die obere Abbildung zeigt die Verteilung der mit der alternativen Gewichtung rekonstruierten Energien. Die untere Abbildung zeigt die entsprechende Verteilung für die H1-Gewichtung. An beide Verteilungen sind Gaußfunktionen angepaßt worden.

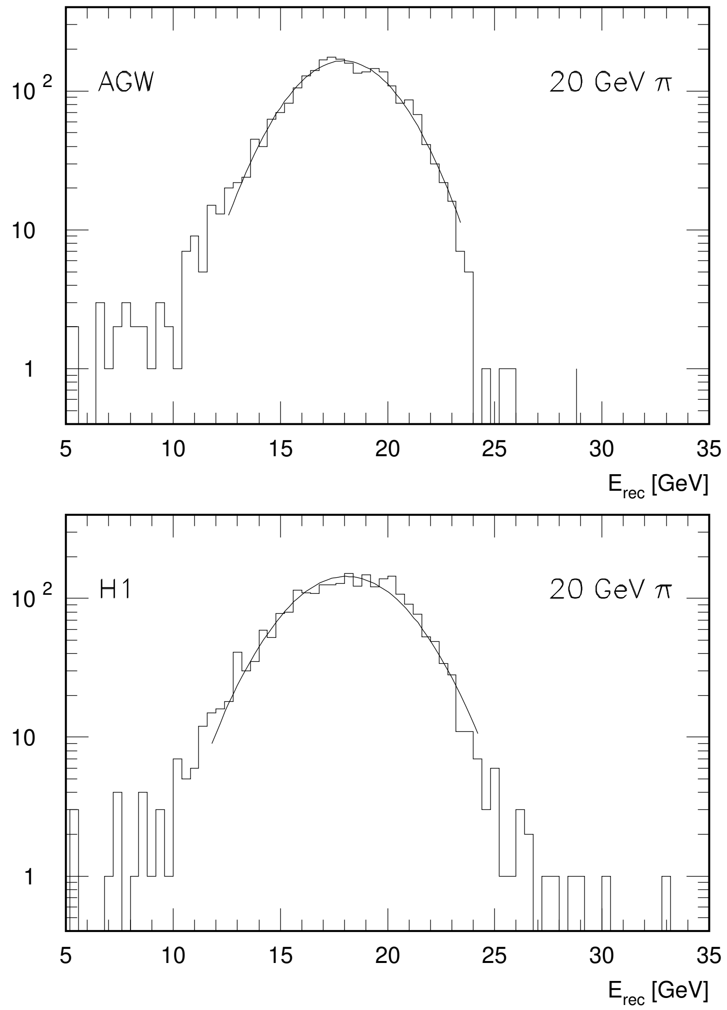

Abbildung 5.13: *Am CERN-Teststrahl gemessene Energieverteilung der Pionen mit 20 GeV Einfallsimpulsen in halblogarithmischer Darstellung. Die obere Abbildung zeigt die mit der alternativen Gewichtung (AGW) rekonstruierten Energien. Die untere Abbildung zeigt die mit der H1-Gewichtung rekonstruierten Energien. An beide Verteilungen wurden Gaußfunktionen angepaßt.*

Die Mittelwerte und die relativen Auflösungen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

	AGW	H1
$\langle E_{rec} \rangle$	(17.73 ± 0.05) GeV	(18.09 ± 0.06) GeV
relative Auflösung	$(13.1 \pm 0.2)\%$	$(14.7 \pm 0.3)\%$

Tabelle 5.1: *Rekonstruktion der 20 GeV Piondaten*

	AGW	H1
$\langle E_{rec} \rangle$	(17.49 ± 0.03) GeV	(16.86 ± 0.03) GeV
relative Auflösung	$(14.6 \pm 0.1)\%$	$(16.3 \pm 0.1)\%$

Tabelle 5.2: *Rekonstruktion der 20 GeV Pionsimulationen*

Die Energieverteilung der 20 GeV Pionendaten, die mit der alternativen Gewichtung rekonstruiert worden ist, zeigt eine um $(10.6 \pm 2.7)\%$ bessere relative Auflösung. Wobei die Mittelwerte beider Verteilungen auf $\sim 0.9\%$ übereinstimmen.

Zum Vergleich der für Simulationen und Daten rekonstruierten Energien sind die entsprechenden Werte für 20 GeV Pionsimulationen beider Verfahren in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Beide Verfahren rekonstruieren größere Energien für Daten als für die Simulationen. Die Abweichung zwischen den rekonstruierten Energien der Simulation und 20 GeV Piondaten beträgt für das H1-Gewichtungsverfahren $(6.7 \pm 0.3)\%$ (siehe auch [Kor 94]). Dagegen beträgt die Abweichung zwischen den Werten der Simulation und Daten im Falle der alternativen Gewichtung nur $(2.4 \pm 0.3)\%$.

5.5 Der Vergleich der Schauerprofile

Das H1-Gewichtungsverfahren verwendet zwei verschiedene Gewichtungsansätze (siehe auch Abschnitt 3.3.4): den linearen Ansatz für den Niederenergiebereich und die iterative Gewichtung für die höheren Energien. Aus diesem Grunde werden in diesem Abschnitt Schauerprofile für Teilchen mit kleinem Einfallsimpuls, $P_\pi = 3\,GeV$, und mit hohem Einfallsimpuls, $P_\pi = 20\,GeV$ betrachtet.

Abbildung 5.14 und Abbildung 5.15 zeigen die longitudinalen Schauerprofile der Gewichtungsverfahren für Pionen mit Einfallsimpulsen von 3 GeV und 20 GeV. Für die H1-Gewichtung wurden die Energien der Zellen, die sich im β-Kegel befanden, auf die Kegelachse projiziert. Entsprechend wurde bei der alternativen Gewichtung mit den Energien der Zellen im α-Kegel verfahren. Erinnert sei hier daran, daß der β-Kegel der H1-Gewichtung und der α-Kegel der alternativen Gewichtung den gleichen Öffnungswinkel haben (siehe Abschnitt 3.3.4.4 und 4.2). Um die Schauerprofile beider Verfahren vergleichen zu können, wurden Ereignisse mit mindestens einem rekonstruierten hadronischen Objekt ausgewählt (siehe Abschnitt 3.3.4.2).

