Nachweis von Positronen und Hadronen im H1-Spaghetti-Kalorimeter

Diplomarbeit

im Studiengang Physik
am Lehrstuhl für
Experimentelle Physik
der Universität Dortmund

vorgelegt von
Florian Garczarek
aus Dortmund

März 2000

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Heute, viele Jahrhunderte, nachdem die kontroverse Diskussion, die von Aristoteles und Demokrit initiiert worden war, ob die Materie kontinuierlich sei oder eine körnige Struktur besitzt, längst entschieden ist, wird immer noch mit großem Eifer und Enthusiasmus der Frage nachgegangen, welches die fundamentalen Bausteine der Materie sind und durch welche Wechselwirkung sie in ihrer einfachsten Form beherrscht wird.

Die wichtigsten Hilfsmittel der experimentellen Elementarteilchenphysik sind dabei Hochenergiebeschleuniger und Speicherringe. Die mit ihnen durchgeführten Streuexperimente sind in der Lage, kleinste Strukturen aufzulösen. Dabei wird um so mehr Energie benötigt, je kleiner die zu erforschenden Dimensionen sind, da nach der Heisenbergschen Unschärferelation das Auflösungsvermögen Δx mit dem Impulsübertrag Δp korreliert ist:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar.$$

Eine der leistungsstärksten Anlagen der Hochenergiephysik ist der HERA[1]-Speicherring, der im folgenden beschrieben wird.

1.1 Der Speicherring HERA

Am HERA Speicherring (Abb. 1.1) des **D**eutschen-**E**lektronen-**Sy**nchrotron (DESY) in Hamburg wird u.a. die tiefinelastische Elektron[2]-Proton-Streuung untersucht. Hieraus verspricht man sich weitere Aufschlüsse über den Aufbau der Materie und im besonderen des Protons. Zur Untersuchung dieser Fragestellung werden Teilchenstrahlen aus Protonen eines Impulses[3] von 820 GeV/c und Positronen von 27.5 GeV/c an zwei definierten Punkten zur Kollision gebracht, wobei sich an einem dieser Kollisionspunkte das H1-Experiment befindet. Die Teilchen werden dazu mit Linearbeschleunigern und den Ringanlagen DESY und PETRA vorbeschleunigt und dann in die zwei separate Ringe des 6.3 km langen Speicherrings injiziert, in denen sie auf ihre endgültige Strahlenergie beschleunigt werden.

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[2] Während der Datennahmeperiode 1997 wurde HERA mit Positronen betrieben

[3] ab 1998 920 GeV/c

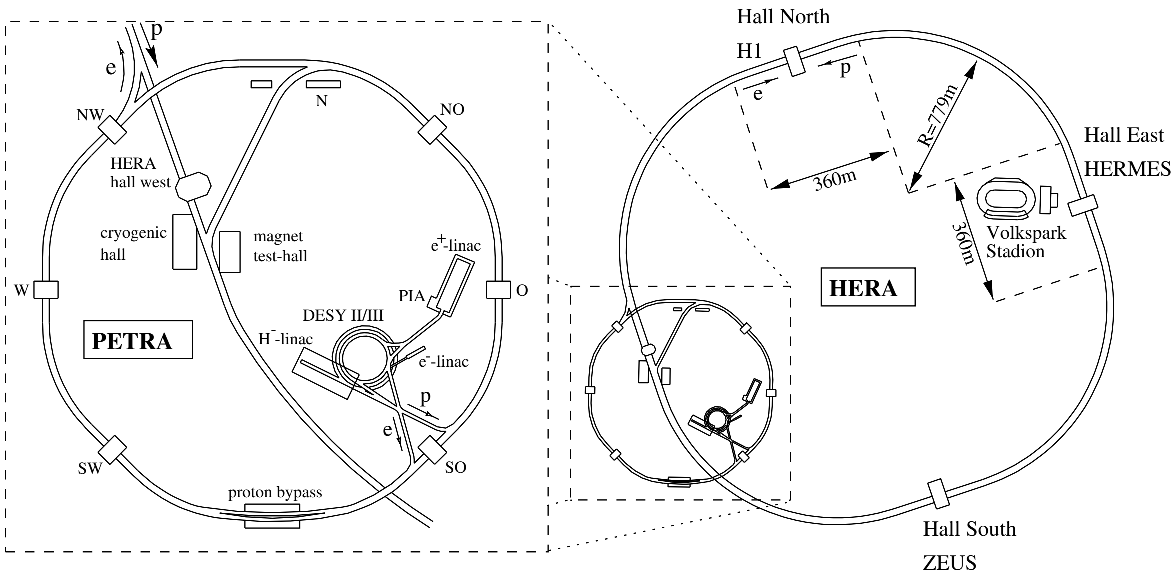


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA (rechts) und die Vorbeschleuniger (links) auf dem DESY Gelände in Hamburg.

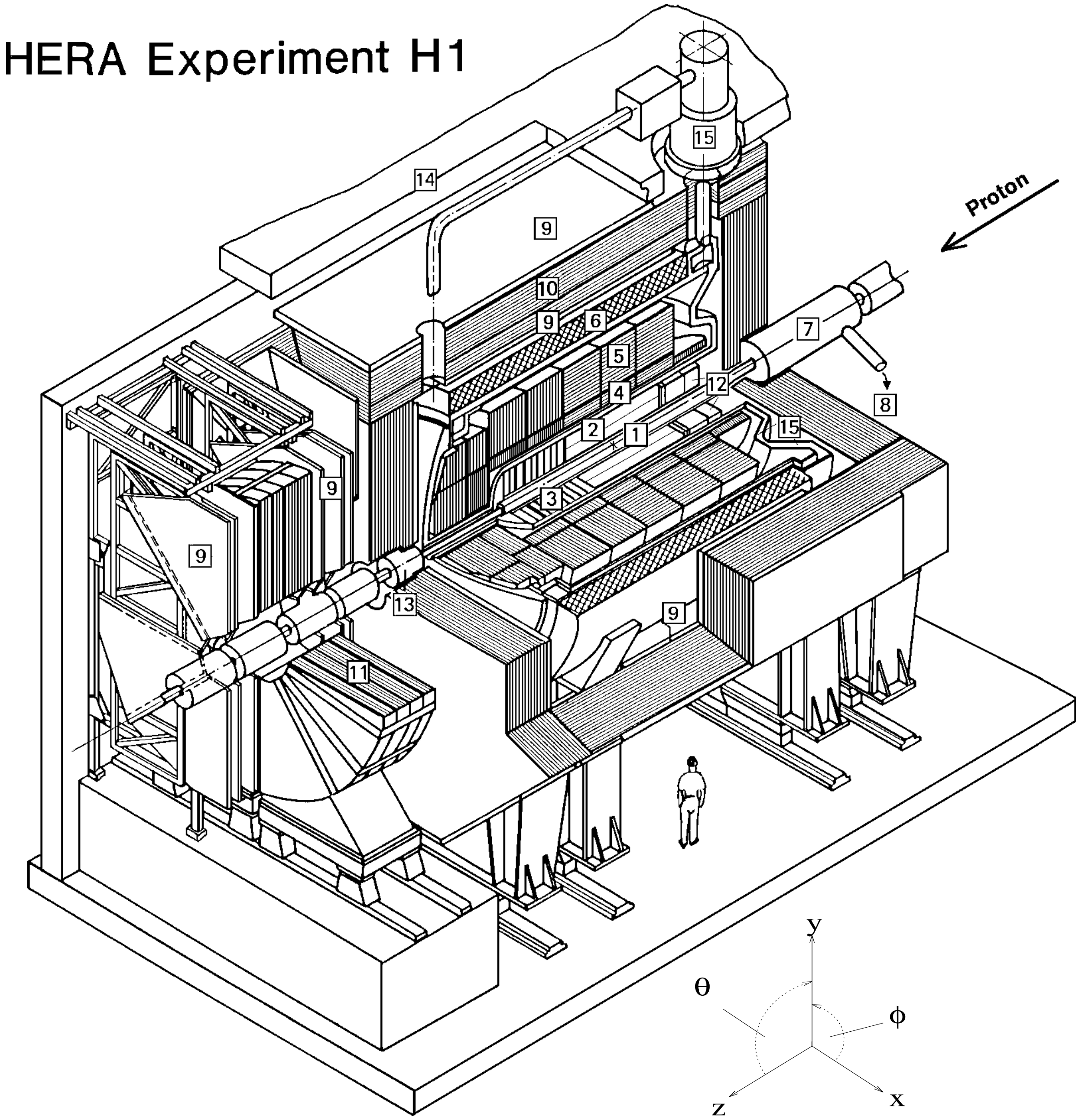
1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor wurde konstruiert, um die Energie und den Spurverlauf der bei der Kollision gestreuten oder entstehenden Teilchen zu messen. Da sich aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien das Schwerpunktsystem relativ zum Laborsystem in Protonrichtung bewegt, wurde eine asymmetrische Bauweise gewählt. Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau des Zentraldetektors. Der nominelle Wechselwirkungspunkt definiert den Ursprung des H1-Koordinatensystems. Die z-Achse weist in Protonflugrichtung, die x- und die y-Achse stehen jeweils senkrecht darauf. Der Polarwinkel θ ist bezüglich der z-Achse und der Azimutalwinkel ϕ ist von der x-Achse in positiver Drehrichtung zur y-Achse definiert. Der H1-Detektor besteht aus mehreren Detektorkomponenten, die so angeordnet sind, daß sie den Wechselwirkungspunkt annähernd vollständig umgeben. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten ist in [1] zu finden. Im folgenden wird auf die für diese Arbeit wichtigsten Komponenten kurz eingegangen.

- $\boxed{\mathbf{2}}$ Das zentrale Spurkammersystem (CTD): Die CTD (**C**entral **T**racking **D**evice) besteht aus Drift- und Vieldrahtproportionalkammern, die zur Messung von Teilchenspuren dienen, aus welchen u.a. der Ort der Positron-Proton-Wechselwirkung (Vertex) rekonstruiert werden kann. Die CTD dient in dieser Arbeit u.a. als Referenzdetektor der zu untersuchenden Hadronen und wird daher in Kapitel 3.1 näher beschrieben.

- $\boxed{\mathbf{12}}$ Der rückwärtige Bereich:

  - Die Driftkammer BDC: Die BDC befindet sich bei $z = -141.3\,\text{cm}$ (1997) und überdeckt den Winkelbereich θ von 153° bis 177°. Sie liefert u.a. die Referenzkoordinaten der auf das SpaCal treffenden Positronen. Auf die BDC wird in Kapitel 3.2 näher eingegangen.



1 Wechselwirkungspunkt	6 Supraleitende Magnetspule	11 Myon-Toroidmagnet
2 Zentrale Spurkammersystem (CTD)	7 Kompensationsmagnet	12 BDC+SpaCal
3 Vorwärtsspurkammer	8 Helium-Kälteanlage	13 Plug-Kalorimeter
4 Elektromagnetisches LAr-Kalorimeter	9 Myonkammern	14 Betonabschirmung
5 Hadronisches LAr-Kalorimeter	10 Instrumentiertes Eisenjoch	15 LAr-Kryostat

Abbildung 1.2: Der Zentraldetektor des H1-Experiments. Er hat eine Größe von ca. $12 \times 10 \times 15\,\mathrm{m}^3$ und ein Gewicht von rund 2800 t. Die Protonflugrichtung definiert die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystems.

– Das Spaghetti-Kalorimeter: Das SpaCal befindet sich bei $z = -151.5\,\mathrm{cm}$ (1997) und überdeckt den gleichen Winkelbereich wie die BDC. Es gliedert sich in z-Richtung in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil, deren Aufgabe es ist, die Energie und die Winkel der in den rückwärtigen Teil des H1-Zentraldetektors gestreuten Teilchen zu bestimmen.
Da die Eigenschaften des SpaCals zentraler Gegenstand der folgenden Untersuchung sind, wird der Aufbau des SpaCals in Kapitel 3.3 ausführlicher beschrieben.

- $\boxed{6}$ Die supraleitende Spule umgibt den inneren Bereich des Zentraldetektors. Sie erzeugt ein nahezu homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 1.15 T, dessen Feldlinien in die positive z-Richtung zeigen.

- Außerhalb des Zentraldetektors gibt es noch weitere Detektoren, von denen jedoch nur der Elektrontagger in dieser Arbeit verwendet wird. Dieser $154 \times 154\,\mathrm{mm}^2$ große Kristall-Detektor befindet sich bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ in der Nähe des Strahlrohrs und ist Teil des Luminositätssystems.

1.2.1 Die Physik der Lepton-Proton-Streuung

Die Substruktur des Protons, die durch seine Konstituenten, den sogenannten Quarks und Gluonen, auch Partonen genannt, gebildet wird, wird sehr exakt bei HERA mit Hilfe der tiefinelastischen Lepton($e^{\pm}$)-Proton-Streuung gemessen. Bei dieser Streuung bleibt das Proton nicht als Ganzes erhalten, sondern es entstehen durch den Prozeß der Hadronisierung sogenannte Proton- und Stromjets (Abb. 1.3). Die Wechselwirkung wird dabei entweder

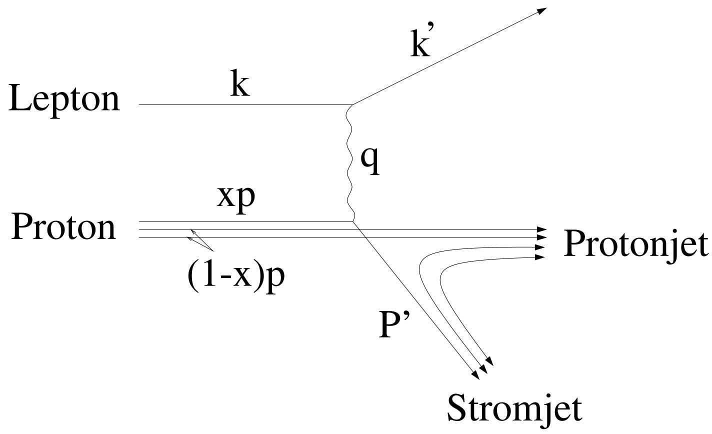


Abbildung 1.3: Kinematik der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung. Die Variablen werden im Text erklärt.

durch die ungeladenen Eichbosonen γ und Z^0 oder durch die geladenen Eichbosonen $W^{\pm}$ der elektroschwachen Wechselwirkung vermittelt. Wird eines der geladenen Eichbosonen ausgetauscht, so ist das Lepton im Endzustand ein Neutrino, welches im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Die verwendeten kinematischen Variablen sind:

$$k = (E_l, 0, 0, -E_l) = \text{Vierervektor des einlaufenden Leptons}$$

$$k' = (E_l', E_l' \sin\theta, 0, -E_l' \cos\theta) = \text{Vierervektor des auslaufenden Leptons}$$

$p =$ Vierervektor des einlaufenden Protons

$P' = \sum p'_i =$ Summe der Vierervektoren des auslaufenden Protons

$q =$ Vierervektor des ausgetauschten Eichbosons.

Die Kinematik des Streuprozesses läßt sich bei gegebener Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s} = (k+p)^2 = (k'+P')^2 \ ,$$

die 1997 bei HERA 300 GeV betrug, und unter Vernachlässigung der Proton- und Lepton-Ruhemassen vollständig durch zwei der lorentzinvarianten Größen

Impulsübertrag $Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 = 4E_l E'_l \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$,

Bjorken-Skalenvariable $x = \frac{Q^2}{2pq}$ und

Inelastizität $y = \frac{pq}{pk}$

beschreiben, da sie über die Beziehung $Q^2 = sxy$ miteinander verknüpft sind. Die Skalenvariable x wird im einfachen Quark-Parton-Modell mit dem Impulsbruchteil des gestreuten Protonkonstituenten am Gesamtimpuls interpretiert und die Variable y bezeichnet den auf das Proton übertragene Energieanteil im Ruhesystem des Protons. Die Variable y kann sowohl über den Streuwinkel und die Energie des Leptons im Endzustand $y = 1 - \frac{E'_l}{E_l}\sin^2\frac{\theta}{2}$, als auch über den Stromjet bestimmt werden $y = y_h = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e}$ [2], wobei über die Energien und die Longitudinalimpulse der entstehenden Hadronen summiert wird.

In Abbildung 1.4 sind die Abhängigkeiten zwischen den kinematischen Variablen E und θ von den beiden Lorentzinvarianten x und Q^2 für das gestreute Lepton (oben) und den Stromjet (unten) dargestellt.

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung des neutralen Stromes kann als Funktion der Variablen x und Q dargestellt werden [3]:

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

Dabei sind $F_1(x,Q^2)$, $F_2(x,Q^2)$ und $F_3(x,Q^2)$ die Strukturfunktionen des Nukleons. $F_3(x,Q^2)$ definiert den paritätsverletzenden Teil des Wirkungsquerschnittes durch den Austausch des massiven Eichbosons Z^0. Er ist sensitiv darauf, ob ein Elektron (positives Vorzeichen) oder ein Positron im Anfangszustand vorliegt und kann bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 < 1000\,GeV$) vernachlässigt werden. Die beiden anderen Strukturfunktionen sind im „naiven" Quark-Parton-Modell, in dem die Konstituenten des Partons als freie punktförmige Spin-1/2-Teilchen verstanden werden, unabhängig von Q^2. Diese Annahme, die Skaleninvarianz genannt wird, kann für einen weiten Bereich von x ($0.03 < x < 0.3$) experimentell bestätigt werden. Die Verletzung der Skaleninvarianz für große und kleine Werte von x wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

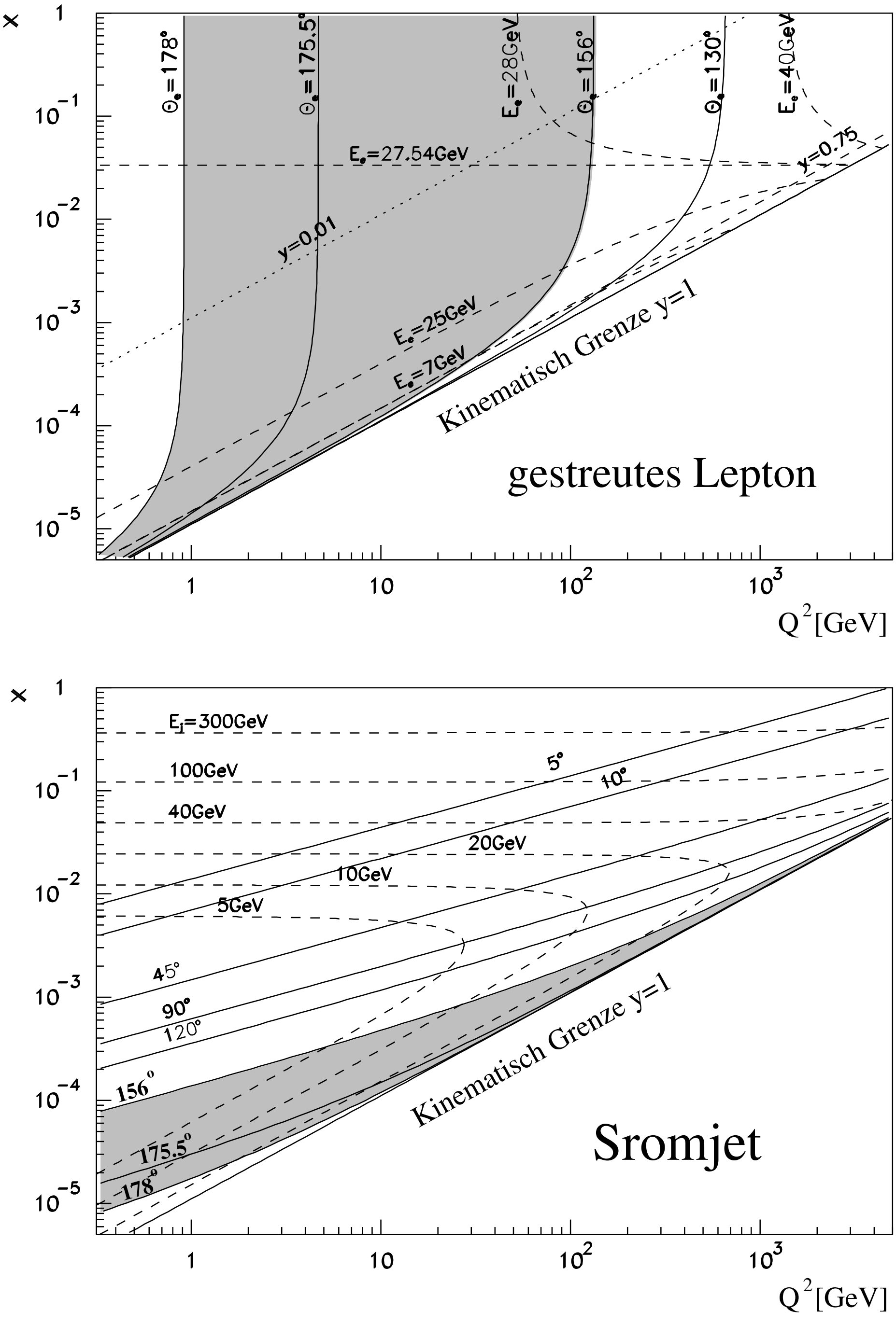


Abbildung 1.4: Energie- und Winkelabhängigkeiten der gestreuten Leptonen und der Stromjets von den Lorentzvariablen x und Q^2. Die durchgezogenen Linien entsprechen konstanter Lepton- bzw. Jet-θ-Winkeln und die gestrichenen Linien konstanter Lepton- bzw. Jet-Energien. Der kinematische Bereich, der mit dem SpaCal abgedeckt wird, ist schattiert dargestellt (der θ-Winkel von 178° wird nicht ganz erreicht).

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Das 1995 zusammen mit der BDC in Betrieb genommene SpaCal wurde primär dazu gebaut, die Energie der in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors gestreuten Leptonen zu messen. Daher wurde in den folgenden Jahren sehr viel Arbeit investiert, den Zusammenhang zwischen primärer Teilchenenergie und gemessenem Signal, die sogenannte Energiekalibration, möglichst gut zu verstehen. Einen Überblick liefert [4].

Eine Energiekalibration des SpaCals bezüglich Hadronen wurde bisher stets nur auf der Basis inklusiver Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts durchgeführt [5]. Das explizite Ansprechverhalten des SpaCals auf Hadronen ist nur aus Teststrahlmessungen bekannt [6]. Die dort gewonnenen Ergebnisse sind in die Simulation des SpaCals eingeflossen [7]. Ob die Ergebnisse der Teststrahlmessung auf das Ansprechverhalten des SpaCals im Einsatz innerhalb des H1-Detektors übertragbar sind und wie gut die Simulation mit den Daten übereinstimmt, soll in dieser Arbeit untersucht werden.

Weiterhin soll in dieser Arbeit analysiert werden, ob der Ortsrekonstruktionsalgorithmus des SpaCals bezüglich elektromagnetischer Schauer, der auf der Basis von Simulationsrechnungen entwickelt wurde [8], eine optimale Bestimmung des Auftreffortes des Leptons auf das SpaCal ermöglicht und welches Ortsauflösungsvermögen dabei erreicht wird. Die Bestimmung des Streuwinkels geladener Teilchen wird zwar wesentlich exakter durch die BDC ermöglicht, jedoch hat sich gezeigt, daß aufgrund des passiven Materials vor der BDC [9], in dem das Lepton aufschauern kann, unter Umständen eine Vielzahl von Spuren in der BDC rekonstruiert werden. Um die „richtige" Spur zu finden, bedient sich der BDC-Rekonstruktionsalgorithmus der Information über den Auftreffort des Teilchens auf das SpaCal [10]. Je genauer der Auftreffort bekannt ist, um so erfolgreicher ist die Zuordnung.

Kapitel 2

Energiemessung hochenergetischer Teilchen

In diesem Kapitel soll auf das Prinzip der Energiemessung von hochenergetischen Teilchen mit Hilfe von Kalorimetern eingegangen werden. Dazu werden zunächst die Wechselwirkungen dieser Teilchen mit Materie vorgestellt, die die Grundlage für die Kalorimetrie bilden. Anschließend wird darauf aufbauend dargelegt, wie diese für elektromagnetische und hadronische Kalorimeter genutzt werden können. Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf die Grenzen der Genauigkeit der Energiemessung, die Energieauflösung, gerichtet.

2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Hochenergetische Teilchen, die von Materie absorbiert werden, deponieren ihre Energie letztendlich als Wärme. Dabei erhöht sich die Temperatur der Materie nur um einen sehr geringen Wert. Die Bestimmung dieser Wärmeenergie ist jedoch sehr aufwendig, ungenau und zu langsam, um in der Praxis Anwendung zu finden.

Um die Energiedeposition der Teilchen dennoch nachweisen zu können, bedient man sich der Vorgänge, die der Thermalisierung vorangehen. Welches dabei die charakteristischen Größen sind und welche Prozesse im einzelnen von Bedeutung sind, soll im folgenden erläutert werden.

2.1.1 Energieverlust geladener Teilchen

Anregung und Ionisation

Ein geladenes Teilchen kann beim Durchqueren von Materie mit den Hüllenelektronen der Atome wechselwirken. Dabei hebt es die Elektronen entweder auf höhere Energieniveaus, regt somit die Atome an (Atom*), oder schlägt es aus dem Atomverband heraus, wobei ein Ion (Atom$^+$) zurückbleibt:

$$\begin{aligned} e^{\pm} + \text{Atom} &\longrightarrow e^{\pm} + \text{Atom}^* \\ e^{\pm} + \text{Atom} &\longrightarrow e^{\pm} + \text{Atom}^+ + e^- . \end{aligned}$$

Der mittlere Energieverlust, den das Teilchen dabei erfährt, wird für relativistische schwere geladene Teilchen durch die Bethe-Bloch-Gleichung [11] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\kappa(\ln\frac{2m_ec^2\gamma^2\beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2})$$

mit

$$\kappa = 2\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{L\rho}{A} Z \frac{z^2}{\beta^2}.$$

Dabei sind:
Primärteilchen: z =Ladung, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,$v$ =Teilchengeschwindigkeit
Konstanten: L =Avogadrozahl, m_e =Elektronmasse, c =Lichtgeschwindigkeit, r_e =klassischer Elektronenradius
Materialkonstanten: ρ =Dichte, Z =Kernladungszahl, A =Massenzahl, I =Ionisationskonstante
Außerdem: δ =Fermi-Dichtekorrektur. Durch die Polarisation der Materie durch das elektrische Feld des Primärteilchens wird das elektrische Feld abgeschirmt, wodurch sich der Energieübertrag verringert.

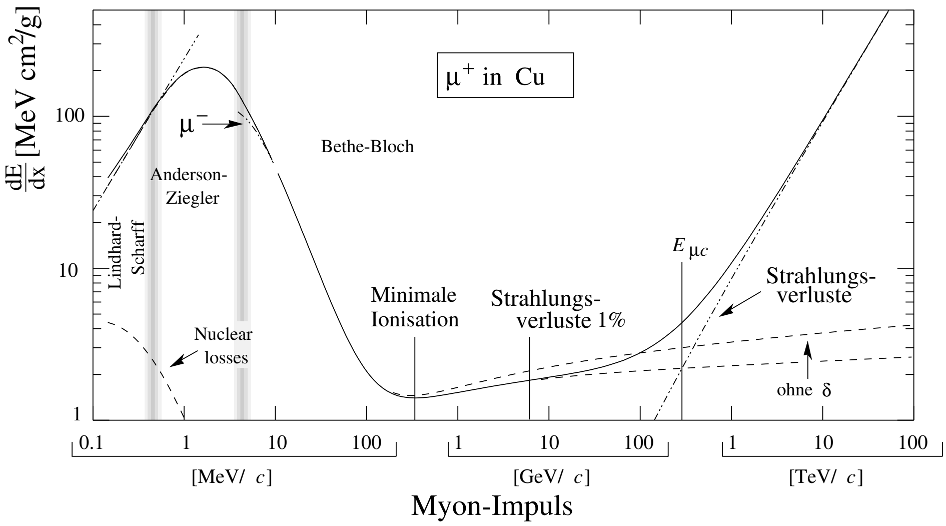


Abbildung 2.1: Energieverlust für μ^+in Kupfer als Funktion ihres Impulses [12].

Die Bethe-Bloch-Gleichung ist nicht für Elektronen und Positronen anwendbar, da bei ihrer Herleitung die mögliche Übertragung der gesamten Energie bei einem Stoß und die Ablenkung der Teilchen während der Wechselwirkung vernachlässigt worden ist. Bei den Elektronen muß neben der Massengleichheit auch die Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner berücksichtigt werde. Die Formel für den Energieverlust von Elektronen kann [13] entnommen werden. Desweiteren ist die Bethe-Bloch-Gleichung nicht bei langsamen Teilchen ($v_{\mathrm{Teilchen}} \approx v_{\mathrm{Atom-Elektronen}}$) anwendbar. Der charakteristische Verlauf und die Grenzen ihrer Anwendbarkeit sind in Abbildung 2.1 für μ^+ dargestellt. Die Kurve durchläuft bei etwa 200 MeV ein Minimum. Teilchen die einen Energieverlust entsprechend dem Minimum der Bethe-Bloch-Gleichung haben, heißen minimalionisierende Teilchen, oder mip's (minimum ionizing particles). Im folgenden werden jedoch alle Primärteilchen dieser Messung, die ihre Energie nur über Ionisation oder

Anregung verlieren als mip's bezeichnet.
Ab etwa 1 TeV steigt die Kurve stark an, da dann Bremsstrahlungsverluste (siehe Kapitel 2.1.1) auch für schwere Teilchen immer mehr an Bedeutung gewinnen [14]. Unterhalb von etwa 5 MeV/c sind die Energieverlust-Formeln von Anderson-Ziegler [15] und Lindhard-Scharff [16] eingezeichnet.

Die Bethe-Bloch-Gleichung gibt nur den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke an. Die eigentliche Energieverteilung um diesen Mittelwert ist bei dünnen Absorberschichten jedoch unsymmetrisch, mit Ausläufern zu hohen Energien. Verantwortlich dafür sind Atomelektronen, die einen hohen Energieübertrag erhalten haben und so ebenfalls zur Energiedeposition beitragen. Solche Elektronen bezeichnet man als δ-Elektronen oder Knock-on-Elektronen.

Das Energiespektrum der mips kann durch eine Landauverteilung [17] beschrieben werden, die im folgenden durch die Funktion

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \tag{2.1}$$

mit

$$\lambda = R(E - E_p) \tag{2.2}$$

$$E = \text{wahrscheinlichster Energieverlust}, \quad R = \frac{1}{\kappa \rho x}, \quad x = \text{Absorberdicke}$$

approximiert wird [18].

Aufgrund der Asymmetrie der Landauverteilung muß hier, im Gegensatz zur Gaußverteilung, zwischen dem mittleren und wahrscheinlichsten Energieverlust unterschieden werden. Für sehr dicke Absorber ($\frac{dE}{dx} \cdot x \gg 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$) kann die Energieverlustverteilung durch eine Gaußverteilung angenähert werden.

Bremsstrahlung

Hochenergetische geladene Teilchen können auch mit dem Coulombfeld der Atomkerne des Absorbermaterials wechselwirken. Werden sie dabei abgebremst, so emittieren sie Energie in Form von Photonen:

$$\text{Teilchen}^{\pm} + \text{Kern} \longrightarrow \text{Teilchen}^{\pm} + \gamma + \text{Kern}\,.$$

Der mittlere Energieverlust dieser Bremsstrahlung kann durch [19]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4 \alpha L \rho Z^2 r_e^2 z^2}{A} \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) =: \frac{E}{X_0} \tag{2.3}$$

beschrieben werden. Dabei ist E die Energie und m die Masse des Primärteilchens und α die Feinstrukturkonstante. Die Größe X_0 wird Strahlungslänge genannt und ist die Strecke, auf der das Teilchen im Mittel den Bruchteil (1-1/e) seiner Energie in Form von Bremsstrahlung verliert. Die Strahlungslänge kann für hochenergetische Elektronen durch

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \; [\mathrm{g\,cm^{-2}}]$$

approximiert werden [12].

Da der Energieverlust durch Bremsstrahlung umgekehrt zum Quadrat der Masse des Primärteilchens ist, gewinnt er für schwere Teilchen, wie z.B. Myonen, erst bei mehreren 100 GeV an Bedeutung.

Sonstige Prozesse

Neben den beiden bisher beschriebenen dominierenden Prozessen existieren noch:

- Møllerstreuung: $e^- + e^- \longrightarrow e^- + e^-$
- Bhabha Streuung: $e^- + e^+ \longrightarrow e^- + e^+$
- Annihilation: $e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma$

2.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Damit die Energie der Photonen, die auf ein Kalorimeter treffen oder durch Bremsstrahlung in ihm erzeugt werden, gemessen werden kann, müssen sie zunächst ihre Energie auf ein geladenes Teilchen übertragen. Ist w die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung und I die Intensität des Photonenstrahls, so ist $dI = -wI$ und

$$\frac{dI}{dx} = -I \frac{L\rho}{A} \sum_i \sigma_i \, .$$

Die Wirkungsquerschnitte σ_i charakterisieren die einzelnen Absorptionsprozesse.

Im folgenden werden die drei dominierenden Prozesse näher erläutert und die Prozesse untergeordneter Bedeutung aufgelistet.

Photoeffekt (σ_{pe})

Ein niederenergetisches Photon kann von einem Atom absorbiert werden. Wird das Atom dabei ionisiert, so bezeichnet man diesen Vorgang als Photoeffekt:

$$\gamma + \mathrm{Atom} \longrightarrow e^- + \mathrm{Atom}^+ \, .$$

Wird dabei ein Elektron aus der inneren Schale des Atoms gelöst, so wird beim Auffüllen der freien Stelle die freiwerdende Energie entweder durch Röntgenstrahlung emittiert, oder ein zusätzliches Elektron (Auger-Elektron) verläßt das Atom. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt kann [20] entnommen werden, wo er aber nur näherungsweise angegeben wird, da zu seiner exakten Berechnug die Wellenfunktionen der Elektronen bekannt sein müssen.

Comptoneffekt (σ_{incoh})

Der Comptoneffekt beschreibt die elastische Streuung an freien Elektronen:

$$\gamma + e^- \longrightarrow \gamma + e^- \, .$$

Die Elektronen können als frei betrachtet werden, wenn ihre Bindungsenergien gegenüber der Energie des Photons vernachlässigt werden können. Der Wirkungsquerschnitt wurde von Klein und Nishina berechnet [21].

Paarbildung (κ_{N})

Ist die Energie des Photons mehr als doppelt so groß wie die Ruheenergie eines Elektrons, so kann dieses Photon im Coulombfeld eines Kerns in ein e^+e^--Paar konvertieren:

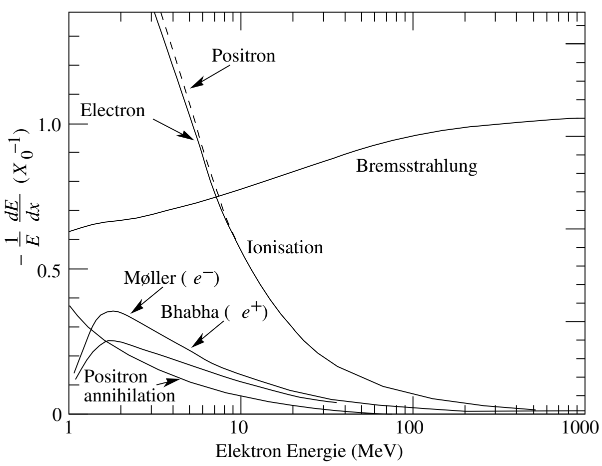
$$\gamma + \mathrm{Kern} \longrightarrow e^+ + e^- + \mathrm{Kern}\,.$$

Bei hohen Energien ist die Paarbildung der dominierende Absorptionsprozeß und die mittlere freie Weglänge der Photonen beträgt etwa $\frac{9}{7}X_0$. Der Wirkungsquerschnitt kann [22] entnommen werden.

Sonstige Prozesse

- Paarbildung im Feld der Hüllenelektronen (κ_e)
- Rayleigh-Streuung (σ_{coh})
- Photonukleare Absorption (σ_{nuc})

Wechselwirkung von Elektronen, Positronen und Photonen in Blei



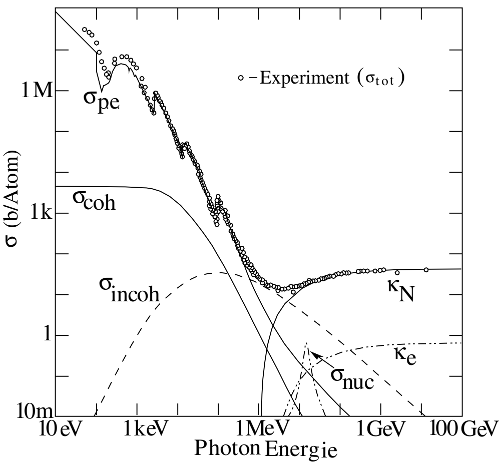


Abbildung 2.2: *Links:* Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge X_0 von Elektronen und Positronen. *Rechts:* Wirkungsquerschnitt (σ) pro Atom von Photonen. Beide Verteilungen wurden in Blei gemessen [12]. Die Begriffe werden im Text erläutert.

Um die relativen Anteile der in diesem Kapitel beschriebenen Wechselwirkungsprozesse am totalen Energieverlust, bzw. dem totalen Wirkungsquerschnitt zu illustrieren, sind in Abbildung 2.2 die relativen Energieverluste pro Strahlungslänge X_0 der einzelnen Wechselwirkungsprozesse in Blei als Funktion der Energie für Elektronen und Positronen dargestellt, sowie die Wirkungsquerschnitte pro Atom für die Wechselwirkungen von Photonen mit Blei. Die Prozesse der Bremsstrahlung und der Paarbildung dominieren jeweils ab etwa 10 MeV.