Die schraffierte Verteilung mit gepunkteter Umrißlinie entspricht den von den Gewichtungsverfahren rekonstruierten Energien. Die nicht schraffierte Verteilung stellt die entlang der Kegelachse insgesamt deponierte Energie dar. In den Abbildungen der alternativen Gewichtung zeigen die vollen Kreise die deponierten Energien der Zellen, deren Energie gleichzeitig auch auf elektromagnetischer Skala über der Rauschunterdrückungsschwelle liegen. Auf diese Verteilung der deponierten Energie sind die Gewichtungsfaktoren der alternativen Gewichtung wie schon erwähnt optimiert (siehe Kapitel 4.3). Da die Rauschunterdrückungskorrektur der alternativen Gewichtung vorerst nicht auf Zellebene geschieht, muß für die alternative Gewichtung die rekonstruierte Energie entlang der Schauerachse mit der deponierten Energie der nach dem Rauschschnitt verbliebenen Zellen verglichen werden.

Die longitudinalen Schauerprofile besitzen eine starke Struktur, welche auf die Segmentierung des Kalorimeters zurückzuführen ist.

Abbildung 5.14 zeigt, daß das H1-Gewichtungsverfahren für 3 GeV Pionen die longitudinale Energieverteilung sehr gut rekonstruiert. Die alternative Gewichtung erreicht ebenfalls das ihr gesetzte Ziel, die deponierten Energien der Zellen, die nach den Rauschschnitt verblieben sind, zu rekonstruieren.

In Abbildung 5.15 sind die longitudinalen Schauerprofile der 20 GeV Pionen zu sehen. Das H1-Gewichtungsverfahren rekonstruiert in diesem Fall am Anfang des Schauers im Mittel zu große Energien, in der Mitte dagegen zu geringe. Im Vergleich dazu sind die Abweichungen des rekonstruierten Schauerprofils der alternativen Gewichtung von dem Schauerprofil der deponierten Energien der Zellen, die nach dem Rauschschnitt verblieben sind, kleiner.

Abbildung 5.16 zeigt für Pionen mit 3 GeV Einfallsimpulsen die radiale Energieverteilung im Schauer. Das H1-Gewichtungsverfahren rekonstruiert im Schauerkern, in der Nähe der Schauerachse, im Mittel zu große Energien. Dagegen besitzt die von der alternativen Gewichtung rekonstruierte radiale Energieverteilung kei-

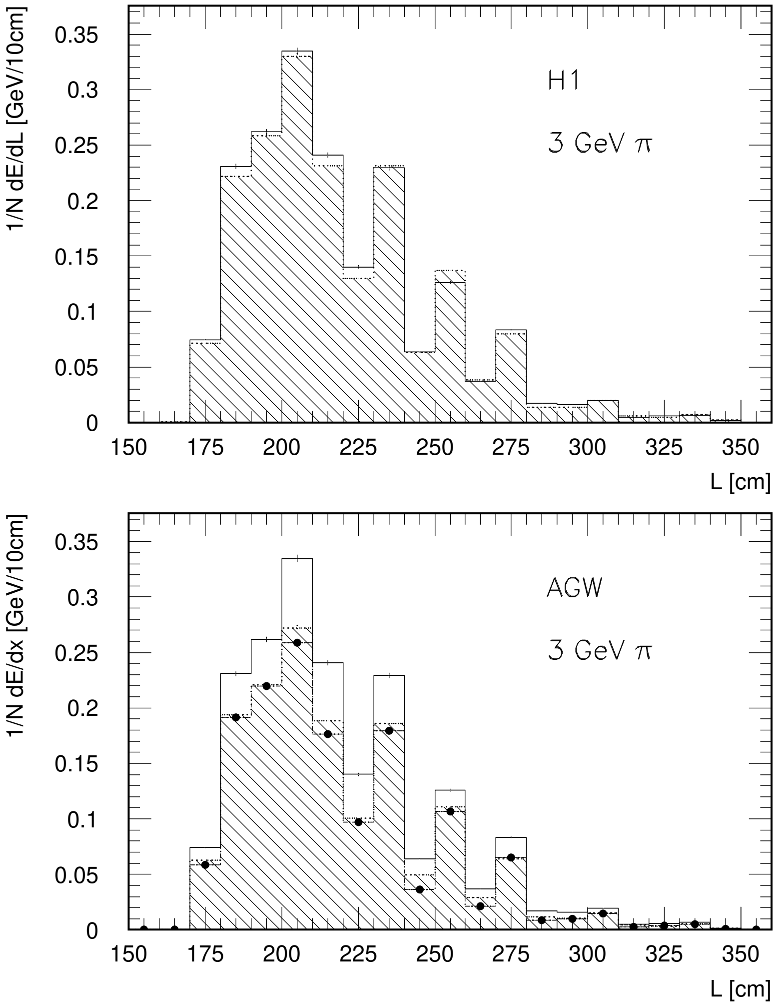

Abbildung 5.14: *Longitudinale Energieverteilungen beider Gewichtungsverfahren für Pionen mit 3 GeV Einfallsimpuls. Das nicht schraffierte Histogramm zeigt die im Kalorimeter deponierte Energie. Die schraffierte Fläche mit gepunkteten Umrißlinien stellt die rekonstruierte Energie des jeweiligen Gewichtungsverfahrens dar. Die Verteilung der deponierten Energie in Zellen, die nach der Rauschunterdrückung verblieben sind, wird durch volle Kreise repräsentiert.*