2.1.3 Teilchenschauer

Durchqueren Teilchen Materie, so können sie als sogenannte Primärteilchen durch die zuvor beschriebenen Prozesse weitere Teilchen erzeugen, die in der Materie einen Kaskadenschauer bilden. An Hand von Abbildung 2.3 werden die Mechanismen zur Entstehung und die

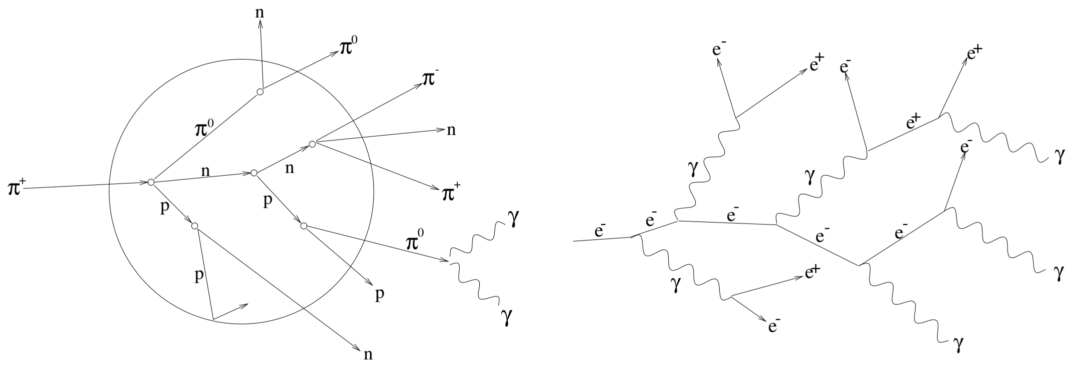


Abbildung 2.3: Kaskadenschauer bei Hadronen (links) und Elektronen (rechts) als Primärteilchen.

Unterschiede elektromagnetischer und hadronischer Schauer erläutert.

Elektromagnetische Schauer

Ein Elektron oder Positron ausreichend hoher Energie, das mit Materie wechselwirkt, emittiert nach einer Strahlungslänge (X_0) mit einer Wahrscheinlichkeit von 63% $(1 - e^{-1})$ ein Bremsstrahlungsphoton, welches im Mittel nach einer Konversionslänge $\frac{9}{7}X_0$ ein Elektron-Positron-Paar bildet. In dem sich ausbildenden Schauer entstehen durch diese beiden alternierenden Prozesse immer mehr Teilchen, die relativ zum Anfangsteilchen immer weniger Energie besitzen (Abb. 2.3, rechts). So nähert sich die Teilchenenergie der kritischen Energie (E_c), bei der die Wahrscheinlichkeit der Bremsstrahlung gleich der Wahrscheinlichkeit der Ionisation ist. Näherungsweise kann E_C durch

$$E_C = \frac{550\,\mathrm{MeV}}{Z}$$

beschrieben werden. Unterhalb von E_c dominiert der Energieverlust durch Ionisation, wobei keine weiteren Teilchen erzeugt werden, so daß der Schauer abklingt. Ein 10 GeV Positron verliert auf einer Strecke von 25 X_0 auf diese Weise 99% seiner Energie [23].

Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu den relativ einfachen Vorgängen bei der Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers sind die Phänomene der Wechselwirkung hadronischer Teilchen in Materie komplizierter.

Aufgrund der hohen Masse des Primärteilchens ist die Emission von Bremsstrahlung unterdrückt ($\sigma_{brems} \sim \frac{1}{m^2}$), wodurch sich auf diesem Weg kein Kaskadenschauer ausbilden kann. Das Hadron ist jedoch in der Lage Atomkerne anzuregen und aufzubrechen. Dabei entsteht eine Vielzahl unterschiedlicher Teilchen. Der ganze Vorgang läuft dabei im wesentlichen in zwei Stufen ab [24].

1. Aufgrund der hohen Einschußenergie verhalten sich die Nukleonen im Kern gegenüber dem Hadron wie quasifreie Teilchen, an denen das Hadron elastisch und inelastisch streuen kann. Dabei kommt es zur Ausbildung einer innernuklearen Kaskade (Abb. 2.3,

links), mit dem Ergebnis, daß mehrere Neutronen und Protonen sowie Pionen emittiert werden.

2. Der Restkern, der während der innernuklearen Kaskade in einen angeregten Zustand versetzt wurde, kann nun durch Evaporation von Nukleonen oder Kernfragmenten oder durch Kernspaltung in einen energetisch günstigeren Zustand übergehen. Die verbleibende Restanregung wird dann in Form von γ-Strahlung abgegeben.

Da die Wirkungsquerschnitte für Hadronen deutlich kleiner sind als für die elektromagnetische Wechselwirkung, ist die hadronische Wechselwirkungslänge λ_{had} wesentlich größer als die Strahlungslänge X_0 des Absorbermaterials. λ_{had} ist definiert durch $\lambda_{had} = \frac{A}{L\rho\sigma_{had}}$, wobei σ_{had} der inelastische hadronische Wirkungsquerschnitt ist. Die hadronische Wechselwirkungslänge wird in [25] und [26] durch $\lambda_{had} \approx 35A^{\frac{1}{3}}\left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right]$ approximiert.

Die Energie des Primärteilchens wird in der Materie auf verschiedene Komponenten aufgeteilt. Als Beispiel diene hier ein Eisen/Argon Hadronkalorimeter für Protonen mit einer Einschußenergie von 5 GeV [27]:

Alle geladenen Teilchen deponieren Energie über **Ionisation** (siehe Kapitel 2.1.1) (p,$\mu^{\pm}$,$\pi^{\pm}$)	2303 MeV
Der Zerfall der inelastisch erzeugten π^0- Mesonen (mittlere Lebensdauer $\approx 10^{-16}$s) in zwei Photonen sorgt für die Ausbildung einer **elektromagnetischen Kaskade**.	925 MeV
Neutronen mit Energie kleiner 10 MeV	193 MeV
Photonen aus Kernreaktion	188 MeV
Ein Teil der Energie wird zur Überwindung der Kernbindungen aufgebracht oder verläßt das Kalorimeter durch nicht wechselwirkende Neutrinos und ist damit **nicht nachweisbar**. In Samplingkalorimetern kommt hinzu, daß ein Großteil der kinetischen Energie der Restkerne im passiven Material verbleibt (siehe Kapitel 2.2).	1145 MeV
Sonstige Leckverluste (Kapitel 2.2)	238 MeV

Schauerparametrisierung

Im folgenden soll die Dimension der elektromagnetischen und hadronischen Schauer quantifiziert werden. In Abbildung 2.4 sind die longitudinalen Profile für beide Schauervarianten in Einheiten der Strahlungs- bzw. Wechselwirkungslänge dargestellt. Desweiteren sind die beiden wesentlichen Teilchen, bzw. Komponenten, eingezeichnet, aus denen sich die Schauer zusammensetzen. Die longitudinalen Schauerverteilungen können gut durch Funktionen der Form [28]

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t_{e,\pi}} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t_{e,\pi}^{\alpha} \mathrm{e}^{-bt_{e,\pi}}, \qquad (t_e = \frac{x}{X_0},\ t_\pi = \frac{x}{\lambda_\pi}) \tag{2.4}$$

beschrieben werden.

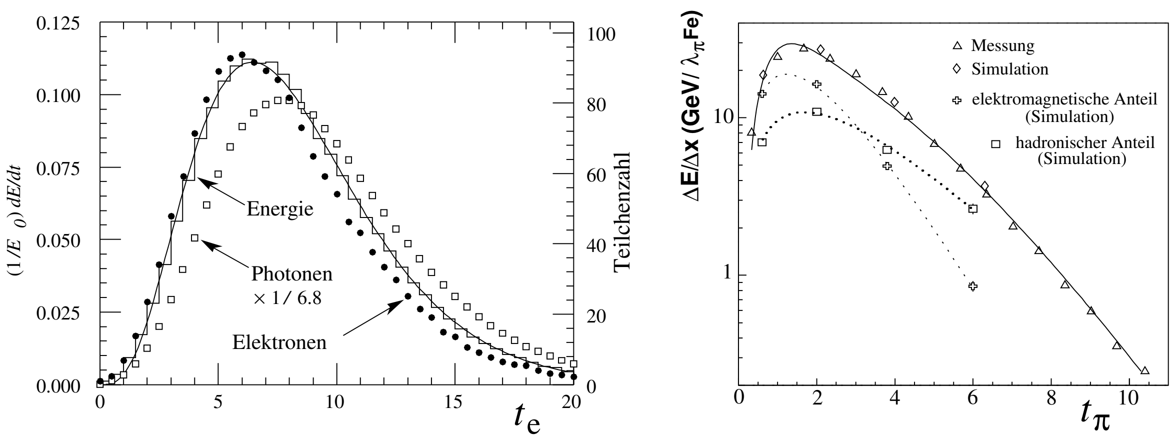


Abbildung 2.4: *links:* Das Histogram zeigt das longitudinale Schauerprofil eines 30 GeV Elektrons in Eisen, simuliert mit EGS4 [29]. Als Punkt und Quadrate sind die Teilchenzahlen der Elektronen (größer 1.5 MeV) und Photonen (normiert auf den Elektroneninhalt) eingetragen (rechte Skala) [12]. *rechts:* Die Dreiecke zeigen das longitudinale Schauerprofil von 100 GeV Pionen in einem Fe/Sz Kalorimeter [30]. Verglichen werden diese mit GEANT-FLUKA Simulationsrechnungen [31]. *allg.:* An die longitudinalen Schauerprofile sind Funktionen der Form (2.4) angepaßt.

Die transversale Verteilung der Energie elektromagnetischer Schauer wird hauptsächlich durch Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen an den Coulombfeldern der Atomkerne und Hüllenelektronen bestimmt, die Energien unterhalb der kritischen Energie besitzen [32]. Die transversale Aufweitung des Schauers durch Paarbildung und Bremsstrahlung ist dagegen gering [33]. Nach der Molière-Theorie ist die Verteilung des Ablenkwinkels bezüglich der Einfallsrichtung gaußverteilt. Die Standardabweichung der in eine Ebene projizierten Streuwinkelverteilung ist nach Highland und Lynch [12] durch

$$\theta_0 = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0}\,[1 + 0.038 \ln(x/X_0)]$$

gegeben, wobei p den Impuls des Teilchens bezeichnet und x/X_0 die Dicke des Mediums. Mit Hilfe von θ läßt sich die mittlere Abweichung des Teilchens senkrecht zur Sollbahn berechnen:

$$y = \frac{1}{\sqrt{3}}\, x\, \theta_0 \ . \tag{2.5}$$

Ein Maß für die transversale Größe des gesamten elektromagnetischen Schauers ist der Molière-Radius

$$R_M = \frac{21\,[\mathrm{MeV}]}{E_c} X_0 \, .$$

Dabei erfolgen etwa 90% der Energiedeposition innerhalb eines Molière-Radius und 95 % innerhalb von $2\,R_M$. Für hadronische Schauer gilt näherungsweise $R(95\%) = \lambda_\pi$.

Abbildung 5.4 und 5.5 zeigen die lateralen Schauerausdehnungen für Elektronen und Pionen in dem in dieser Arbeit untersuchtem Kalorimeter.

Die charakteristische Größen elektromagnetischer und hadronischer Schauer sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Tabelle 2.1: Charakteristische Größen der longitudinalen und transversalen Ausdehnungen elektromagnetischer und hadronischer Schauer [34]. Die Parameter bedeuten: X_0 =Strahlungslänge, λ_π =hadronische Wechselwirkungslänge, E_C =kritische Energie, $t_e = \frac{x}{X_0}$, $t_\pi = \frac{x}{\lambda_\pi}$, t_{Mittel} =Mittlere Tiefe des longitudinalen Schauers, $t(98\%)$ =Schauertiefe, bis zu der 98% der Schauerenergie deponiert wurde, $R(95\%)$ =Schauerradius, bis zu dem 95% der Schauerenergie deponiert wurde.

elektromagnetische Schauer	hadronische Schauer
$X_0 \approx 180\frac{A}{Z^2}\ \left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right]$, für $13 \leq Z \leq 92$	$\lambda_\pi \approx 35 A^{1/3}\ \left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right]$
$E_c \approx \frac{550}{Z}$ [MeV], für $13 \leq Z \leq 92$	-
$t_{e_{\mathrm{Mittel}}} \approx \ln(\frac{E}{E_c} + 1.2)$	$t_{\pi_{\mathrm{Mittel}}} \approx 0.54 \ln(E\,[\mathrm{GeV}]) + 0.4$
$t_e(98\%) \approx 3\, t_{e_{\mathrm{Mittel}}}$	$t_\pi(95\%) \approx 2.5\, t_{e_{\mathrm{Mittel}}}$
$R(95\%) \approx 2\, R_M$	$R(95\%) \approx \lambda_\pi$

2.2 Kalorimeter und ihr Auflösungsvermögen

Kalorimeter nutzen die zuvor beschriebenen Wechselwirkungsmechanismen, um die Energie hochenergetischer Teilchen zu messen. Sie werden so dimensioniert, daß Teilchen möglichst ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren, wobei die benötigte Tiefe logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens zunimmt (siehe Tabelle 2.1). Homogene Kalorimeter, bei denen das Absorbermaterial gleichzeitig auch das Nachweismaterial ist, sind in der Praxis nur mit Materialien zu realisieren, die eine relativ hohe Strahlung-, bzw. Wechselwirkungslänge aufweisen und müssen daher entsprechend groß sein. Kompaktere Bauweisen sind mit den sogenannten Sampling-Kalorimetern möglich, bei denen zur Absorption und zum Nachweis der Primärenergie unterschiedliche Materialien verwendet werden. Als Absorbermaterial dienen dabei z.B. Eisen, Blei und Uran, also Materialien, die kleine Strahlungs-, b.z.w. Wechselwirkungslängen aufweisen. Zum Nachweis werden meistens Ionisationskammern oder Szintillatoren verwendet. In den Szitillatoren wird die deponierte Energie zum Teil in Photonen des sichtbaren Spektralbereichs konvertiert, welche über Photomultiplier oder Photodioden in Stromimpulse umgewandelt werden.

Da in Teilchenschauern die Zahl der Sekundärteilchen proportional zur Energie des Primärteilchens ist, verbessert sich das Energieauflösungsvermögen von Kalorimetern mit steigender Teilchenenergie. Nach der Poisson-Statistik gilt für die statistischen Schwankungen der relativen Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \, .$$

Wie in Kapitel 2.1.3 diskutiert, kann in hadronischen Schauern ein Teil der Energie nicht gemessen werden, so daß Leptonen und Hadronen gleicher Energie in sogenannten nichtkompensierenden Kalorimetern unterschiedliche Signale erzeugen. Es gibt allerdings Materialien wie z.B. Uran, die dieses durch andere Prozesse ausgleichen, so daß sie den Bau von kompensierenden Kalorimetern ermöglichen [35].

2.2.1 Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Der Zusammenhang zwischen relativer Energieauflösung und erzeugter Teilchenzahl wird für elektromagnetische Sampling-Kalorimeter durch drei wesentliche Punkte bestimmt:

Sampling-Fluktuationen: Da die Teilchen nur im aktiven Material ein meßbares Signal erzeugen, verringert sich das Auflösungsvermögen mit steigendem Anteil des Absorbermaterials. Auch hier gilt die Poisson-Statistik.

Rauschen: Das Rauschen der Ausleseelektronik ist unabhängig von der Energie des Primärteilchens.

Leckverluste: Da ein Kalorimeter nur eine endliche räumliche Ausdehnung aufweist, können longitudinale oder transversale Schauerverluste auftreten. Dieser Term ist für kleine Energieverluste proportional zur Energie [36].

Die quadratische Addition der Beiträge liefert für die relative Gesamtauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c\,.$$

2.2.2 Energieauflösung hadronischer Kalorimeter

In hadronischen Schauern treten wesentlich größere Fluktuationen der Teilchenzahlen auf, so daß die Einflüsse der Sampling-Fluktuation und des Rauschens vernachlässigt werden können. Dominiert wird das Auflösungsvermögen von Hadronkalorimetern durch:

Leckverluste: In einem Kalorimeter, das die Energiedeposition sowohl elektromagnetischer, wie auch hadronischer Schauer bestimmen soll, sind die Leckverluste hadronischer Schauer im allgemeinen größer als die der elektromagnetischen, da die Wechselwirkungslänge wesentlich größer als die Strahlungslänge ist. Da der Einfluß eines hohen Leckverlustes auf die Energieauflösung keiner einfachen Gesetzmäßigkeit folgt [34], soll er hier nur durch den funktionalen Zusammenhang $f(E)$ verdeutlicht werden.

Elektron-Hadron-Signalverhältnis: In nichtkompensierenden Kalorimetern ist das Ansprechverhalten gegenüber der elektromagnetischen Komponente im Schauer ungleich dem Ansprechverhalten gegenüber der hadronischen Komponente, so daß Fluktuationen zwischen den beiden Komponenten die Energieauflösung verschlechtern. Der Term ist dabei eine Funktion von $E \cdot \left|\frac{e}{h} - 1\right|$ [37], wobei $\frac{e}{h}$ das relative Signalverhältnis der beiden sichtbaren Komponenten beschreibt.

Die relative Gesamtauflösung ist dann:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{\widetilde{a}}{\sqrt{E}} + \widetilde{b}\left|\frac{e}{h} - 1\right|\right) \oplus f(E)\,.$$

Im folgenden soll gezeigt werden, in wie weit sich der elektromagnetische Signalanteil vom hadronischen unterscheidet und welche Möglichkeiten bestehen, kompensierende Kalorimeter mit

$$\frac{e}{h} = 1 \tag{2.6}$$

zu bauen.

Es ist allgemein üblich, den nachweisbaren Energieanteil der jeweiligen Teilchenart auf den nachweisbaren Anteil der mips zu normieren. Das Verhältnis $\frac{e}{mip}$ ist dabei ungleich 1, da durch den sogenannten Migrationseffekt [38] der nachweisbare Energieanteil der Elektronen reduziert wird. Der Migrationseffekt wird durch die niederenergetischen Photonen in elektromagnetischen Schauern verursacht und tritt nur in Sampling-Kalorimetern auf. Denn wegen der Z^4-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes des Photoeffekts deponieren Photonen ihrer Energie bevorzugt im Absorbermaterial. Diese Verringerung des sichtbaren Energieanteils tritt bei mips nicht auf, da diese ihre Energie gleichmäßig durch Ionisation und Anregung verlieren.

Wie in Kapitel 2.1.3 gezeigt wurde, verteilt sich die Energie des normierten hadronischen Energieanteils $\frac{h}{mip}$ auf mehrere Komponenten: geladene Teilchen, Neutronen, niederenergetische Photonen und auf den Anteil, der zur Überwindung der Kernbindungskräfte aufgebracht werden muß. Die Summe dieser Beträge, d.h. der $\frac{h}{mip}$-Wert ist im allgemeinen geringer als der $\frac{e}{mip}$-Wert, da die Neutronen den Detektor ohne Energiedeposition verlassen können, die niederenergetischen Photonen ihren Energie vorwiegend im Absorbermaterial deponieren und die Energie, die bei der Überwindung der Kernbindungskräfte aufgebracht wird, im allgemeinen nicht zurückgewonnen wird.

Um der Bedingung 2.6 dennoch möglichst nahe zu kommen, bestehen folgende Möglichkeiten:

Erhöhung des hadronischen Signals: Bei Verwendung von Uran U^{238} als Absorbermaterial wird bei der Kernspaltung Energie frei. Die Bindungsenergieverluste können so mehr als ausgeglichen werden. Ein Beispiel für diesen Kalorimetertyp ist das Kalorimeter des ZEUS-Experiments [39]. Näheres hierzu ist in [35] zu finden.

Verringerung des elektromagnetischen Signals: Dies kann unter Ausnutzung des Migrationseffekts erreicht werden. Diese Möglichkeit findet im hadronischen SpaCal Anwendung, welches in Kapitel 3.3.2 beschrieben wird.

Softwarekompensation: In einem feinsegmentierten Kalorimeter, z.B. im H1-Flüssigargon-Kalorimeter, ist es möglich den elektromagnetischen und hadronischen Energieanteil, nachträglich während der Energierekonstruktion umzugewichten. Dabei wird der Umstand ausgenutzt, daß elektromagnetische und hadronische Schauer unterschiedliche Dimensionen aufweisen. Dieses Verfahren wird in [40] beschrieben.

Kapitel 3

Der rückwärtige Bereich des H1-Zentral-Detektors

In diesem Kapitel werden die Komponenten des rückwärtigen Bereichs des H1-Zentral-Detektors vorgestellt, die für die in dieser Arbeit beschriebene Untersuchung verwendet wurden. Dazu werden hier neben dem SpaCal und der rückwärtigen Spurkammer BDC auch die zentrale Spurkammer gezählt. Abschließend wird auf die Simulation des SpaCals durch Computerprogramme eingegangen.

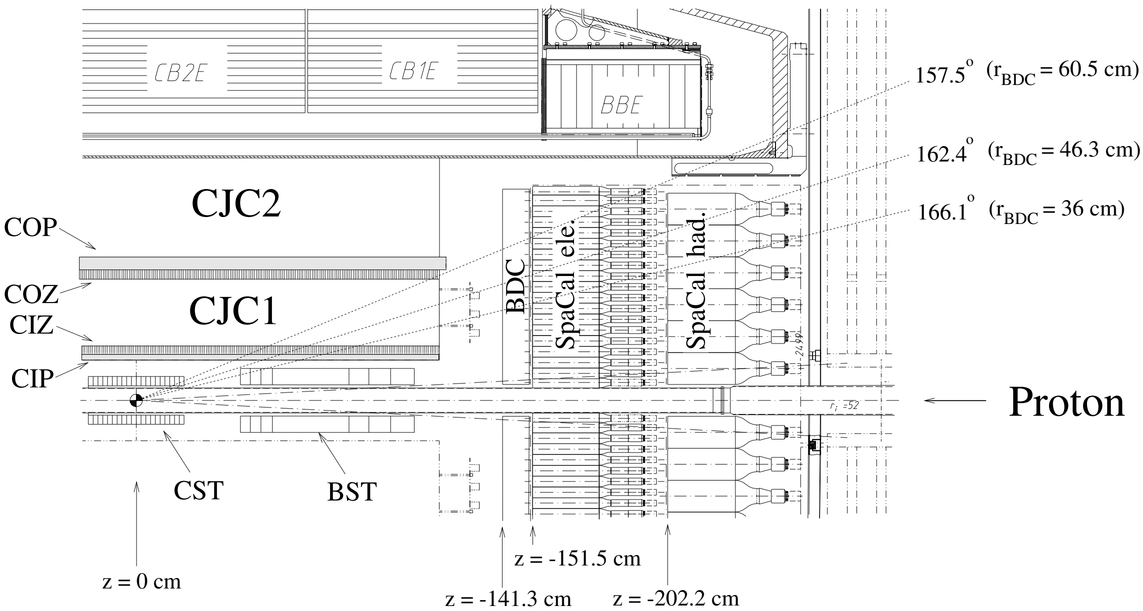


Abbildung 3.1: Seitenansicht des rückwärtigen Teils des H1-Zentral-Detektors. Neben der genauen Position (gilt für 1997) der CTD-Komponenten (CJC1,CJC2,CIP,CIZ,COZ,COP), der BDC und der beiden SpaCal-Komponenten , sind beispielhaft drei Polarwinkel θ mit den korrespondierenden BDC-Radien eingezeichnet. Die Winkel werden bezüglich der Protonflugrichtung gemessen und schneiden hier die z-Achse im Ursprung des H1-Koordinatensystems, der durch den nominellen Wechselwirkungspunkt gegeben ist. Weiterhin sind Teile des Flüssigargon-Kalorimeters (CB2E,CB1E,BBE) und die beiden Silizium-Detektoren CST und BST eingezeichnet.

Abbildung 3.1 zeigt einen Ausschnitt des rückwärtigen Bereichs des Zentral-Detektors. Hier ist die genaue Position der einzelnen CTD-Komponenten, der BDC und der beiden SpaCal-Komponenten zu erkennen.

3.1 Das zentrale Spurkammersystem CTD

Das zentrale Spurkammersystem CTD (Central Tracking Device) setzt sich aus sechs Einzelkomponenten zusammen, welche konzentrisch das Strahlrohr umgeben. Jeweils zwei Komponenten übernehmen primär eine gemeinsame Aufgabe.

Bereitstellung eines schnellen Triggersignals: Dies gewährleisten die beiden **Proportionalkammern CIP und COP**.

Die Bestimmung der z-Komponente von Teilchenspuren: Die Drähte der beiden **z-Kammern CIZ und COZ** sind senkrecht zum Strahlrohr gespannt und so miteinander verbunden, daß sie in guter Näherung einen Kreis bilden. Mit ihrer Hilfe lassen sich die z-Koordinaten von Teilchenspuren auf einige $100\,\mu$m, und daraus die z-Position des Vertex auf wenige mm genau bestimmen.

Die Bestimmung der azimutalen Spurkomponente: Diese Aufgabe übernehmen die beiden **Jetkammer CJC1 und CJC2.** Die Drähte der Kammern sind parallel zum Strahlrohr gespannt, womit sie auch in der Lage sind, die Krümmung der Bahn geladener Teilchen durch das Magnetfeld präzise zu bestimmen. Dadurch ist es möglich, den Impuls des Teilchens zu berechnen.

In der Abbildung 3.1 sind die genauen Positionen der einzelnen CTD-Komponenten dargestellt und in Tabelle 3.1 sind die wesentlichen Daten eingetragen.

Tabelle 3.1: Wichtigsten Daten der CTD-Komponenten[1]

Winkelakzeptanz der CJC1	$15° < \theta < 165°$	
Ortsauflösung der Jetkammern	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m	$\sigma_z = 22\,$mm
Ortsauflösung der z-Kammer (CIZ und COZ)	$\sigma_{r\phi} = 28$ und $58\,$mm	$\sigma_z = 350\,\mu$m
Impulsauflösung	$\frac{\sigma_p}{p^2} < 0.01\,[\mathrm{GeV}^{-1}]$	

3.2 Die rückwärtige Spurkammer BDC

Die BDC (Backward Drift Chamber) befindet sich vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen direkt vor dem SpaCal und ist so ausgelegt, daß sie den gleichen Streuwinkelbereich wie das SpaCal überdeckt. Sie besteht aus vier Doppellagen zu je acht Sektoren, welche jeweils aus 32 Driftzellen aufgebaut sind (Abb. 3.2) . Ein Teilchen erzeugt also bis zu acht Signale (Hits) auf der Strecke von 8 cm. Für die Rekonstruktion einer gültigen Spur werden dabei mindestens drei Hits verlangt.

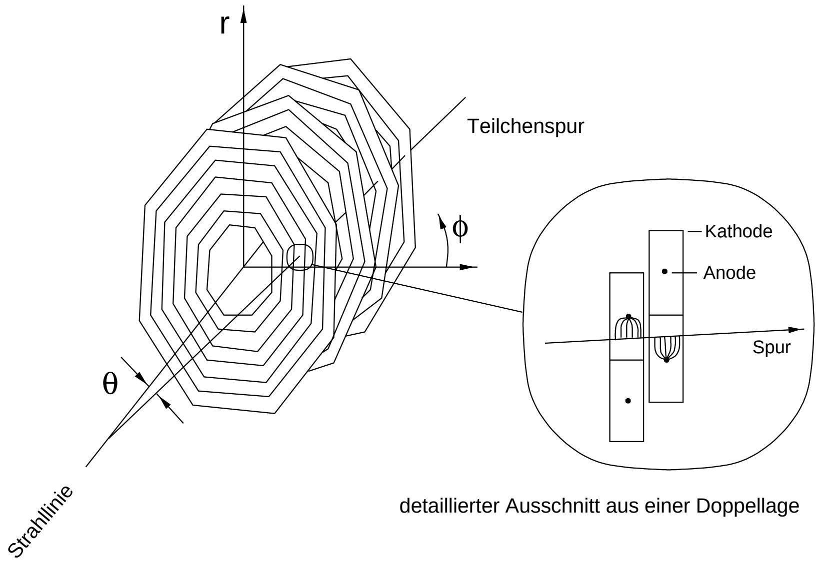


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der BDC. Dargestellt sind die gegeneinander rotierten Doppellagen. Rechts ist ein Schnitt durch eine solche Doppellage abgebildet.

Die Signaldrähte sind in azimutaler Richtung gespannt und erlauben so eine präzise Messung der radialen Komponente des Teilchendurchganges. Die Auflösung in radialer Richtung ist im gesamten Akzeptanzbereich $< 0.05\,\mathrm{cm}$ [41]. Um die azimutale Komponente genauer als nur $\frac{1}{8}\phi$ bestimmen zu können, sind die Doppellagen gegeneinander um $11.25°$ verdreht. Das Auflösungsvermögen der ϕ-Komponente bleibt damit aber um etwa eine Größenordnung hinter dem der r-Komponente zurück und weist ein kompliziertes Verhalten als Funktion von ϕ auf [41]. Als Funktion des Radius nimmt das Auflösungsvermögen in ϕ linear ab, was mit dem linearen Anwachsen der Sektorbreite zum Rand hin einhergeht.

3.3 Das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal

Das SpaCal ersetzte 1995 das sich bis dahin im rückwärtigen Bereich befindliche BEMC[1]-Kalorimeter [42]. Das SpaCal hat gegenüber dem BEMC den Vorteil einer größeren Winkelakzeptanz, einer besseren Energie- und Ortsauflösung und bietet durch seine longitudinale Segmentierung in einen elektromagnetischen- und hadronischen Teil eine bessere Elektron/Hadron Trennung [43].

Das SpaCal ist ein Samplingkalorimeter, dessen aktives Material aus szintillierenden Fasern besteht, die in Bleiplatten eingelegt sind welche als Absorber dienen (Abb. 3.3). Die Szintillationsfasern sorgen zum einen für die Umwandlung der deponierten Energie in meßbares Licht und zum anderen für den Transport des Lichtes zur Ausleseelektronik, den Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultipliern).

Beide SpaCal-Komponenten haben einen Durchmesser von 160 cm und jeweils eine Länge von etwa 50 cm.

Die Daten der beiden SpaCal-Teile sind in Tabelle 3.2 eingetragen.

[1]Backward ElectroMagnetic Calorimeter

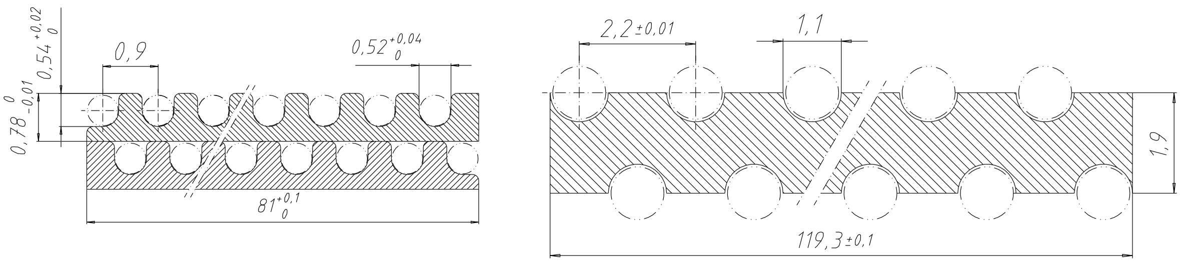


Abbildung 3.3: Frontansicht der Blei-Faser-Matrix des elektromagnetischen SpaCals (links) und des hadronischen SpaCals (rechts). Die Maßangaben sind in mm. Die in die Bleiplatten eingelegten Fasern fungieren als aktives Material.

Tabelle 3.2: Charakteristische Parameter des SpaCals [44][45]. Die ersten sechs Parameter werden in Kapitel 3.3.1 und 3.3.2 erklärt. Die restlichen Parameter sind aus Kapitel 2 bekannt.

Parameter	elektromagnetischer Teil	hadronischer Teil
Blei/Faser Verhältnis	2.27:1	3.41:1
Faserdurchmesser	0.05 cm	0.1 cm
Photomultipliertyp	Hamamatsu R5505 und R5506	Hamamatsu R2490-06
Anzahl der Zellen	1192	136
Größe einer Zelle	$4.05 \cdot 4.05\,\mathrm{cm}^2$	$11.93 \cdot 11.90\,\mathrm{cm}^2$
Aktive Länge	25 cm	25 cm
Blei-Faser Dichte	$7.3\,\mathrm{g/cm}^3$	$7.7\,\mathrm{g/cm}^3$
Strahlungslänge (X_0)	0.9 cm	0.85 cm
Wechselwirkungslänge (λ_π)	25 cm	24.6 cm
Molière-Radius (R_M)	2.5 cm	2.45 cm
Kritische Energie (E_c)	$\approx 10\,\mathrm{MeV}$	-
Relative Energieauflösung für Elektronen	$\frac{7.1\%}{\sqrt{E}} \bigoplus 1\%$	$\frac{12.5\%}{\sqrt{E}} \bigoplus 3.8\%$

3.3.1 Der Aufbau des elektromagnetischen SpaCals

In Abbildung 3.4 ist ein Submodul des elektromagnetischen Teils des SpaCals dargestellt. Der vordere Teil, die Blei-Faser-Matrix, wird als der aktive Bereich bezeichnet und ist 25 cm lang, 8.1 cm breit und 4.05 cm hoch. Die am Ende des aktiven Bereichs heraustretenden Fasern werden gebündelt und mit zwei Lichtmischern verbunden. Dabei wird das Submodul in zwei Zellen mit einer Fläche von $4.05 \cdot 4.05\,\mathrm{cm}^2$ unterteilt. Die Blei-Faser Matrix (Abb. 3.3, links) jedes Submoduls besteht aus 52 Bleiplatten mit einer Dicke von 0.078 cm, in die auf einer Seite Rillen mit einem Durchmesser von etwa 0.05 cm eingewalzt sind, in die pro Submodul insgesamt 4680 Szintillationsfaser eingelegt sind. Daraus ergibt sich ein Blei/Faser-Verhältnis von 2.27:1.

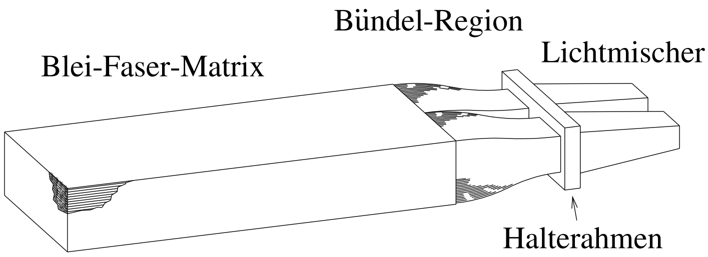


Abbildung 3.4: Submodul des elektromagnetischen SpaCals, welches aus zwei Zellen besteht. Hinter der 25 cm langen Blei-Faser-Matrix folgt die 8 cm lange Bündel-Ebene und die 6.86 cm langen Lichtmischer. Mit den Lichtmischern sind die hier nicht dargestellten Photomultiplier verbunden.

Die nächst größere Einheit ist das Supermodul, welches aus 8 Submodulen, also 16 Zellen besteht. Die Gruppierung der Supermodule zum endgültigen elektromagnetischen SpaCal ist links in Abbildung 3.5 dargestellt. Am äußeren Rand des Kalorimeters finden sich besondere Module, um so den zu Verfügung stehenden Platz möglichst lückenlos mit Zellen auszufüllen. Ein weiteres Spezialmodul, das sogenannte Insert, befindet sich im Zentrum des SpaCals. Sein Aufbau ist rechts in Abbildung 3.5 dargestellt. Die vier innersten Zellen des Inserts umschließen ringförmig das Strahlrohr. Sie bilden die Veto-Lage, mit der Leckverluste ins Innere des Strahlrohrs gemessen werden können und Teilchen identifiziert werden können, die das Strahlrohr innerhalb des Kalorimeters passieren. Das Insert ermöglicht es, die Energie und den Auftreffort von Positronen zu bestimmen, die unter einem sehr großen θ-Winkel gestreut werden.

Das gesamte elektromagnetische SpaCal besteht aus 1192 Zellen, die alle einen eigenen Auslesekanal [46] und somit einen eigenen Photomultiplier besitzen. Es sind spezielle Photomultiplier notwendig, da sie sich im starken Magnetfeld befinden [47].Die Photomultiplier haben einen Durchmesser von 2.65 cm und eine Länge von 7.64 cm und finden direkt hinter den Zellen Platz. Sie sind mit Hilfe eines optischen Klebers mit den Lichtmischer verbunden. Die Verstärkung der Photomultiplier erreicht in dem Magnetfeld des H1-Detektors etwa 10^4. Die Verstärkungsschwankungen werden durch ein Kalibrationsmodul (CAM) gemessen, welches über optische Fasern Lichtimpulse von konstanter Intensität an die Lichtmischer weitergibt [48].