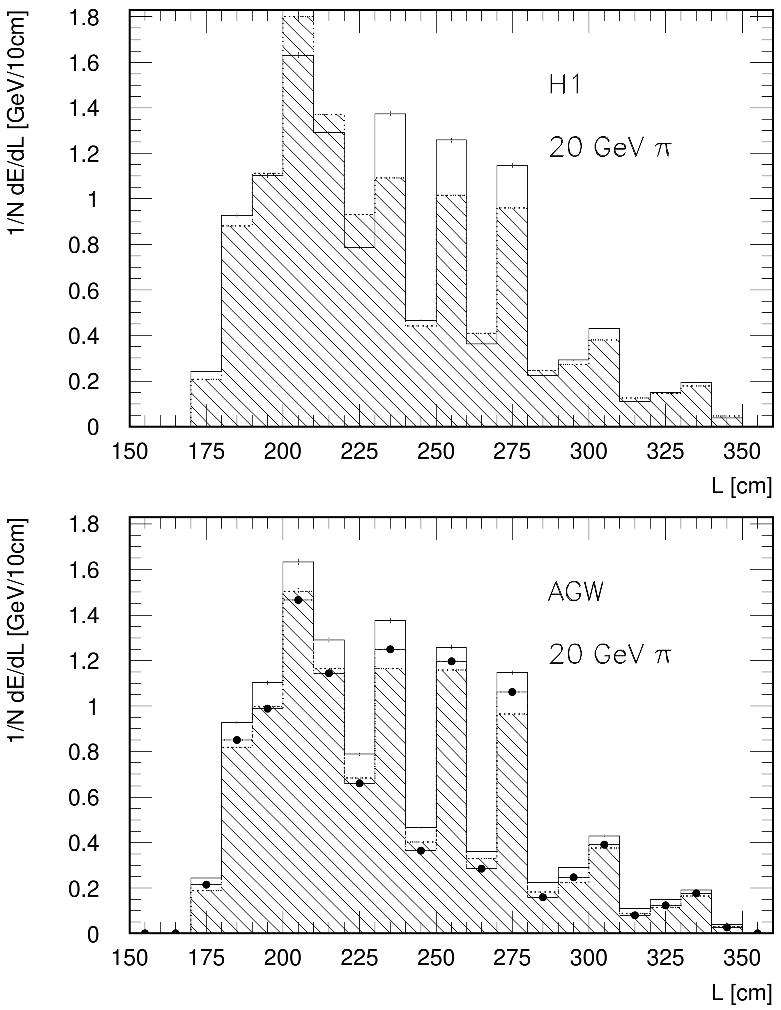

Abbildung 5.15: *Longitudinale Energieverteilungen beider Gewichtungsverfahren für Pionen mit 20 GeV Einfallsimpuls. Die nicht schraffierte Fläche ist die im Kalorimeter deponierte Energie. Die schraffierte Fläche mit gepunkteten Umrißlinien ist die rekonstruierte Energie des jeweiligen Gewichtungsverfahrens. Die Verteilung, welche durch die vollen Kreise angezeigt wird, ist die Verteilung der deponierten Energien der Zellen, die nach dem Rauschschnitt verblieben sind.*

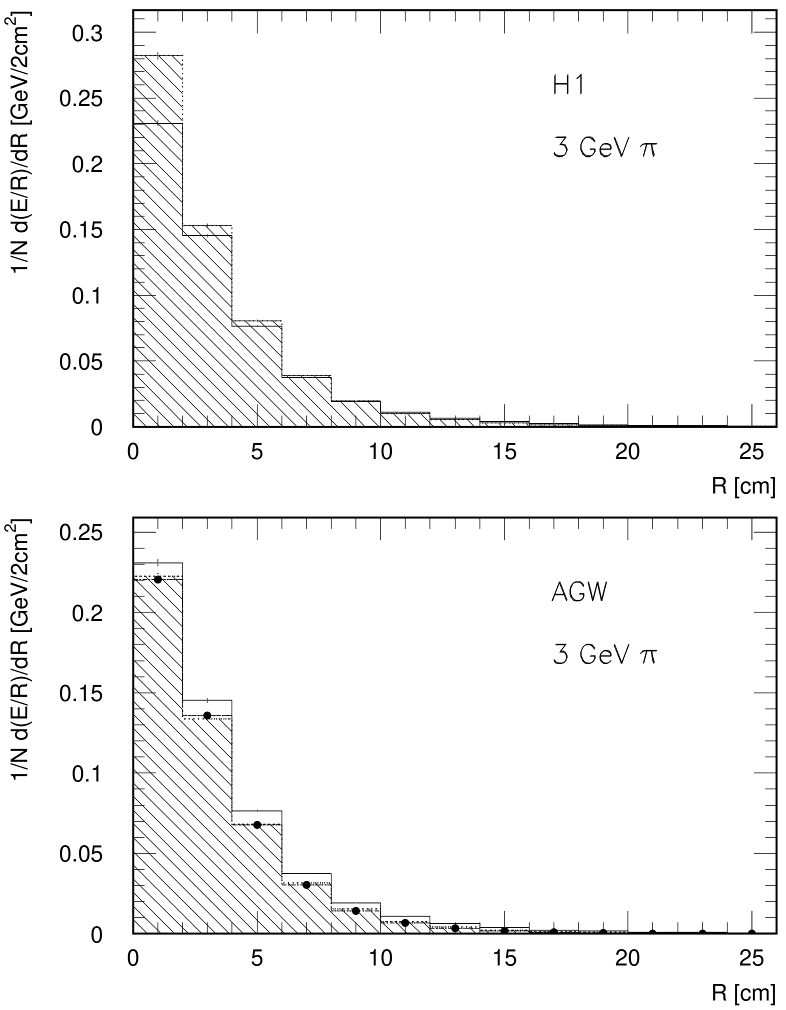

Abbildung 5.16: *Radiale Energieverteilungen beider Gewichtungsverfahren für Pionen mit 3 GeV Einfallsimpuls. Die nicht schraffierte Fläche stellt die insgesamt im Kalorimeter deponierte Energie dar. Das schraffierte Histogramm mit den gepunkteten Umrißlinien zeigt die rekonstruierte Energie des jeweiligen Gewichtungsverfahrens. Die Verteilung der deponierten Energie der Zellen, die nach der Rauschunterdrückung verblieben sind, wird durch volle Kreise repräsentiert.*