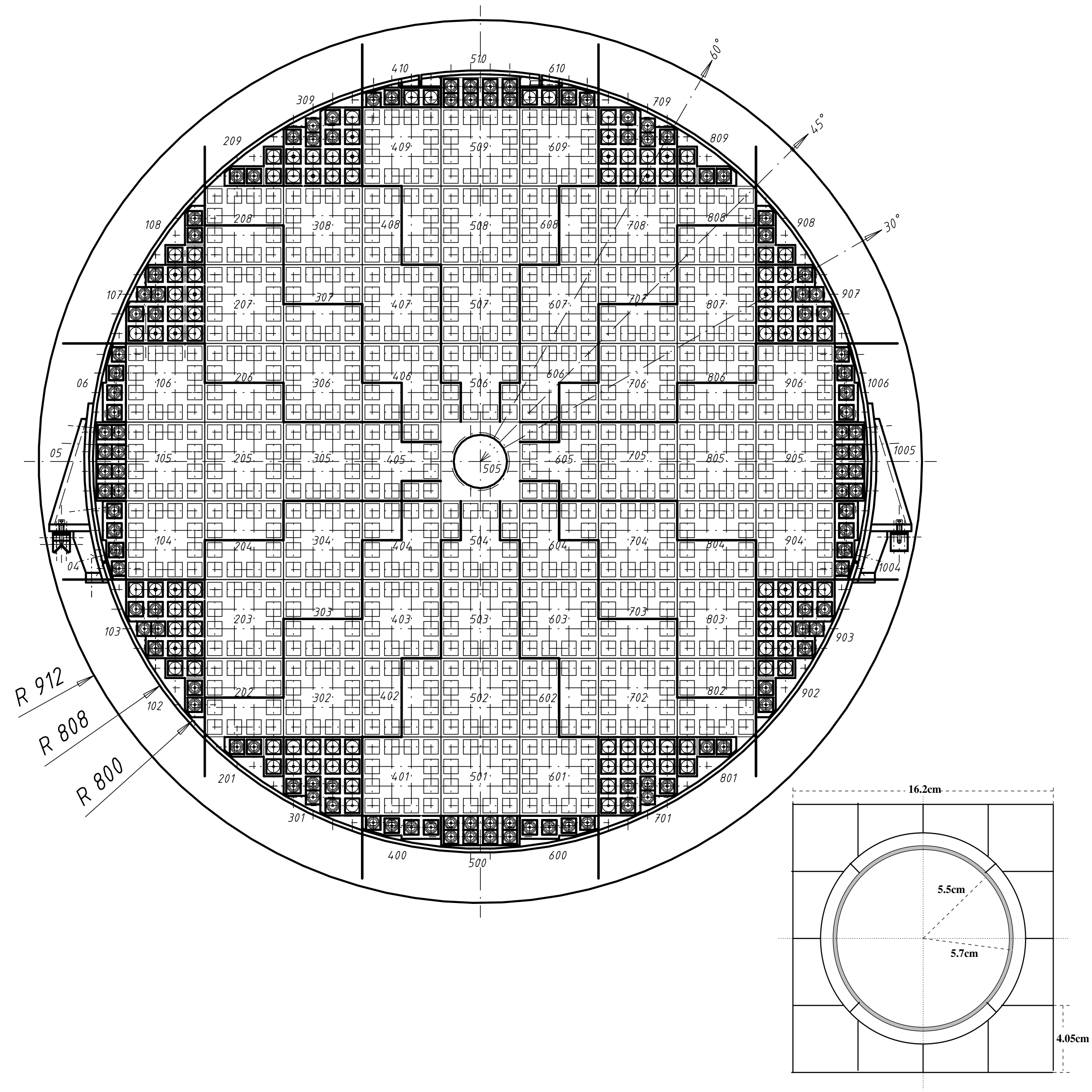


Abbildung 3.5: *Links:* Frontansicht des elektromagnetischen SpaCals. Insgesamt besteht es aus 1192 Zellen. Die Supermodule, bestehend aus jeweils 16 Zellen, sind weiß unterlegt. Schwarz unterlegt sind besondere Module, die den Rand des Kalorimeters ausfüllen. *Rechts:* Schematische Darstellung des inneren Bereiches des SpaCals. Erkennbar sind die Insertzellen und die vier Zellen der Veto-Lage. Das Tantalrohr, das das Insert vor Synchrotronstrahlung schützt, ist grau unterlegt .

3.3.2 Der Aufbau des hadronischen SpaCals

Der Aufbau des hadronischen Teils des SpaCals ist dem des elektromagnetischen sehr ähnlich. Das Kalorimeter besteht aus 136 Zellen mit den Maßen $11.93 \cdot 11.90\,\mathrm{cm}^2$. Die Bleiplatten haben eine Dicke von 0.19 cm und sind sowohl auf der Ober-, wie auch auf der Unterseite mit 0.11 cm breiten Rillen versehen (Abb. 3.3, rechts), in die pro Zelle 3510 Fasern eingelegt sind. Die Bündel-Region ist 9 cm und die Lichtmischer sind 8 cm lang. Die Photomultiplier haben einen Durchmesser von 5.2 cm, eine Länge von 8 cm und einen Verstärkungsfaktor im H1-Magnetfeld von 10^5. Der hadronischen Teil hat im Gegensatz zum elektromagnetischen kein spezielles Insert.

Das Blei/Faser-Verhältnis wurde im hadronischen SpaCal höher als im elektromagnetischen gewählt, um mit Hilfe des Migrationseffekts den sichtbaren elektromagnetischen Schaueranteil zu senken, um so $e \approx h$ zu erreichen (siehe Kapitel 2.2.2). Das optimale Blei/Faser-Verhältnis wurde in [49] mit 4:1 bestimmt, aus konstruktiven Gründen ist es im hadronischen SpaCal 3.41:1.

3.4 Ortsrekonstruktion im SpaCal

Die Kombination aus Driftkammer und Kalorimeter stellt eine effiziente Einheit zur Orts- und Energiemessung geladener Teilchen dar. Dies gilt aber nur, wenn es gelingt, eine hohe Korrelation zwischen der Teilchenspur in der Kammer und der Energiedeposition im Kalorimeter herzustellen. Dies führt zu der Notwendigkeit einer guten Ortsrekonstruktion des Kalorimeters und einer präzisen Ausrichtung (Ortskalibration) der beiden Detektoren zueinander.

Im folgenden soll nun die Vorgehensweise bei der Bestimmung des Auftreffortes der Teilchen auf das SpaCal geschildert werden.

3.4.1 Cluster und Clusteralgorithmus

Teilchen, die im SpaCal einen Kaskadenschauer auslösen, deponieren ihre Energie im allgemeinen in mehr als einer Zelle. Durch entsprechende räumliche Gruppierung der zusammengehörigen Zellen zu Clustern und geeigneter Gewichtung ihrer Energieeinträge ist es möglich, den Auftreffort der Teilchen auf wenige mm genau zu bestimmen. Die verschiedenen Schritte zur Bildung der Cluster sind im wesentlichen folgende [50]:

1. Alle Zellen, in denen mehr als 15 MeV Energie deponiert worden ist, werden ihrer Energie nach sortiert. Die Grenze von 15 MeV entspricht ungefähr einem 3-σ-Schnitt auf das mittlere Rauschen der Ausleseelektronik einer Zelle [51].

2. Danach wird nach lokalen Energiemaxima der Energiedeposition gesucht. Diese Zellen werden als heißeste Zellen der Cluster bezeichnet und bilden die Kerne der Cluster.

3. Sukzessiv werden weitere Zellen der heißesten Zelle und dem so entstehenden Zellverband zugefügt. Dabei sind alle Zellen topologisch zusammenhängend, d.h., daß sie sich an einer Ecke oder Kante berühren.

4. Die Clusterbildung wird solange durchgeführt, bis alle Zellen, in denen Energie deponiert wird, zu Clustern zusammengefügt worden sind.

Es kann vorkommen, daß zwei Cluster so dicht beieinander liegen, daß sie sich überlappen. D.h., daß es Zellen gibt, die beiden Clustern zugeordnet werden können. Die Assoziation dieser Zellen erfolgt jeweils zu den Clustern, dessen Nachbarzelle energiereicher ist. Dies ist in Abbildung 3.6 für ein eindimensionales Beispiel dargestellt. In diesem Fall gehört die Zelle mit dem lokalen Minimum zum zweiten Cluster, da die rechte Nachbarzelle mehr Energie besitzt als die linke Zelle.

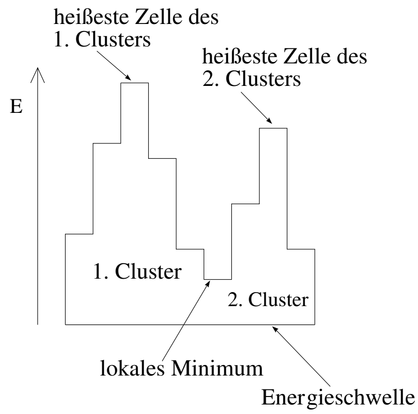


Abbildung 3.6: Eindimensionale Darstellung eines durch den Clusteralgorithmus gebildeten Zellverbandes, bei der zwei Teilchen Energie im SpaCal deponieren. Die heißesten Zellen sind die Zentren der Cluster. Um sie werden die anderen Zellen so gruppiert, daß die lokalen Energieminima die Grenzen der Cluster bilden [8].

Der Clusteralgorithmus ist für elektromagnetische Schauer optimiert, bei denen für ein einzelnes Teilchen keine lokalen Minima auftreten. Hadronschauer hingegen beinhalten Neutronen, die wechselwirkungsfrei eine große Distanz im SpaCal überwinden können, bevor sie ihren Energie deponieren. Dadurch ist ein Hadron in der Lage mehrere Cluster im SpaCal zu erzeugen. Als extremes Beispiel sind in Abbildung 3.7 zwei simulierte Ereignisse gezeigt, bei denen der Clusteralgorithmus mehrere Cluster gefunden hat. In beiden Fällen wurde nur ein Pion simuliert, dessen Auftrefforte auf des SpaCal durch die BDC gemessen und in der Abbildung durch Kreuze markiert sind. In Kapitel 8.5 wird gezeigt, daß im elektromagnetischen SpaCal das Verhältnis aus rekonstruierter Energie, des Clusters mit dem geringsten Abstand zum Auftreffort des Hadrons, zur Gesamtenergie bei etwa 0.9 liegt. Die Leckverluste des primären Clusters liegen somit im Mittel bei etwa 10%.

Trotz der Unzulänglichkeit des Clusteralgorithmus bei der Bestimmung der Hadronschauer wird im folgenden von ihm Gebrauch gemacht, da er es in Verbindung mit der Spurkammer (Kapitel 4.3) ermöglicht, den Einfluß von Untergrund neutraler Teilchen ($\pi_0 \longrightarrow \gamma\,\gamma$) zu minimieren und so einen besseren Vergleich von Simulation und Experiment gestattet.

3.4.2 Gewichtungsmethode

Wie bereits erwähnt, wird im SpaCal der Auftreffort des Teilchens aus der Verteilung der Schauerenergie auf die Kalorimeterzellen eines Clusters ermittelt. Im folgenden wird der Algorithmus, der während der Datennahme zur Ortsrekonstruktion verwendet wurde, beschrieben. Er wird als die logarithmische Gewichtung [52] bezeichnet, da bei der Aufsummierung der Zellkoordinaten x_i, der Gewichtungsfaktor w_i über eine logarithmische Funktion bestimmt

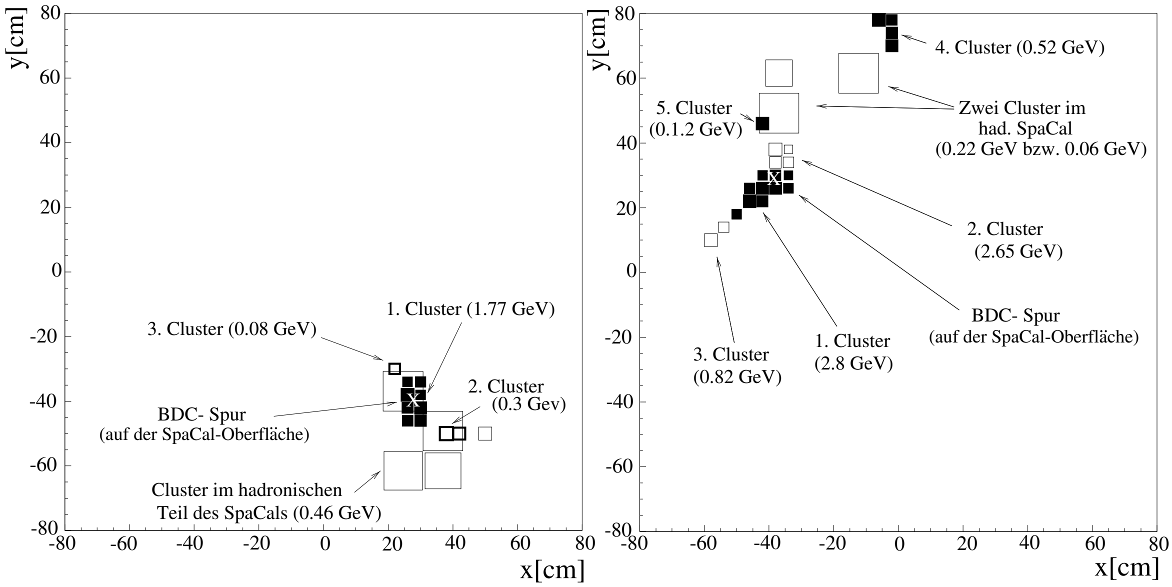


Abbildung 3.7: Topologisches Bild zweier simulierter Hadronschauer, bei denen jeweils ein Pion seine Energie über mehrere Cluster verteilt. Dabei lag die Primärenergie des Pions links bei 5 GeV und recht bei 10 GeV. Das Kreuz zeigt die Auftrefforte der Teilchen auf die Oberfläche des elektromagnetischen SpaCals. Die kleinen Quadrate repräsentieren Energiedepositionen im elektromagnetischen Teil und die großen im hadronischen. Diese beiden Beispiele sollen die Schwierigkeiten illustrieren, die das Clustern von Hadronschauern aufweist.

wird. Der Clusterschwerpunkt berechnet sich aus

$$x_{\log} = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i}, \tag{3.1}$$

mit

$$w_i = \max(0, W_0 + \ln(E_i / \sum_i E_i)) \tag{3.2}$$

Diesem Gewichtungsverfahren liegt das Modell zugrunde, daß sich die transversale Schauerausdehnung durch

$$E(\xi) = A\mathrm{e}^{-\alpha\xi} \tag{3.3}$$

beschreiben läßt. Die Koordinate ξ ist die Distanz zur Schauerachse. $E(\xi)$ ist die Energie, die in einem Abstand ξ von der Schauerachse in einem Kalorimeterelement $\mathrm{d}\xi$ deponiert worden ist. A und α sind freie Parameter der Dimension einer Energie bzw. einer inversen Länge. Der Abschneideparameter W_0, der dafür sorgt, daß nur solche Zellen bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt werden, deren Energieanteil an der Gesamtenergie oberhalb einer bestimmten Schwelle liegt, wurde aufgrund von Simulationsrechnungen [8] zu $W_0 = 4.8$ gewählt.

In Kapitel 7.3.4 wird genauer auf den Einfluß des W_0- Parameters auf die Gewichtungsfaktoren eingegangen.

Mit Hilfe der Formel

$$R_c = \frac{\sum_i |x_{\log} - x_i| \, E_i}{\sum_i E_i} \tag{3.4}$$

läßt sich der sogenannte Clusterradius berechnen, der ein Maß für die transversale Energieverteilung im Cluster ist. Der Clusterradius kann zur Teilchenidentifikation verwendet werden, da sich die Profile elektromagnetischer und hadronischer Schauer unterscheiden (siehe Kapitel 5), wodurch der Clusterradius für Elektronen, Positronen und Photonen im Vergleich zu Hadronen zu kleineren Werten tendiert.

3.4.3 Die z-Koordinate

Wie in Kapitel 2.1.3, Tabelle 2.1 gezeigt wurde, verschiebt sich der Schauerschwerpunkt elektromagnetischer Schauer logarithmisch mit der Energie des Positrons. Detaillierte Simulationen [53] haben ergeben, daß sich die z-Koordinate des Clusterschwerpunktes im elektromagnetischen SpaCal durch folgenden funktionalen Zusammenhang parametrisieren

$$z = 0.002 \cdot E + 0.853 \cdot \ln(2479 \cdot E)\ [\mathrm{cm}]\,, \quad E = \text{Clusterenergie [GeV]}.$$

Die mips deponieren ihre Energie in erster Näherung gleichförmig auf ihrem Weg durch den aktiven Bereich, so daß die z-Koordinate in die Ebene 12.5 cm hinter der Oberfläche des jeweiligen SpaCal-Teils gelegt wird.

Die Unsicherheit über die Kenntnis des Schauerbeginns der aufschauernden Hadronen, sowie die starken longitudinalen Fluktuationen hadronischer Schauer machen eine Berechnung der z-Koordinate nach dem Vorbild für elektromagnetische Schauer sehr ungenau. Da die Wahrscheinlichkeitsdichte des Schauerbeginns einer Exponentialfunktion entspricht, sind der Erwartungswert des Schauerbeginns und die Wechselwirkungslänge gleich (≈ 25 cm). Daher wird die z-Koordinate hadronischer Schauer im folgenden, wie die der mips, in die Mitte des aktiven Materials der jeweiligen SpaCal-Komponente gelegt; also bei konstant -164 cm für den elektromagnetischen Teil und -214.7 cm für den hadronischen Teil.

Die Ebenen parallel zur SpaCal-Oberfläche, auf der die Koordinate (x, y, z) des Clusterschwerpunktes liegt, wird im folgenden SpaCal-Ebene genannt, wobei natürlich zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen SpaCal unterschieden wird.

3.5 Detektor-Simulation

Um die mit dem H1-Detektor gewonnenen experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, sind Simulationsrechnungen nach der Monte-Carlo-Technik [54] erforderlich. Dabei wird zunächst ein spezieller physikalischer Prozeß in einem MC-Generator erzeugt. Anschließend wird das Ansprechverhalten der Detektor-Komponenten auf die entstehenden Teilchen simuliert.

Bei der Detektorsimulation ist es prinzipiell möglich, die Spuren der Primärteilchen und aller durch Wechselwirkung entstehenden Sekundärteilchen durch die Detektor-Komponenten zu verfolgen und ihre Energiedeposition mit Hilfe der jeweiligen Energieverlust-Gleichungen zu berechnen. Dieses Verfahren wird als detaillierte Simulation bezeichnet. Der dabei enstehende Rechenaufwand ist jedoch enorm. Daher wird bei H1 ein Programm-Paket (H1-FAST) verwendet, das Teilparametrisierungen der Teilchen-Schauer in den Kalorimetern vornimmt, um so den Rechenzeitbedarf zu minimieren.

Die einzelnen Schritte bei der Standard-Simulation einer Energiedeposition eines Teilchens im SpaCal sind folgende [55][56]:

1. Mit dem Programm-Paket GEANT [57] wird die Detektor-Geometrie beschrieben. Die SpaCal-Zellen setzen sich dabei aus dem aktiven Bereich, der aus einem homogenen Gemisch aus Blei und Fasern besteht, und der Bündel-Region, die in Kapitel 8.3.1 beschrieben wird, zusammen.