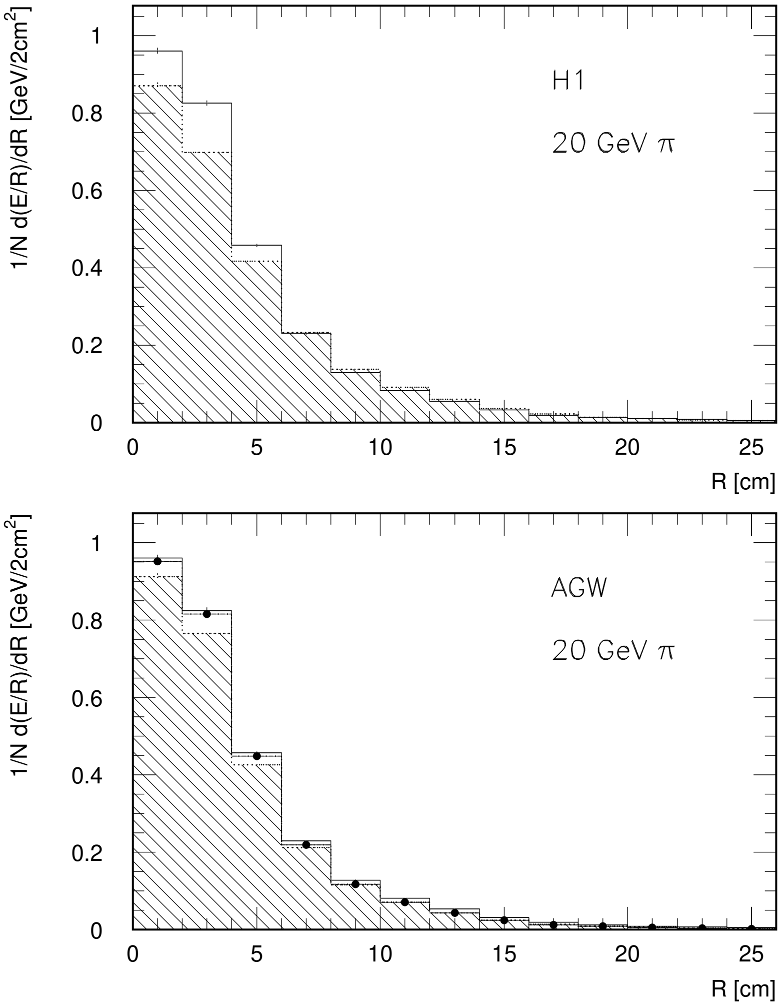

Abbildung 5.17: *Radiale Energieverteilungen beider Gewichtungsverfahren für Pionen mit 20 GeV Einfallsimpuls. Die nicht schraffierte Fläche ist die insgesamt im Kalorimeter deponierte Energie. Das schraffierte Histrogramm mit den gepunkteten Umrißlinien stellt die rekonstruierte Energie des jeweiligen Gewichtungsverfahrens dar. Die Verteilung, welche durch die vollen Kreise angezeigt wird, ist die Verteilung der deponierten Energien der Zellen, die nach dem Rauschschnitt verblieben sind.*

ne Abweichung von der deponierten Energieverteilung der Zellen, die nach der Rauschunterdrückung verblieben sind.

Für Pionen mit 20 GeV Einfallsimpuls zeigt die Abbildung 5.17 ihre radiale Energieverteilung. Das H1-Gewichtungsverfahren hat auch in diesem Falle Probleme die Energieverteilung richtig zu rekonstruieren. Die Verhältnisse haben sich im Vergleich zu den 3 GeV Pionen umgekehrt. Die Ursache für diese Umkehrung der Verhältnisse ist, daß für 20 GeV Pionen die Energien in den Ereignissen hauptsächlich mit dem iterativen Gewichtungsansatz gewichtet werden. Die Energien der Ereignisse mit kleinen Einfallsimpulsen werden dagegen hauptsächlich mit der linearen Gewichtung gewichtet. Abbildung 5.17 zeigt, daß in den 20 GeV Pionereignissen im Schauerkern die rekonstruierten Energien zu klein sind, welches auf die zu kleinen Gewichtungsfaktoren der iterativen Gewichtung bei großen Energiedichten zurückführbar ist (siehe Abbildung 5.12). Die alternative Gewichtung rekonstruiert im Schauerrand die Energien richtig. Im Schauerkern werden die Energien dagegen ebenfalls zu klein rekonstruiert, aber die Abweichungen von der zu rekonstruierenden Verteilung sind verglichen mit denen des H1-Gewichtungsverfahrens kleiner.

5.6 Erreichte Verbesserungen und Anregungen für weitere Studien

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte alternative Gewichtungsverfahren bietet die Möglichkeit die Energierekonstruktion im Niederenergiebereich zu verbessern. Weiterhin ist es in der Lage sowohl auf Zellenebene als auch Ereignisebene die deponierten Energien im Kalorimeter zu rekonstruieren. Die Konzeption des alternativen Verfahrens berücksichtigt die Eingenschaften der im Kalorimeter stattfindenden physikalischen Prozesse stärker, da ein direkter Zusammenhang zwischen den Gewichtungsfaktoren und den in den Auslesezellen deponierten und auf elektromagnetischer Skala rekonstruierten Energien besteht.

Tabelle 5.3 zeigt zusammenfassend die erreichten Verbesserungen der alternativen Gewichtung.

Rekonstruierte Energieverteilungen	gaußförmiger
relative Auflösung	1.3% bis 17.3% verbessert
Linearität	um etwa 3 bis 24 Prozentpunkte verbessert
Rekonstruktion der 20 GeV-Piondaten	kleinere Abweichungen zwischen Simulation und Daten relative Auflösung um $(10.6 \pm 2.7)\%$ verbessert
Schauerprofile	kleinere Abweichungen von den zu rekonstruierenden Schauerprofilen

Tabelle 5.3: *Erreichte Verbesserungen in der Rekonstruktion durch die alternative Gewichtung*

Für die Implementation des alternativen Gewichtungsverfahrens in das Rekonstruktionsprogramm H1REC sind ergänzende Studien erforderlich:

- Entwicklung der Gewichtungsfaktoren mit H1SIM-Simulationen für das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors.
- Anwendung der mit H1SIM entwickelten Gewichtungsfaktoren auf simulierte Jetereignisse.

Zur weiteren Optimierung des Verfahrens sind folgende Untersuchungen wünschenswert:

- Untersuchung der Elektronen/Pionen-Trennung mit dem alternativen Gewichtungsverfahren,
- Weiterentwicklung der Signalverlustkorrektur auf Zellebene,
- Optimierung des Kegelalgorithmus und der Clusterbildung und -klassifizierung.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im H1-Detektor wird die Energie der in den Detektor einfallenden Teilchen mit einem Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeter gemessen. Mit den Absorbermaterialien Blei und Edelstahl und dem Auslesemedium Flüssig-Argon ist es ein nicht kompensierendes Kalorimeter.

Es wurde im Rahmen dieser Arbeit ein alternatives Gewichtungsverfahren zur Kompensation der nicht nachweisbaren Energie in hadronischen Schauern für das H1-Kalorimeter entwickelt und mit dem aktuellen H1-Gewichtungsverfahren verglichen.

Das alternative Gewichtungsverfahren ist ein nicht iteratives Gewichtungsverfahren, welches mit tabellierten Gewichtungsfaktoren arbeitet. Es erfaßt mit seinen Gewichtungsfaktoren den Impulsbereich zwischen 0.5 GeV und 20 GeV Einfallsimpulsen. Zur Unterscheidung der elektromagnetisch und hadronisch deponierten Energien im Kalorimeter werden die Energiedichten in den Auslesezellen verwendet. Um eine Abschätzung über den elektromagnetisch deponierten Anteil im Schauer, welcher von der Einfallsenergie des Teilches abhängig ist, zur erhalten, werden um die Schauer im Kalorimeter Kegel gelegt und die in diesen Kegeln auf elektromagnetischer Skala rekonstruierte Energie berechnet. Die Bildung der Kegel erfolgt nach einem von J.P. Kubenka [Kub 94a] entwickelten Kegelalgorithmus.

Zur Entwicklung der Gewichtungsfaktoren wurden Pionen mit dem Programm ARCET (GEANT3.21, GHEISHA, detaillierte Simulation) [Kor 94], welches zur Simulation der CERN-Testmessungen dient, generiert.

Für die Rekonstruktion der Energie E^i_{rec} in einer Auslesezelle wird ihre Energie auf elektromagnetischer Skala E^i_0 mit einem Gewichtungsfaktor, welcher von der Energiedichte E^i_0/Vol^i der Auslesezelle und der Kegelenergie, in der sich die Auslesezelle befindet, abhängig ist, multipliziert:

$$E^i_{rec} = E^i_0 \cdot GWF\left(\log_{10} E^i_0/Vol^i, \log_{10} E_{kon}\right) \ . \tag{6.1}$$

Durch die Verwendung nahezu idealer Gewichtungsfaktoren wird mit diesem Verfahren gewährleistet, daß im Mittel sowohl in den einzelnen Auslesezellen als auch im gesamten Ereignis die deponierte Energie rekonstruiert wird.

Nach der Entwicklung der alternativen Gewichtung wurden ihre Eigenschaften untersucht und mit denen des H1-Gewichtungsverfahrens verglichen. Dazu wurde ein neuer unabhängiger Satz von Pionen mit ARCET simuliert und jeweils mit der alternativen Gewichtung und der H1-Gewichtung rekonstruiert. Es wurden die rekonstruierten Energieverteilungen, die Linearität, die relative Auflösung, die rekonstruierten Schauerprofile, die Rekonstruktion auf Zellenebene und die Rekonstruktion der CERN-Testpiondaten mit 20 GeV Einfallsimpulsen beider Verfahren miteinander verglichen.

Die rekonstruierten Energieverteilungen der alternativen Energiegewichtung besitzen insbesondere für kleine Einfallsimpulse geringere Abweichungen von der Gaußverteilung als die entsprechenden Verteilungen der H1-Gewichtung. Die Verteilungen für große Einfallsimpulse haben im Gegensatz zu den Verteilungen der H1-Gewichtung kleinere Ausläufer zu großen Energien.

Die relativen Auflösungen der rekonstruierten Verteilungen sind mit Ausnahme der Pionen mit 15 GeV Einfallsimpuls besser als die relativen Auflösungen der Verteilungen, die mit der H1-Gewichtung rekonstruiert worden sind. Die Verbesserungen liegen zwischen 1.3% und 17.3%. Darüber hinaus beträgt die mit der alternativen Gewichtung erreichte lineare Korrelation, $(E_{rec} - E_{dep})/E_{dep}$, zwischen der deponierten und rekonstruierten Energie, 0.05% bis 5%. Die lineare Korrelation $(E_{rec} - E_{dep})/E_{dep}$, zwischen der deponierten und rekonstruierten Energie liegt im Falle der H1-Gewichtung zwischen -3% bis -10%.

Eine Anwendung des alternativen Verfahrens auf CERN-Testdaten ergab eine um (10.6 ± 2.7)% bessere relative Auflösung als das H1-Gewichtungsverfahren. Ein Vergleich zwischen den Mittelwerten der rekonstruierten Energieverteilungen der Simulationen und der Daten zeigt, daß die mittlere Abweichung zwischen Simulation und Daten für die alternative Gewichtung nur (2.4 ± 0.3)% beträgt. Im Gegensatz dazu ist der mittlere Unterschied zwischen den rekonstruierten Energiemittelwerten für Simulationen und Daten im Falle der H1-Gewichtung (6.7 ± 0.3)%.

Die Rekonstruktion der longitudinalen und radialen Schauerprofile sind für kleine

Einfallsenergien mit der des H1-Gewichtungsverfahrens erreichten Qualität vergleichbar. Für höhere Energien ergeben sich kleinere Abweichungen von dem zu rekonstruierenden Schauerprofil.