2. Die GEANT-Routinen sind auch für die Spurverfolgung der Primär- und Sekundärteilchen zuständig. Dabei werden die elektromagnetischen Wechselwirkungen der Elektronen, Positronen und Photonen mit dem Programmpaket EGS4 [29] berechnet und die Hadron-Kern-Reaktionen mit dem GHEISHA-Modell [58].

3. Ist das Primär- oder Sekundärteilchen ein hochenergetisches Elektron, Positron oder Photon, so wird geprüft, ob es seine Energie nur in der Zelle deponieren wird, in der es sich befindet. Falls ja, so wird sein Schauer parametrisiert und die Spurverfolgung abgeschlossen. Als Prüfungskriterium dient der Molière-Radius und die analytisch berechenbare longitudinale Schauertiefe (siehe Kapitel 2.1.3).

4. Ist das Teilchen ein niederenergetisches Proton, Photon oder Neutron, so wird es terminiert, d.h. seine gesamte Energie wird in der aktuellen Zelle deponiert.

5. Zwischen zwei hadronischen Wechselwirkungen deponieren schwere geladene Teilchen ihre Energie durch eine energie- und masseabhängige Funktion, die auf der Bethe-Bloch-Gleichung basierend mit einer empirischen Sättigungsfunktion [59] modifiziert ist. Die Fluktuationen des Ionisationsverlustes um den Mittelwert werden durch eine angenäherte Landauverteilung als quasikontinuierlicher Energieverlust und durch die explizite Erzeugung von δ-Elektronen simuliert.

6. Um den Sampling-Fluktuationen Rechnung zu tragen, werden die Energiedepositionen geeignet „verschmiert“.

7. Die Sampling-Struktur des Kalorimeters führt auch dazu, daß der sichtbare Energieanteil der mips, Elektronen und Hadronen unterschiedlich ist. Daher werden die deponierten Energien der Teilchen jeweils mit geeigneten Faktoren gewichtet, um so ein Maß für die sichtbare Energie zu erhalten.

8. In der Bündel-Region wird auf die Punkte 3. und 4. verzichtet, so daß dort die Simulation detailliert vorgenommen wird.

Auf der Basis von Teststrahluntersuchungen [6] wurden die freien einstellbaren Parameter der H1-Fast-Simulation so gewählt, daß die rekonstruierten Energiespektren der SpaCal-Simulation möglichst exakt mit denen der Messung übereinstimmen [7]. Seither gelten diese Parameter als Standard für die SpaCal-Simulation und finden daher auch in diese Arbeit Anwendung. Auf Veränderungen des Ansprechverhaltens des SpaCals hinsichtlich der Variation der Parameter wird in Kapitel 8.4 eingegangen.

Kapitel 4

Experimentelle Durchführung und Datenselektion

Um die Eigenschaften des SpaCals gesondert für elektromagnetische und hadronische Schauer untersuchen zu können, müssen die mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten über entsprechende Selektionskriterien in Unterdatenmengen aufgespalten werden. Dabei wird sich im Rahmen dieser Arbeit auf die Daten des Jahres 1997 beschränkt, in dem der Speicherring mit Positronen betrieben wurde.

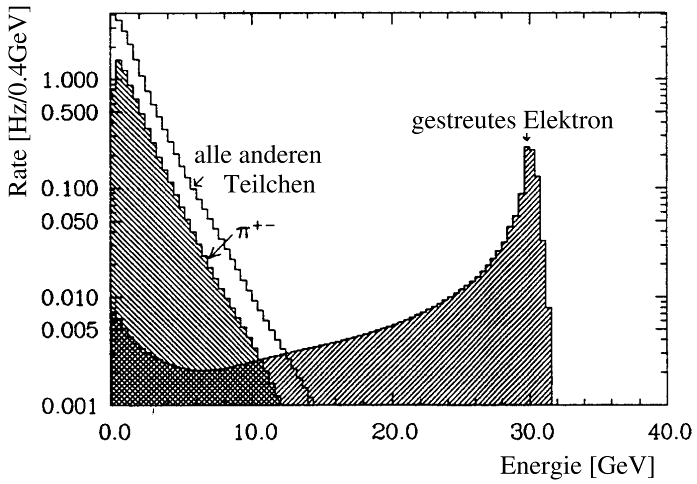


Abbildung 4.1: Simuliertes Spektrum der gestreuten Teilchen im Winkelbereich von 150^o bis 177^o, die durch tiefinelastische Streuung und Photoproduktion erzeugt werden. In der Simulation wurde von einer Elektron-Proton-Streuung ausgegangen.[62]

Abbildung 4.1 zeigt das simulierte Energiespektrum der gestreuten Teilchen aus der tiefinelastischen Streuung und Photoproduktion. Für den aufgezeichneten Datensatz werden also folgende Eigenschaften erwartet:

- Ab einer Energie von 14 GeV besteht der Datensatz aus über 99 % Positronen.
- Das Positronspektrum hat ein Maximum bei etwa 27.5 GeV.

- Das Hadronspektrum besteht fast ausschließlich aus geladenen Pionen. Denn „alle anderen Teilchen“ sind überwiegend Photonen aus dem π^0-Zerfall. **Im folgenden wird daher davon ausgegangen, daß alle Hadronen, die auf das SpaCal treffen, geladene Pionen sind.** Auf mögliche Kontaminationen des Pion-Datensatzes durch andere Hadronen wird in Abschnitt 8.1.2 eingegangen.
- Das Pionspektrum beginnt bei etwa 12 GeV und hat einen exponentiellen Anstieg zu kleinen Energien.

Bevor jedoch auf die einzelnen Selektionskriterien eingegangen wird, ist es notwendig, die im folgenden benutzten Begriffe zu definieren. Dem folgt eine Beschreibung der Vorgehensweise zur Bestimmung der Ortsauflösung des SpaCals gegenüber Positronen und der Energiedeposition von Hadronen im SpaCal.

4.1 Definition der im folgenden benutzten Begriffe

Im folgenden werden häufig die Koordinaten einer rekonstruierten Spur oder eines Clusters in die Ebene einer anderen der vier H1-Detektor-Komponenten, **CTD**, **BDC**, elektromagnetische SpaCal (**emSpaCal**) und hadronische SpaCal (**hadSpaCal**), extrapoliert. Bei diesem Vorgang, also der Bestimmung des Schnittpunktes der rekonstruierten Teilchenspur mit einer Detektor-Ebene wird an den Detektornamen, der die Spur rekonstruiert hat, die Schnittebene als unterer Index angefügt. Wird z.B. die CTD-Spur in die emSpaCal-Ebene extrapoliert, so ist der Meßwert dort $\mathrm{CTD}_{\mathrm{SpaCal}}$. Die Koordinaten der so extrapolierten Spuren oder Cluster werden dann in der Ebene des anderen Detektors miteinander verglichen, womit die eindeutige Zuordnung der Spuren und Cluster zu einem einzigen Teilchens angestrebt wird. In diesem Zusammenhang wird der Begriff der nächstgelegenen Spur oder des nächstgelegenen Clusters häufiger verwendet. Um sie eindeutig zu kennzeichnen erhält die Detektorinformation den oberen Index n. Beispiel: Die BDC-Spur mit dem geringsten Abstand zur $\mathrm{CTD}_{\mathrm{BDC}}$-Spur heißt $\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}}$.

Ist das gesamte SpaCal Gegenstand der Betrachtung, d.h. wird die Information des emSpaCals mit der des hadSpaCals kombiniert, so wird der Begriff **(em+had)SpaCal** benutzt. Ist z.B. von der Clusterenergie des (em+had)SpaCals die Rede, so bedeutet dies, daß die Energie des $\mathrm{emSpaCal}^{\mathrm{n}}$-Clusters zu der des $\mathrm{hadSpaCal}^{\mathrm{n}}$-Clusters addiert wird.

In dieser Arbeit werden des öfteren Teststrahlmessungen und MC-Studien zitiert. Der dort verwendete Begriff des Einschußwinkels stimmt nicht mit dem Polarwinkel θ des H1-Koordinatensystems (H1-Polarwinkel) überein, sondern hängt über die Beziehung

$$\text{Einschußwinkel} = 180^\circ - (\text{H1-Polarwinkel})$$

mit diesem zusammen. Da der Begriff des Einschußwinkels sehr viel anschaulicher ist als der H1-Polarwinkel, wird er auch hier teilweise verwendet.

4.2 Vorgehensweise bei der Bestimmung der Ortsauflösung des SpaCals gegenüber Positronen

Die Positronen erfahren auf dem Weg zwischen der BDC und dem SpaCal, aufgrund des Magnetfeldes im H1-Detektor, eine transversale Ablenkung. Die hohe Teilchenenergie und die geringe Teilchenmasse erlauben es aber, diese Ablenkung zu vernachlässigen. Sie beträgt z.B. für ein Positron mit einer Energie von 5 GeV und einem θ-Winkel von 165° in radialer Richtung 0.04 cm und in azimutaler Richtung 0.06 cm (siehe Formel 4.1). Daher wird zur Bestimmung der Ortsauflösung lediglich die Information über den Ort der Wechselwirkung (Koordinaten des Vertex) und der Durchstoßpunkt durch die BDC benötigt.

Abbildung 4.2 zeigt, wie der Abstand zwischen der BDC-Spur und des emSpaCal-Clusters ermittelt wird. Dazu wird eine Verbindungsgerade zwischen dem Vertex und dem emSpaCal-Clusterschwerpunkt in die BDC-Ebene projiziert und dort der Abstand zur BDC^{n}-Spur bestimmt. Um die geometrische Eigenschaften der BDC, und der damit einhergehenden unterschiedlichen Auflösungen in radialer und azimutaler Richtung zu berücksichtigen, findet der Vergleich von emSpaCal$_{\mathrm{BDC}}$-Cluster und BDC^{n}-Spur stets in Polarkoordinaten statt.

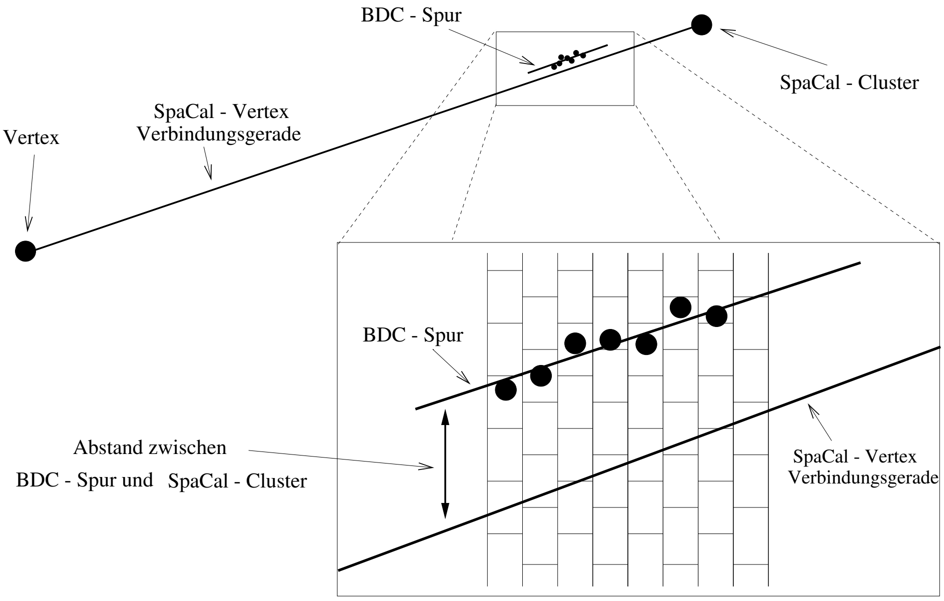


Abbildung 4.2: Schnitt in der θ-ϕ-Ebene einer rekonstruierten Positronspur. In der Gesamtansicht (oben) sind der Vertex, der Clusterschwerpunkt, die von der BDC rekonstruierte Teilchenspur und die Verbindungsgerade zwischen Vertex und SpaCal-Cluster eingezeichnet. Der Ausschnitt (unten) zeigt ein detaillierteres Bild der BDC-Struktur, in dem die vier Doppellagen, sowie die zur Spurrekonstruktion verwendeten Signale zu erkennen sind.

4.3 Vorgehensweise bei der Bestimmung des Ansprechverhaltens des SpaCals gegenüber Hadronen

So wie die BDC in der Lage ist, eine Referenzskala bezüglich des Auftreffortes des Positrons auf das SpaCal zu liefern, so ermöglicht es die CTD den Impuls des Pions mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, so daß das Ansprechverhalten des SpaCals gegenüber Hadronen untersucht werden kann. Die CTD nutzt dabei die Information über den Krümmungsradius der Teilchenspur, um den transversalen Impuls des Teilchens zu bestimmen. Da die Ruhemasse des Pions im Vergleich zu den hier verwendeten Energien vernachlässigt werden kann, wird im folgenden nicht zwischen dem Pion-Impuls und der Pion-Energie unterschieden, sondern es wird konsequent der letztere Begriff verwendet.

Zur Bestimmung der Referenzwerte bezüglich E, θ und ϕ des Pions stehen folgende Parameter der rekonstruierten CTD-Spur zu Verfügung.

- Der inverse Transversalimpuls $\frac{1}{p_t}$
- Der azimutale Streuwinkel ϕ
- Der polare Streuwinkel θ
- Die Ladung des zur Spur gehörigen Teilchens q

Um nun der CTD-Spur die entsprechende BDC-Spur und den entsprechenden SpaCal-Cluster zuordnen zu können, muß aus der Information der Kammer die Bahn des Pions durch den H1-Detektor rekonstruiert werden. Eine lineare Extrapolation in die SpaCal-Ebene ist aufgrund der großen Distanz zwischen Vertex und SpaCal ($\approx 150\,\mathrm{cm}$) und wegen der geringen Pionenergie nicht möglich. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Auftreffpunktes des Pions auf das SpaCal wird im folgenden dargestellt:

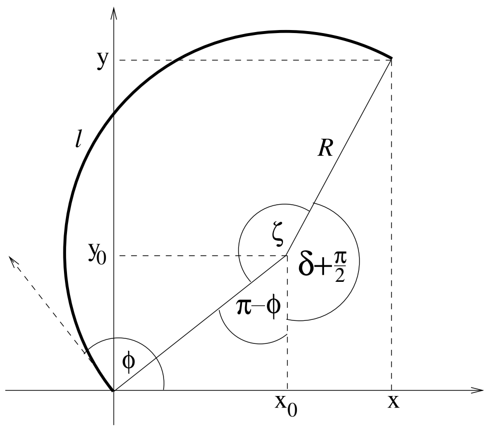


Abbildung 4.3: Projektion der Teilchenbahn auf die x-y-Ebene des H1-Koordinatensystems. ϕ ist der von der CTD gemessene Azimutal-Winkel, R der Ablenkradius und l die Länge der projizierten Teilchenbahn.ζ und δ sind Hilfswinkel, die in der Rechnung verwendet werden.

Das Pion durchläuft das Magnetfeld des H1-Detektors auf einer helixförmigen Bahn. Die Projektion dieser Bahn auf die x-y-Ebene des H1-Koordinatensystems ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Der Radius berechnet sich aus dem Transversalimpuls und der Magnetfeldstärke ($B = 1.15\,\mathrm{T}$) zu

$$R[\mathrm{cm}] = \frac{100}{0.3} \frac{p_t\,[\mathrm{GeV}]}{B\,[\mathrm{T}]}\,. \tag{4.1}$$

Die Helixbahn wird folgendermaßen parametrisiert:

$$\begin{array}{lll} x = -q \cdot x_0 + R \cdot \cos\delta & \text{mit} & x_0 = R \cdot \sin\phi \\ y = -q \cdot y_0 + R \cdot \sin\delta & \text{mit} & y_0 = R \cdot \cos\phi \\ z = \frac{l}{\tan\theta} & \text{mit} & l = R \cdot \zeta \end{array}$$

Die Winkel δ und ζ sind dabei über die einfache geometrische Beziehung $\delta = \phi + q(\zeta - \frac{\pi}{2})$ miteinander verknüpft. Für ein gegebenes z lassen sich somit die Koordinaten x und y berechnen.

Nach den obigen Formeln beträgt z.B. die transversale Ablenkung in der BDC-Ebene ($z \approx -146\,cm$) eines Pions mit einer Energie von 1 GeV und einem Streuwinkel θ von 162^o etwa 15 cm.

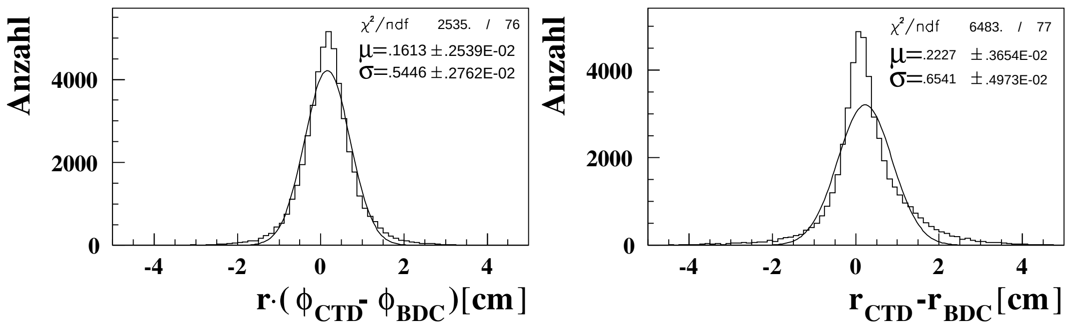


Abbildung 4.4: Azimutale- und radiale Abstandsverteilung der in die BDC-Ebene extrapolierten CTD-Spuren von der nächstgelegenen BDC-Spur.

Abbildung 4.4 zeigt die azimutale und radiale Abstandsverteilung der $\mathrm{CTD_{BDC}}$-Spur von der $\mathrm{BDC^n}$-Spur. Die Abstände liegen fast ausnahmslos im Bereich bis 2 cm und ermöglichen eine effiziente Zuordnung von CTD- und BDC-Spur. Die Abweichungen der Verteilungen von der Gaußkurve sind vermutlich auf Verschiebungen zwischen den beiden Detektoren zurückzuführen [41].

Die hier vorgestellte Methode zur Extrapolation der CTD-Spur in die BDC-Ebene beruht nicht auf der Methode, mit der die CTD-Spur rekonstruiert wird [1] und mit der vermutlich eine präzisere Zuordnung von CTD- und BDC-Spur erreicht werden kann. Die Anforderungen an die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion der $\mathrm{CTD_{SpaCal}}$-Spur können für diese Arbeit mit der hier beschriebene Methode erreicht werden, so daß sie im folgenden Anwendung findet.

4.4 Selektionskriterien der Positronkandidaten

- Für jedes Ereignis muß ein rekonstruierter Vertex, mindestens eine BDC-Spur und mindestens ein SpaCal-Cluster mit einer Energie größer 4 GeV vorhanden sein.

- Sollte im SpaCal mehr als ein Cluster gemessen worden sein, so wird der Cluster mit der größten Energie dem Positron zugerechnet. Dies ist die normale Vorgehensweise bei der Rekonstruktion von Ereignissen im H1-Detektor.