Anhang A

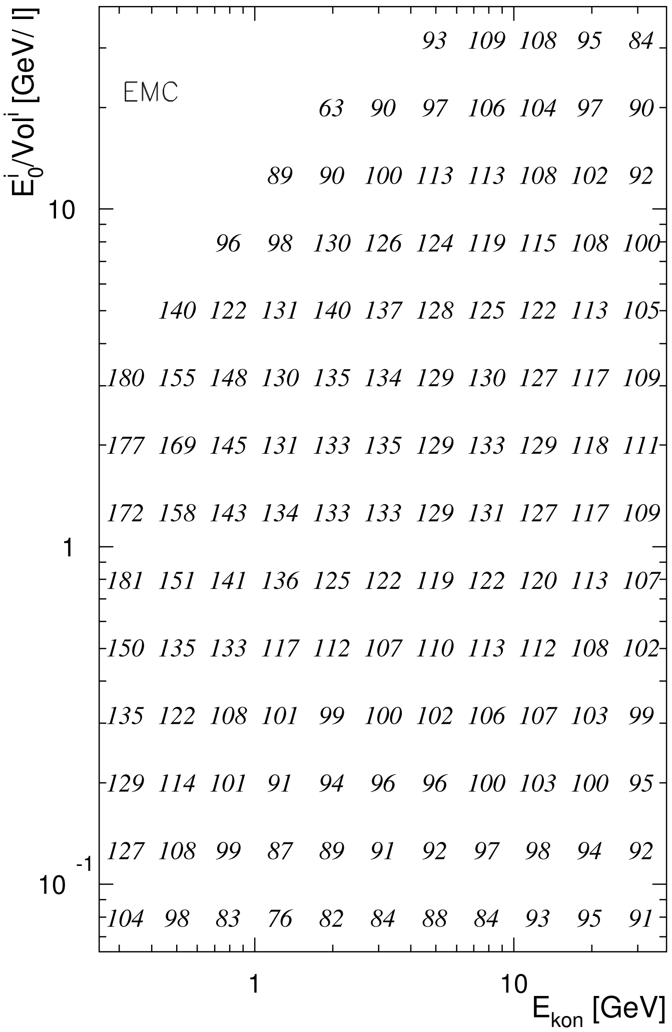

Abbildung A.1: *Werte der Gewichtungsfaktoren (vergleiche Abbildung 4.7) in Prozent für das elektromagnetische (EMC) Kalorimeter in Abhängigkeit von der Energiedichte* E_0^i/Vol^i *und der Kegelenergie* E_{kon}.

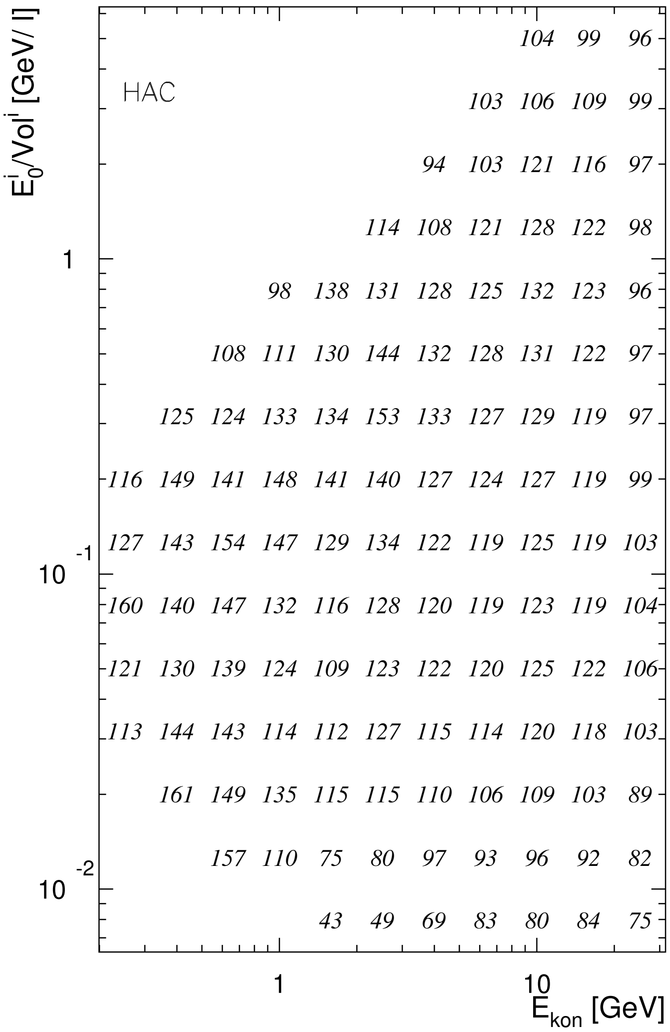

Abbildung A.2: *Werte der Gewichtungsfaktoren (vergleiche Abbildung 4.7) in Prozent für das hadronische (HAC) Kalorimeter in Abhängigkeit von der Energiedichte E_0^i/Vol^i und der Kegelenergie E_{kon}.*

Anhang B

Zur Simulation des Detektoraufbaus und der Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor wird bei dem H1-Experiment das Programmpaket H1SIM verwendet. H1SIM simuliert die Detektorgeometrie und die elektromagnetischen Wechselwirkungen mit dem Programmpaket GEANT [Cer 94]. Das Programm H1SIM bietet die Option der Probstellung entsprechend zwischen verschiedenen Simulationsmodi zu wählen. So ist es zum Beispiel möglich zwischen den GEANT-Versionen 3.15 und 3.21 zu wählen. Zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen stehen wahlweise die Programme GHEISHA [Fes 85] und CALOR [Ber 69] zur Verfügung. Weitehin besteht die Möglichkeit H1SIM im H1FAST-Modus, um Rechenzeit einzusparen, zu betreiben.

Die schnelle Detektorsimulation – H1FAST

Um den Simulationsaufwand zu verringern und somit Rechenzeit einzusparen, wurde in der H1-Kollaboration eine auf dem Programmpaket H1SIM basierende schnelle Detektorsimulation namens H1FAST entwickelt [Rud 92]. Hierbei wird eine Verminderung des Rechenzeitbedarfes durch folgende Vereinfachungen erreicht:

- Die Sampling-Struktur des Kalorimeters wird durch ein homogenes Medium mit mittleren Materialeigenschaften ersetzt.
- Die Energiedeposition elektromagnetischer Schauer wird durch parametrisierte Energiedichteverteilungen beschrieben, falls sich der Schauer vollständig in einem Kalorimetermodul befindet.
- Die Energie der Teilchen, die das Volumen einer Auslesezelle nicht verlassen werden, wird ohne weitere Spurverfolgung in der jeweiligen Auslesezelle deponiert.
- Teilchen, die nicht zur Energiedeposition beitragen, werden sofort nach ihrer Erzeugung gestoppt.

Vergleichende Untersuchungen für die verschiedenen Simulationsoptionen

Jede Gewichtung ist von der für ihre Entwicklung verwendeten Simulation abhängig. Aus diesem Grunde wurden im Rahmen dieser Arbeit die verschiedenen Simulationsoptionen des Programmpaketes H1SIM untersucht. In den nachfolgenden Abschnitten werden die Ergebnisse dieser von O.E. Ramírez durchgeführten Untersuchungen gezeigt. Nähres zu den unten beschrieben Ergebnissen ist in [İşs 95] zu finden.

Für die Untersuchungen wurden Pionen in den FB-Modulen des H1-Kalorimeters mit den Einfallsimpulsen 1, 2, 3, 5, 10 und 20 GeV mit H1SIM in den unterschiedlichen Simulationsmodi simuliert. Für jeden Einfallsimpuls wurden etwa 10000 Ereignisse berechnet. Die Einfallswinkel der Pionen betrugen:

$30.4° < \theta < 36.4°$ und $72.5° < \phi < 82.5°$.

Es wurden die Energieverteilungen, die hadronischen, elektromagnetischen und nicht nachweisbaren Energieanteile und Schauerprofile der einzelnen Simulationen untersucht und miteinander verglichen.

Ergebnisse der H1FAST-Simulationsuntersuchungen

Die Ergebnisse der Untersuchung der Simulationen mit

- H1FAST GEANT3.15 GHEISHA,
- H1FAST GEANT3.21 GHEISHA,
- und H1FAST GEANT3.21 CALOR

werden nachfolgend kurz zusammengefaßt.

- Es wurden zwischen den oben erwähnten Größen der GEANT3.15-Version und GEANT3.21-Version keine Unterschiede gefunden.
- CALOR simuliert im Vergleich zu GHEISHA auf elektromagnetischer Skala größere Energien. Für Einfallsimpulse größer als 2 GeV liegen die Abweichungen der elektromagnetischen Skala beider Programme zwischen 7% und 21%.
- Der Anteil der hadronisch deponierten Energie in Ereignissen, die mit CALOR simuliert worden sind, ist um etwa 16% bis 53% größer als der Anteil

der hadronisch deponierten Energie E_{had}/E_{dep} der Simulationen mit GHEISHA.

- Der nicht nachweisbar deponierte Energieanteil ist bei den CALOR-Simulationen um etwa 15% bis 30% kleiner.
- Der elektromagnetisch deponierte Energieanteil der Simulationen mit CALOR ist für Einfallsimpulse größer als 10 GeV etwa 11% größer. Für Einfallsenergien kleiner als 10 GeV ist der elektromagnetisch deponierte Energieanteil in Ereignissen, die mit CALOR simuliert worden sind, um etwa 10% kleiner als die entsprechenden Energieanteile der Simulationen mit GHEISHA.
- Die transversalen Schauerprofile der Ereignisse, die mit CALOR simuliert werden, sind breiter als die Schauerprofile der Ereignisse, die mit GHEISHA simuliert werden.

Ergebnisse der H1SIM/H1FAST-Untersuchungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des Vergleiches zwischen den detaillierten Simulationen, die mit H1SIM–GEANT3.15–GHEISHA durchgeführt worden sind, und den H1FAST-Simulationen, die mit H1FAST–GEANT3.15–GHEISHA berechnet worden sind, zusammengefaßt.

- Die Ereignisse, die mit der detaillierten Detektorsimulation und Schauerentwicklung simuliert worden sind, besitzen 13% bis 39% größere elektromagnetische Energieanteile als die H1FAST-Simulationen.
- Der hadronisch deponierte Energieanteil (E_{had}/E_{dep}) der detaillierten Simulation ist um 5% bis 7% größer als der entsprechende Anteil der H1FAST-Simulation.
- Die nicht nachweisbar deponierten Energieanteile der detaillierten Simulation sind um etwa 40% kleiner als die nicht nachweisbar deponierten Energieanteile der H1FAST-Simulationen.
- Die Ereignisse, die detailliert simuliert wurden, haben auf elektromagnetischer Skala höhere Energien als die Ereignisse, welche mit H1FAST simuliert wurden. Für Einfallsimpulse größer als 2 GeV betragen diese Abweichungen 5% bis 6%.

- Es bestehen keine signifikanten Unterschiede zwischen den transversalen Schauerprofilen der Programmpakete H1SIM und H1FAST.

Literaturverzeichnis

[Ama 81] Amaldi, U.,
Fluctuations in Calorimetry Measurements,
Phys. Scripta 23 (1981) 409

[Bat 70] G. Bathow et a.,
Measurements of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV,
Nucl. Phys. B20 (1970) 592

[Ber 69] H. Bertini,
Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment,
Phys. Rev. 188 (1969) 1711

[Bor 92] K. Borras,
Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1 Detektor,
Dissertation, Universität Dortmund, (1992)

[Brü 87] H. Brückmann,
On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters,
DESY 87-064 (1987)

[Cer 94] Application Software Group Computing and Networks Division,
GEANT - Detector Description and Simulation Tool,
CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994)

[Dre 83] A. Drescher et al,
The ARGUS Electron/Photon Calorimeter,
Nucl. Instr. Meth. 216 (1983) 35

[Eng 84] J. Engler,
Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters,
Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 525

[Fab 85a] C.W. Fabjan,
Calorimetry in High-Energy Physics,
in T. Ferbel (Hrsg.), *Techniques and Concepts of High-Energy Physics III,*
Plenum Press, New York (1985)

[Fab 85b] C.W. Fabjan,
Calorimetry in High-Energy Physics,
CERN-EP/85-54 (1985)

[Fab 89] C.W. Fabjan, und R. Wigmans,
Energy Measurement of Elementary Particles,
CERN-EP/89-64 (1989)

[Fes 85] H. Fesefeldt,
The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications,
RWTH Aachen, PITHA 85/02 (1985)

[Gay 91] J. Gayler, H. Küster, P. Loch,
Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimter,
Interner Bericht H1-04/91-171 (1991)