- Aufgrund der unterschiedlichen transversalen und longitudinalen Ausdehnungen elektromagnetischer und hadronischer Cluster sind der Clusterradius (siehe Formel 3.4) und die im hadronischen Teil deponierte Energie gute Kriterien zur Positron-Pion-Separation. Zur Selektion der Positronen wird daher ein Clusterradius kleiner 3 cm gewählt und gefordert, daß die Energie im hadronischen Teil 0.13 GeV nicht überschreitet [60].

- Zur präzisen Extrapolation der Vertex-BDC-Verbindungsgeraden in die SpaCal-Ebene sollte die z-Position des Vertexes möglichst exakt bekannt sein. Daher werden nur

Ereignisse zugelassen, bei denen die Unsicherheit der z-Vertexposition kleiner als 2 cm sind. Die z-Koordinate des Vertex ist nicht beschränkt.

- Das Positron hat die Möglichkeit, bereits im passiven Material [9] vor dem SpaCal aufzuschauern, mit der Folge, daß dann eine Vielzahl von Elektronen und Photonen auf die SpaCal-Oberfläche treffen. Daher ist es sinnvoll, die Anzahl der von der BDC rekonstruierten Spuren zu beschränken. Leider besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen dieser Größe und der tatsächlichen Zahl der Teilchen, die die BDC durchquert haben. Verantwortlich dafür wird der BDC-Rekonstruktions-Algorithmus gemacht. Genaueres dazu ist in [61] beschrieben, wo davon ausgegangen wird, daß ein Positron, das nicht im passiven Material vor der BDC aufgeschauert hat, bis zu 5 Spuren in der BDC erzeugt. In dieser Arbeit werden alle Ereignisse verworfen, bei denen mehr als 6 Spuren in der BDC gemessen wurden.
- BDC-Spuren, die aufgrund von Fehlrekonstruktion zustande kommen, haben im allgemeinen wenige Signale. Da eine Spur bis zu acht Signale haben kann, soll die $\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}}_{\mathrm{SpaCal}}$-Spur aus mindestens sieben Signalen bestehen.
- Die BDC-Spuren müssen sich im radialen Bereich von 7 cm bis 70 cm befinden. Dieser Bereich ist innerhalb der gemeinsamen BDC-SpaCal-Akzeptanz.
- Der transversale Leckverlust zum Strahlrohr kann mit Hilfe der Vetolagen gemessen werden. Er soll den Wert von 1 GeV nicht übersteigen.

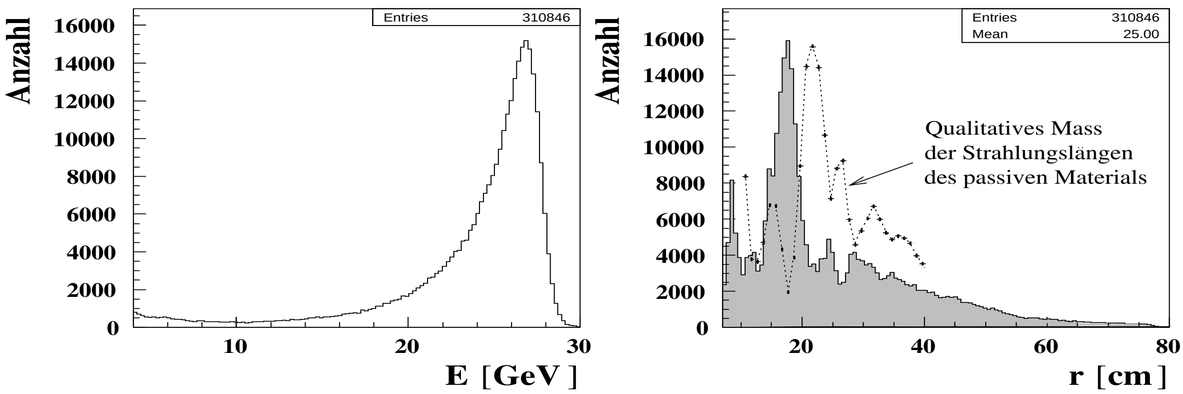


Abbildung 4.5: Das Energiespektrum (links) und die radiale Verteilung (Histogram rechts) des zur Messung verwendeten Positronen-Datensatzes. In die radiale Verteilung ist im Bereich von 10 cm bis 40 cm der qualitative Verlauf der Ladungsdeposition [65] in der BDC als punktierte Linie eingetragen. Sie dient als Maß für die Verteilung des passiven Materials vor dem SpaCal [66].

Abbildung 4.5 zeigt das Energiespektrum und die radiale Verteilung der so selektierten Elektronkandidaten. Das Energiespektrum entspricht dem, was für Positronen aus der tiefinelastischen Streuung erwartet wird. Das kinematische Maximum, welches bei der Energie des Positronenstrahls (27.5 GeV) liegen sollte, wird aufgrund von Leckverlusten in das Strahlrohr und Energieverlusten im passiven Material um etwa 0.7 GeV zu kleineren Energien hin verschoben. Die sehr steil abfallende Flanke des Energiespektrums jenseits des kinematischen Maximums wird durch die begrenzten Energieauflösung des Kalorimeters abgeflacht.

Der Verlauf der radialen Verteilung, welcher in erster Näherung über die Formel

$$tan\theta = \frac{r}{z_{\mathrm{Vertex}} - z_{\mathrm{Cluster}}}$$

mit dem Streuwinkel korreliert ist und somit einen stetig abnehmenden Verlauf zu großen Radien hin aufweisen sollte, wird im Bereich bis 35 cm von dem Selektionskriterium für nichtaufschauernden Positronen dominiert. Vergleicht man die radiale Verteilung nämlich mit der Verteilung des passiven Materials (punktierte Linie in Abb. 4.5), das ein Teilchen durchqueren muß, welches vom Vertex kommend auf das SpaCal trifft, so fällt auf, daß bevorzugt Positronen selektiert werden, die eine geringere Strahlungslänge zu passieren haben. Im Bereich bis 15 cm kommen noch Einflüsse des Hot-Spot [50] und der Untersetzungsfaktoren [50] dazu.

4.5 Selektion der Hadronkandidaten

Bei der Selektion der Hadronkandidaten muß unterschieden werden, ob das emSpaCal, das hadSpaCal oder das (em+had)SpaCal Gegenstand der Untersuchung ist. Im folgenden Abschnitt werden nur die Selektionskriterien für das emSpaCal vorgestellt. Für den hadSpaCal- und den (em+had)SpaCal-Datensatz sind zusätzliche Schnitte erforderlich, die in Kapitel 8.1 beschrieben werden.

4.5.1 Der Hadronen-Datensatz

- Für jedes Ereignis muß ein rekonstruierter Vertex und mindestens eine dem Vertex zugehörige CTD-Spur mit einem Polarwinkel größer 170^o und einer Energie größer 1 GeV vorhanden sein.

- Das gestreute Positron soll nicht im SpaCal, sondern im Elektrontagger nachgewiesen werden (Energie im Elektrontagger größer 10 GeV). So wird sichergestellt, daß keine Positronen fälschlicherweise als Hadronen interpretiert werden.

- Der Abstand zwischen der $\mathrm{CTD_{BDC}}$-Spur und der $\mathrm{BDC^n}$-Spur darf maximal 2 cm betragen.

- In einem Radius von 4 cm um die $\mathrm{BDC^n}$-Spur dürfen sich maximal zwei weitere BDC-Spuren befinden. In dem radialen Bereich von 4 cm bis 50 cm dürfen sich keine BDC-Spuren befinden.

- In einem Radius von 50 cm um die $\mathrm{CTD_{BDC}}$-Spur, die den obigen Bedingungen genügt, darf sich keine weitere $\mathrm{CTD_{BDC}}$-Spur befinden. Mit diesem und dem vorigen Selektionskriterium werden die einzelnen Cluster isoliert, wodurch gewährleistet werden soll, daß die zu untersuchende Clusterenergie nicht durch Energiedeposition fremder Teilchen kontaminiert ist.

- Der Abstand zwischen dem emSpaCal-Cluster und der $\mathrm{CTD^n_{emSpaCal}}$-Spur darf in radialer Richtung den Wert von 6 cm und in azimutaler Richtung den Wert von 4 cm nicht überschreiten (siehe Abbildung 6.5), so daß eine gute Zuordnung von CTD-Spur und SpaCal-Cluster erreicht wird.

- Der Abstand der $\mathrm{CTD}^{\mathrm{n}}_{\mathrm{emSpaCal}}$-Spur zum äußeren Rand des SpaCals muß größer als 12 cm sein, damit der Einfluß des transversalen Leckverlustes auf die Meßergebnisse vernachlässigbar bleibt (vergl. Abb. 5.5).

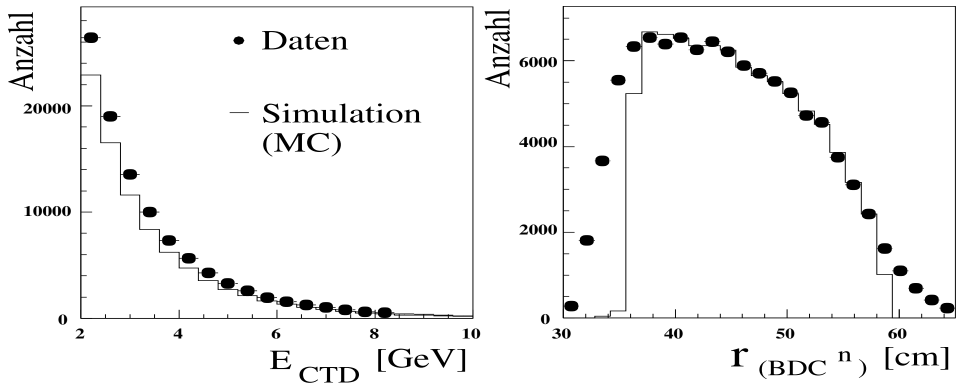


Abbildung 4.6: Energiespektrum und radiale Verteilung des verwendeten Pion-Datensatzes.

In Abbildung 4.6 ist das Energiespektrum (E_{CTD}) und der radiale Bereich $\left(r_{(\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}})}\right)$ des so erhaltenen Datensatzes dargestellt.

4.5.2 Der mip-Datensatz

Da die Energiedeposition von Hadronen, die keinen Schauer ausbilden, in einem Energiebereich von 2 GeV bis 10 GeV nahezu unabhängig von der Energie des Teilchens ist, wird die Information der CTD nicht erfordert. Dieser Umstand ermöglicht es, das Verhalten von mips zu untersuchen, die unter kleinem Einschußwinkel (großer H1-Winkel) auf den elektromagnetischen Teil des SpaCals treffen. Die Selektionskriterien für mips sind folgende:

- Für jedes Ereignis müssen ein rekonstruierter Vertex, mindestens eine BDC-Spur und maximal drei BDC-Spuren vorhanden sein.

- Da ein mip seine Energie nur in Zellen deponiert, die es durchquert, sollte der Rekonstruktions-Algorithmus pro mip nur einen Cluster finden. Daher werden alle Ereignisse verworfen, die mehr als einen Cluster im elektromagnetischen Teil haben. In Kapitel 8.5 wird gezeigt, daß diese Annahme nicht uneingeschränkt gültig ist.

- Im hadronischen Teil des SpaCals muß eine Energie größer als 1 GeV deponiert worden sein.

- Der Abstand zwischen emSpaCal-Cluster und der $\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}}_{\mathrm{emSpaCal}}$-Spur darf in radialer Richtung den Wert von 4 cm und in azimutaler Richtung den Wert von 2 cm nicht überschreiten und der Abstand zwischen hadSpaCal-Cluster und der $\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}}_{\mathrm{hadSpaCal}}$-Spur muß kleiner 10 cm sein.

- Die radiale Koordinate der $\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}}_{\mathrm{hadSpaCal}}$-Spur muß kleiner 70 cm sein, damit das Teilchen die Möglichkeit erhält, im hadSpaCal Energie zu deponieren.

4.5.3 Der MC-Datensatz

Das generierte Teilchenspektrum besteht zu 100% aus Pionen bei gleichen Anteilen von π^+ und π^-. Pro Ereignis wird mit dem Inlinegenerator nur ein Pion generiert, dessen Ursprung bei der Koordinate (0,0,0), also am nominellen Wechselwirkungspunkt, liegt, dessen Polarwinkel im Bereich von 155° bis 169° und dessen Energie zwischen 0.8 GeV und 10.2 GeV liegt. Nach der Simulation durchlaufen die Ereignisse die gleichen Rekonstruktions-Algorithmen und Selektionsschnitte wie die gemessenen Daten. Das so erhaltene Energie- und Polarwinkel-Spektrum der Simulation sollte möglichst exakt mit dem der experimentell gewonnenen Daten übereinstimmen, damit systematische Einflüsse wie transversale Leckverluste und die Ungenauigkeit der Referenz-Energie-Skala (siehe Kapitel 8.5) vernachlässigt werden können. Da es mit dem Inlinegenerator jedoch nur möglich ist, flache Energie- und Winkelspektren zu generieren, werden die Energie- und Winkelspektren entsprechend unterteilt und gewichtet, so daß ein MC-Datensatz entsteht, der die in Abbildung 4.6 dargestellt Eigenschaften aufweist. Da sich in der Simulation die z-Koordinate des Ursprungs aller Pionen-Spuren am nominellen Wechselwirkungspunkt befindet, die tatsächliche Wechselwirkung in den Daten im Mittel um etwa 12 cm um diesen Wert schwankt, treten Diskrepanzen zwischen den $r_{(\mathrm{BDC}^n)}$-Verteilungen zwischen Daten und Simulation bei großen und kleinen $r_{(\mathrm{BDC}^n)}$-Werten auf.

Kapitel 5

Laterale Schauerausdehnung

Die feine Granularität des emSpaCals bietet die Möglichkeit laterale Schauerausdehnungen zu studieren. Aufgrund der fehlenden z-Granularität ist es jedoch nur möglich, die Projektion des Schauers auf die SpaCal-Oberfläche zu bestimmen. Diese Projektion wird nicht punktsymmetrisch sein, da das Teilchen stets unter einem von 0 verschiedenen Einschußwinkel auf das SpaCal trifft und sich so die longitudinale und transversale Schauerkomponente überlagern. Es wird somit die Richtung der Projektion der Teilchentrajektorie auf die SpaCal-Oberfläche ausgezeichnet. Diese Überlegung motiviert, die folgenden Untersuchungen zu lateralen Schauerausbreitung in einem Koordinatensystem durchzuführen, das sich an den Eigenschaften der Schauerausbreitung orientiert. Dieses Koordinatensystem wird **C**luster-**S**chwerpunkt-**S**ystem (CSSystem) genannt.

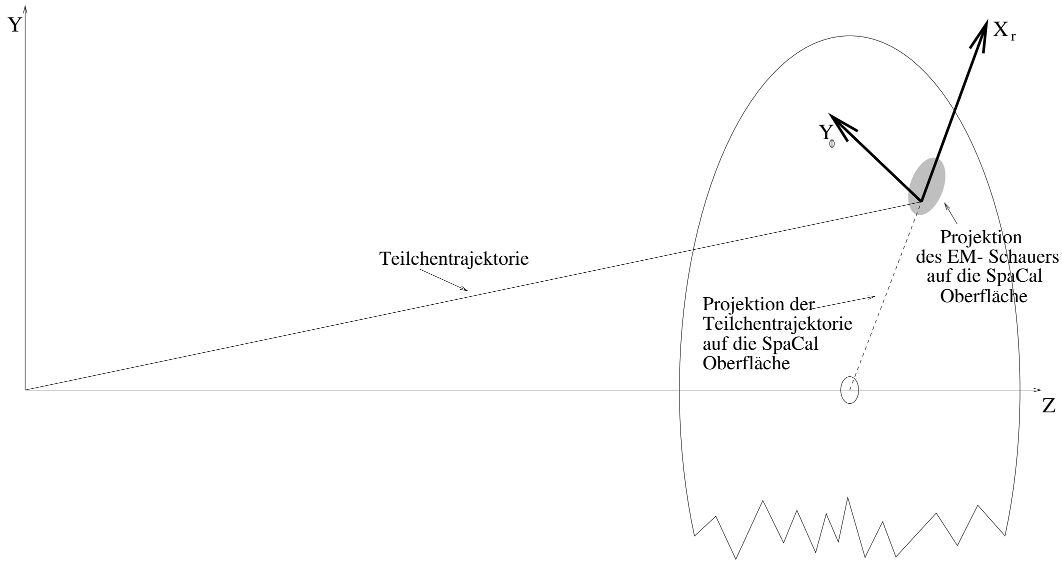


Abbildung 5.1: Das CSSystem als Hilfsmittel zur Untersuchung lateraler Schauerausdehnungen. Eingezeichnet sind die y- und z-Achse des H1-Koordinatensystems, sowie die X_r- und Y_ϕ-Achsen des CSSystem. Aus dem Bild wird ersichtlich, daß die r-Koordinate des SpaCal-Koordinatensystems, die Projektion der Teilchentrajektorie auf die SpaCal-Oberfläche und die X_r-Achse des CSSystem in die gleiche Richtung zeigen.

5.1 Das CSSystem

Das CSSystem wird folgendermaßen definiert (vergl. Abb. 5.1):

1. Den Ursprung eines zweidimensionalen kartesischen Koordinatensystems bildet:
   (a) für elektromagnetische Cluster der Clusterschwerpunkt,
   (b) für hadronische Cluster die in die jeweilige SpaCal-Ebene extrapolierte CTD-Spur.
2. Die x-Achse zeigt in r-Richtung des SpaCal-Koordinatensystems und wird desweiteren mit X_r bezeichnet. Die y-Achse steht senkrecht auf der X_r-Achse und wird mit Y_ϕ bezeichnet.

Im CSSystem wird nun die zweidimensionale Projektion des Schauerprofils auf die SpaCal-Oberfläche erstellt. Dazu werden in einem zweidimensionalen Histogram die Energien der Zellen eingetragen, deren Mittelpunkte sich bei X_r bzw. Y_ϕ befinden. In Abbildung 5.2 ist dies für ein zufällig ausgewähltes Positron dargestellt.

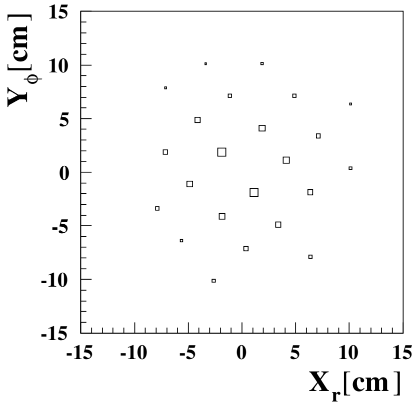


Abbildung 5.2: Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers, für ein zufällig ausgewähltes Ereignis, wie sie vom emSpaCal gemessen wird. Der Koordinatenursprung entspricht dem Clusterschwerpunkt, der mit der in Kapitel 7.3.3 beschriebenen Methode bestimmt wird. Die Größe der Quadrate stellt dabei ein Maß für den Energieinhalt der jeweiligen Zelle dar (log. Maßstab).