[Gör 91] L. Görlich, H.P. Wellisch,
Documentation of the LAr clustering,
Interner Bericht H1-12/91-204 (1991)

[Gro 89] D. E. Groom,
Energy Scaling of Low-Energy Neutron Yield, the e/π Ratio, and Hadronic Response in a Calorimeter,
Proc. Workshop on Calorimetry for the Supercollider, Tuscaloosa 1989, Hrsg. R. Donaldson und M.G.D. Gilchriese, World Scientific

[H1 93a] H1 Collaboration,
The H1 Detector at HERA,
DESY 93-103 (1993)

[H1 93b] H1-Kollaboration, Softwarepaket ARCET zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen in den Aufbauten am H6-Strahl des CERN-SPS

[H1 93c] H1-Kollaboration, Softwarepaket H1SIM zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen im H1-Detektor

[H1 96] H1 Collaboration,
The H1 Detector at HERA,
Interner Bericht, DESY H1-96-01 (1996)

[Hei 27] W. Heisenberg,
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik,
Z. Phys. 43 (1927) 172

[Hof 82] W. Hofmann, et al.,
Nucl. Instr. Meth. 195 (1982) 475

[İşs 95] Ç. İşsever und O.E. Ramírez del Prado,
Comparison between different Monte-Carlo simulations,
Vortrag, H1 ESCALE-Gruppe, (1995)

[Jes 54] W.P. Jesse und J. Sadaukis,
Ionization in Pure Gases and Average Energy to Make an Ion Pair for Alpha and Beta Particles,
Phys. Rev. 97 (1954) 1668

[Kor 94] M. Korn,
Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und geladenen Pionen mit dem Flüssigargon-Kalorimeter des Detektors H1,
Dissertation, Universität Dortmund, (1994)

[Kub 94a] J.P. Kubenka,
Untersuchungen zum hadronischen Endzustand in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung am HERA-Speicherring,
Dissertation, Technische Universität München (1994)

[Kub 94b] J.P. Kubenka, H. Oberlack, P. Schacht, H.P. Wellisch,
Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software

Weighting Techniques,
Interner Bericht H1-02/94-346 (1994)

[LAr 93a] H1 Calorimeter Group,
The Liquid Argon Calorimeter System,
Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 460

[LAr 93b] H1 Calorimeter Group,
Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations,
Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 499

[LAr 94a] H1 Calorimeter Group,
Electron/Pion Separation with the H1 LAr Calorimeters,
Nucl. Instr. Meth. A344 (1994) 492

[LAr 94b] H1 Calorimeter Group,
Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,
Nucl. Instr. Meth. A350 (1994) 57

[Leo 87] W. R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer Verlag Berlin (1987)

[Lon 75] Longo, E., und I. Sestili,
Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass,
Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 283

[Mol 47] G. Molière,
Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen,
Z. Naturforsch. 2a (1947) 133, Z. Naturforsch. 3a (1948) 78

[Par 90] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physical Letters B 239, (1990)

[Par 92] Particle Data Group,
Particles and Fields,
Physical Review D 45 11-II (1992)

[Par 94] Particle Data Group,
Particles and Fields,
Physical Review D 50 3-I (1994)

[Rut 11] E. Rutherford,
The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom,
Phil. Mag. 21 (1911) 669

[Rud 92] M. Rudowicz,
Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor,
Dissertation, Universität Hamburg (1992)

[She 95] V. Shekelyan, private Mitteilung

[She 93] V. Shekelyan,
Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry,
Interner Bericht H1-04/93-288

[Spi 94] J. Spiekermann,
Nachweis von π-Mesonen in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten,
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[Ste 52] R. M. Sternheimer,
The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials,
Phys. Rev. 88 (1952) 851

[Weg 89] D. Wegener,
Hadronkalorimeter - Entwicklung und Anwendungen,
Phys. Bl. 45 (1989) 358

[Wig 87] R. Wigmans,
On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters,
Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 389

[Wig 88] R. Wigmans,
High Resolution Hadron Calorimetry,
Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 273

[Wig 91] R. Wigmans,
Performance and Limitations of Hadron Calorimeters,
CERN-PPE/91-205 (1991)

[Zei 91] C. Zeinitz,
Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor,
Dissertation, Universität Hamburg (1991)

[Zeu 89] ZEUS Collaboration,
Test of the Zeus Forward Calorimeter Prototype,
DESY 89-128

[Zeu 90] ZEUS Collaboration,
Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter to Electrons, Pions and Protons in the Momentum Range 0.5-10 GeV/c,
Nucl. Instr. Meth. A290 (1990) 95

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Aufgabenstellung bedanken. Seine Unterstützung und ausgezeichnete Betreuung trugen maßgeblich zum Entstehen dieser Arbeit bei.

Bei Herrn Dr. P. Mättig möchte ich mich für sein Interesse an dieser Arbeit und seine Bereitschaft die Aufgabe des Korreferenten zu übernehmen bedanken.

Besonders herzlichst möchte ich mich bei Frau Dr. K. Borras bedanken. Ihre sehr gute Betreuung, ständige Diskussionsbereitschaft und ihre kritische Begleitung meiner Studien waren mir eine große Hilfe. Weiterhin danke ich ihr für das sorgfältige Lesen des Manuskripts.

Herrn J. Spiekermann danke ich für seine zahlreichen Anregungen, für die Unterstützung bei Software- und Hardwareproblemen und für das sorgfältige Lesen des Manuskripts.

Herrn Dr. J. Gayler danke ich für die interessanten Diskussionen und hilfreichen Anregungen.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für die freundliche Aufnahme und die zahlreichen „Kuchen- und Eisgelage“.

Herrn Dr. M. Korn danke ich für die freundliche Bereitstellung der ARCET-Simulationen.

Herrn M. Gebauer und Herrn H. Rick danke ich für die orthographische Korrektur des Manuskripts.

Für die finanzielle Unterstützung und intensive Betreuung meines Studiums möchte ich der Studienstiftung des deutschen Volkes danken. Besonderer Dank gebührt hierbei meinen Betreuern Herrn Dr. Strub-Röttgerding und Herrn Prof. Dr. D. Wegener.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Kennziffer 6DO57I gefördert.