5.2 Elektromagnetische Schauer

Für die Untersuchung elektromagnetischer Schauer werden den in Kapitel 4.4 beschriebenen Auswahlkriterien zwei weitere hinzugefügt:

- Der Abstand zweier Clusterschwerpunkte soll größer 30 cm sein, damit transversale Ausläufer anderer Schauer sich nicht mit dem zu untersuchenden Cluster überlagern.
- Die Clusterenergie soll im Bereich von 23 GeV bis 28 GeV liegen.

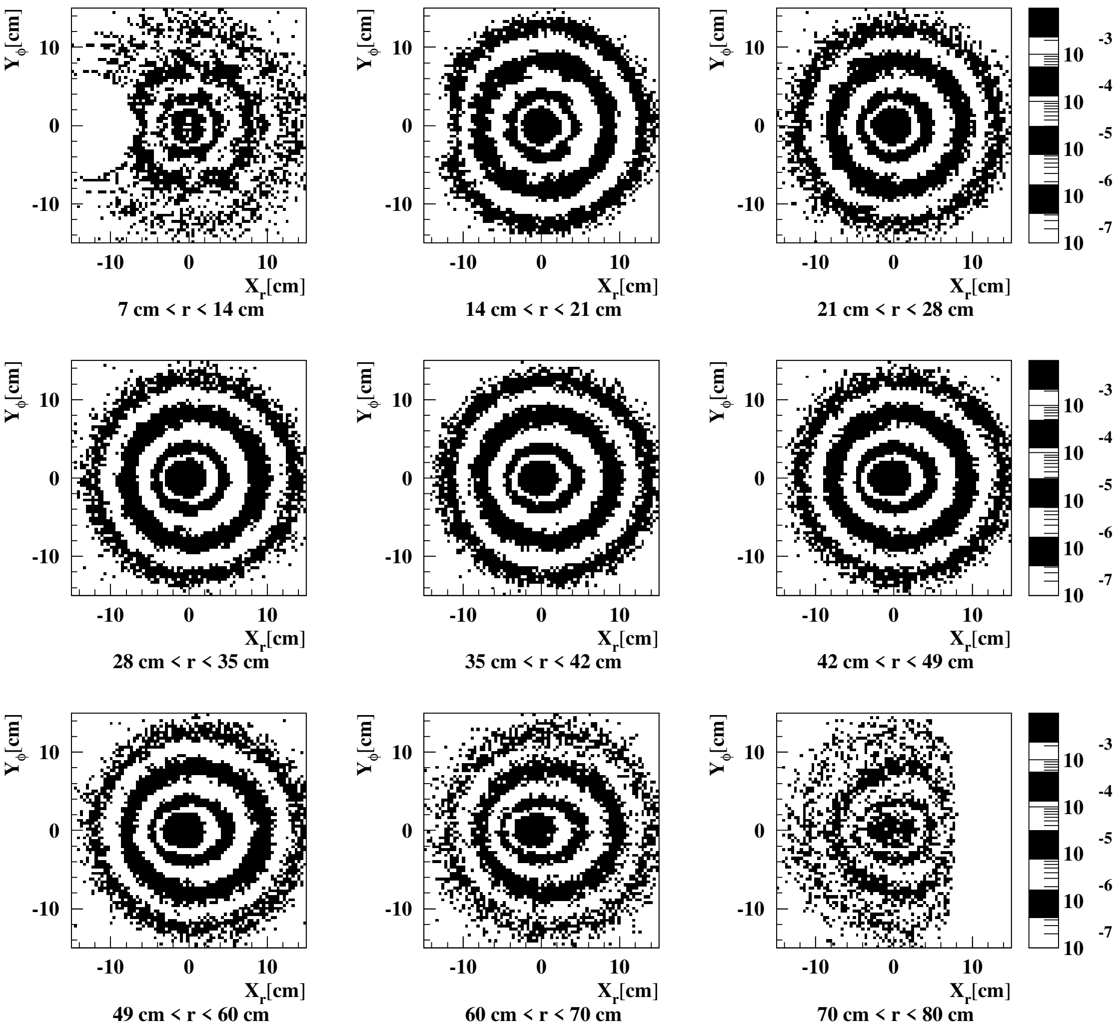


Abbildung 5.3: Auf die emSpaCal-Oberfläche projizierte Schauerausdehnungen für verschiedene radiale Bereiche, welche im SpaCal-Koordinatensystem gemessen wurden und unter den jeweiligen Abbildungen eingetragen sind. In den Abbildungen 1 und 9 sind die Grenzen des SpaCals zu erkennen. Desweiteren wird deutlich, wie mit zunehmendem Einschußwinkel die Isotropie der Schauerprojektion abnimmt.

Das Bild eines einzelnen Ereignisses ist jedoch nicht sehr aussagekräftig, sondern erst die Überlagerung vieler solcher Bilder (Abb. 5.3). Die Histogramme werden dabei folgendermaßen normiert: Die Energien der Cluster, die zu einem Histogram beitragen, werden aufsummiert und das jeweilige Histogram auf diese Summe der Energien normiert. Zusätzlich wird der Datensatz in radiale Bereiche unterteilt.

Der Energiebereich überschreitet vom Schauermittelpunkt bis zu Rand etwa 5 Größenordnungen (10^{-2} bis 10^{-7}) und ist damit wesentlich größer als der zu erwartende. Denn bedenkt man, daß die minimale Energie die eine Zelle haben darf, damit sie ausgelesen wird, 15 MeV beträgt (Rauschschnitt) und die maximale Energie, die ein Positron haben kann, bei 27.5 GeV liegt, so fällt auf, daß hier lediglich 3 Größenordnungen dazwischenliegen. Die Erklärung dieser Diskrepanz ist in der Unsicherheit der Bestimmung des Mittelpunktes des CSSystem von 0.2 cm bis 0.5 cm zu finden. Die Überlagerungen der projizierten Bilder werden somit gaußförmig verschmiert und die Schauerdimension und der Energiebereich scheinbar vergrößert. Bestätigt wird diese Annahme dadurch, daß der äußere schwarze Ring eine geringere Abweichung von der Punktsymmetrie aufweist als einer der inneren Ringe, da dieser nicht von der Charakteristik der Schauerausbreitung (Überlagerung von longitudinaler und transversaler Komponente des Schauers), sondern von der isotropen Verschmierung dominiert wird.

Auch die diskrete Struktur des SpaCals führt zu einer Vergrößerung des gemessenen Schauerprofils. Denn in jeder Zelle wird die Energie nicht gleichförmig deponiert, sondern die Energiedichte sinkt mit wachsendem Abstand vom Schauerschwerpunkt. Die Zellkoordinate entspricht dagegen der geometrischen Mitte der Zelle und befindet sich somit immer etwas weiter vom Clusterschwerpunkt als das Zentrum der Energiedeposition in der Zelle. Die Messung wird ebenfalls durch den Schnitt auf den Clusterradius (Kapitel 4.4) beeinflußt.

Die Vielzahl der einflußnehmenden Faktoren führt dazu, daß die Diskussion der in diesem Kapitel erhaltenen Ergebnisse nur qualitativ erfolgt.

Abbildung 5.4 zeigt das laterale Profil der Schauerausdehnungen. Dazu wird jeweils über eine der Achsen in Abbildung 5.3 integriert. Dadurch ist es nun möglich die Schauerausdehnungen entlang der X_r-Achse mit der Schauerausdehnung entlang der Y_ϕ-Achse direkt zu vergleichen:

- Die große Diskrepanz zwischen den X_r- und Y_ϕ-Verteilungen in den Teilabbildungen 1 und 9 ist auf den beschränkten SpaCal-Akzeptanzbereich zurückzuführen. Im Bereich kleiner 6 cm und größer 80 cm stehen der Messung keine Zellen zur Verfügung.

- Da mit ansteigendem Einschußwinkel der Einfluß der longitudinalen Schauerkomponente auf die Projektion des Schauers auf die SpaCal-Oberfläche anwächst, steigen auch die Diskrepanzen zwischen den positiven und negativen Flanke der X_r-Verteilungen.

- Die Y_ϕ-Verteilungen sind für alle radialen Bereiche spiegelsymmetrisch.

- Die gemessenen Schauerprofile sind nicht mit der Annahme verträglich, daß sie einer exponentiell abfallenden Funktion gehorchen. Der Knick der Y_ϕ-Verteilung bei 4 cm zeigt, daß das Schauerprofil besser durch die Summe zweier Exponentialfunktionen approximiert werden kann.

Die hier beobachtete Asymmetrie der Schauerform entlang der X_r-Achse wird in Kapitel 7.3.1 als Motivation dazu dienen, den Clusteralgorithmus ebenfalls im CSSystem durchzuführen, womit eine höhere Ortsauflösung des SpaCals bezüglich Positronen erreicht wird. Weiterhin

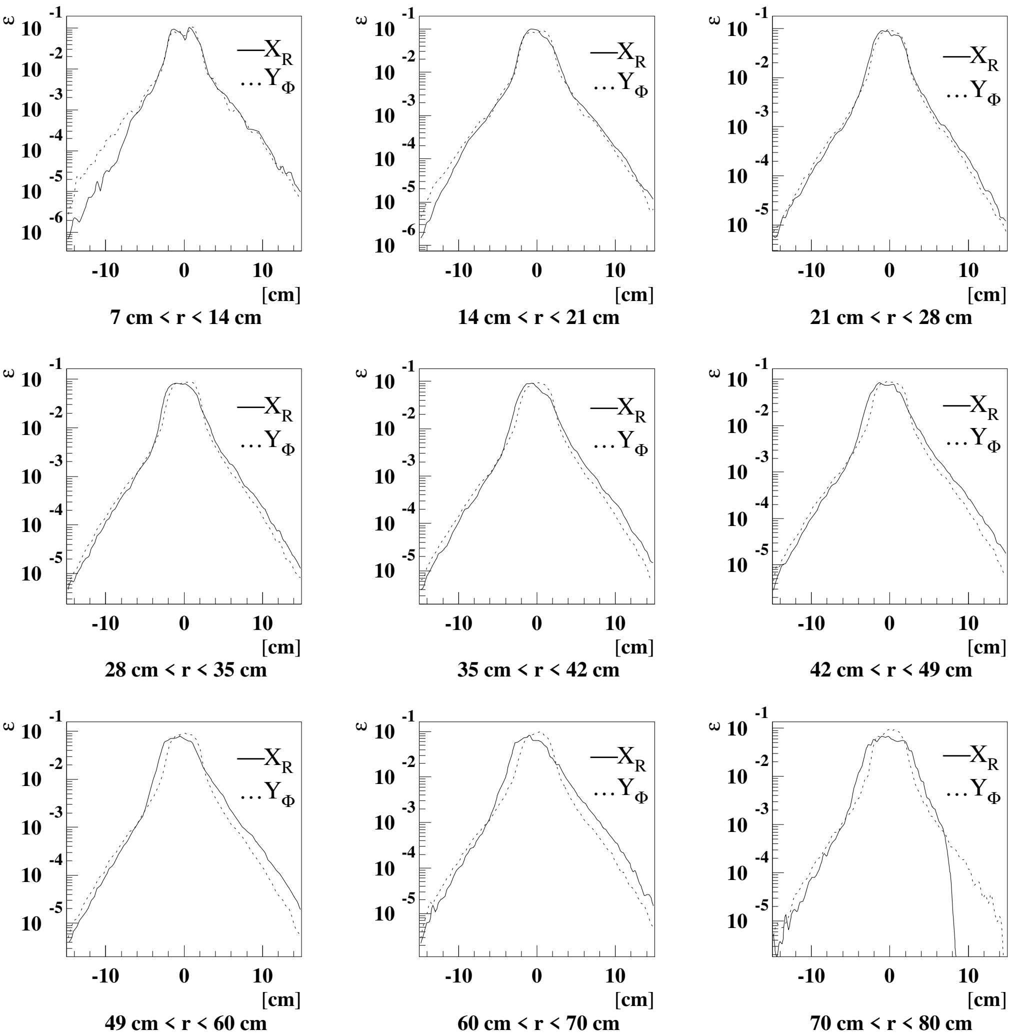


Abbildung 5.4: Laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers entlang der X_r-Achse und senkrecht dazu (Y_ϕ-Achse) für verschiedene radiale Bereiche. Zu erkennen ist, daß die Verteilungen entlang der Y_ϕ-Achse für alle radialen Bereiche spiegelsymmetrisch sind. Die Verteilungen entlang der X_r-Achse weisen dagegen für positive- und negative X_r starke Diskrepanzen (Teilabb. 1 und 9) auf. Dies läßt sich durch eine mit wachsendem Einschußwinkel größer werdende Überlagerung von longitudinaler und radialer Komponente der Schauerausdehnung und in den radialen Randbereichen zusätzlich mit der beschränkten SpaCal-Akzeptanz erklären.

kann vermutet werden, daß die Gewichtungsmethode (siehe Kapitel 3.4.2), der das Modell zugrunde liegt, daß sich das transversale Schauerprofil durch eine Exponentialfunktion beschreiben läßt, nicht optimal ist. Auf möglich Verbesserungen wird in Kapitel 7.3 eingegangen.

5.3 Hadronische Schauer

Für die Untersuchung der hadronischen Schauer werden den in Kapitel 4.4 beschriebenen Auswahlkriterien zwei weitere hinzugefügt:

- Damit keine als mips wechselwirkenden Teilchen das Ergebnis beeinträchtigen, werden nur emSpaCal-Cluster zugelassen, die mindestens eine Energie von 0.6 GeV haben (siehe Abb. 8.1).
- Die von der CTD gemessene Energie soll im Bereich von 2 GeV bis 3 GeV liegen.

Die lateralen Schauerprofile entlang der beiden Achsen sind für zwei unterschiedliche radiale Bereiche in Abbildung 5.5 dargestellt.

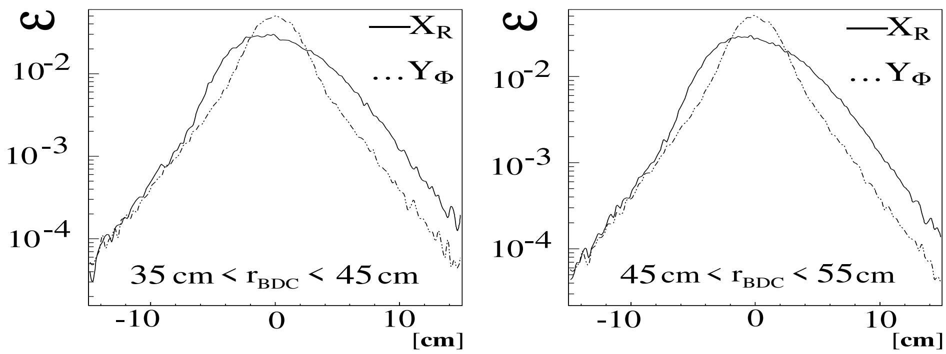


Abbildung 5.5: Laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauer für zwei unterschiedliche radiale Bereiche. Die asymmetrische Verteilung des Schauers entlang der X_r-Achse wird durch die longitudinale Fluktuation des Schauerbeginns dominiert.

- Die Asymmetrie der Verteilungen entlang der X_r-Achse werden durch die fehlende Kenntnis des Ortes des Schauerbeginns dominiert.
- Die Schauerprofile zeigen die Energieverteilungen innerhalb eines Clusters und nicht innerhalb des gesamten Kalorimeters. Im Allgemeinen sind damit die hier gezeigten Schauerverteilungen kompakter als die tatsächlichen. Im Einzelfall können sich die Schauer über eine wesentlich größere Fläche ausbreiten (vergl. 3.7).

5.4 Vergleich elektromagnetischer und hadronischer Schauer

Da das laterale Schauerprofil entlang der Y_ϕ-Achse nicht von dem longitudinalen Schauerprofil beeinflußt wird, kann das laterale Y_ϕ-Schauerprofil für elektromagnetische- und hadronische

Schauer innerhalb eines Clusters direkt miteinander verglichen werden. Dazu sind in Abbildung 5.6 die Integrale

$$\Psi(Y_\phi) = \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(Y'_\phi)\,\mathrm{d}Y'_\phi} \int_{-Y_\phi}^{Y_\phi} \epsilon(Y'_\phi)\,\mathrm{d}Y'_\phi$$

über die Verteilungen aus Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 dargestellt.

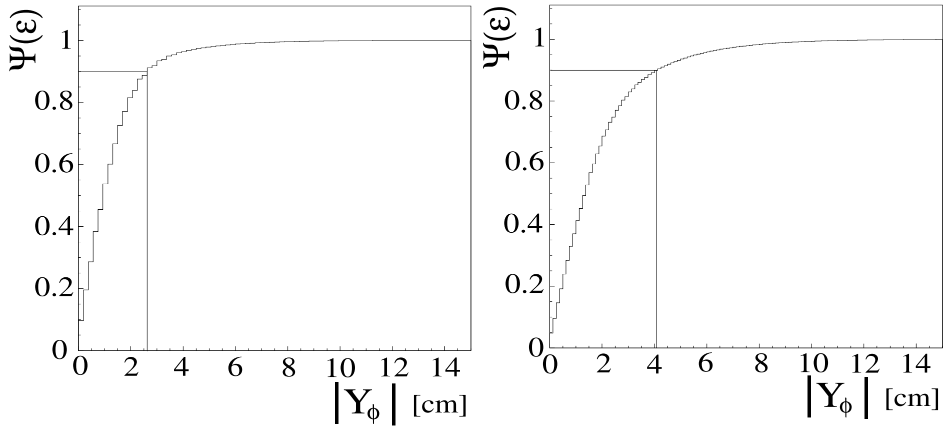


Abbildung 5.6: Integral über die lateralen Schauerprofile entlang der Y_ϕ-Achse für elektromagnetische (links) und hadronische Schauer (rechts). Der elektromagnetische Schauer ist wesentlich kompakter und deponiert seine Energie in einem geringeren Radius um sein Schauerzentrum.

In die Abbildung sind die jeweiligen Abstände zum Clusterzentrum eingezeichnet, bei denen der Wert der Energiedeposition 90% erreicht hat. Es zeigt sich, daß elektromagnetische Schauer, und damit auch die entsprechenden Cluster, wesentlich kompakter sind als hadronische Schauer. Desweiteren kann abgeschätzt werden, wie groß die Distanz zum SpaCal-Rand gewählt werden muß, damit transversale Leckverluste keinen signifikanten Einfluß auf die Energiemessung haben.

Kapitel 6

Die Abstandsverteilungen

In diesem Kapitel werden die Koordinaten der vom SpaCal rekonstruierten Clusterschwerpunkte mit den Koordinaten der Teilchenspuren, die von der BDC bzw. der CTD gemessen wurden, verglichen.

Die Bestimmungen der Abstandsverteilungen dienen als Grundlage für die Untersuchung der Ortsauflösung gegenüber Positronen in Kapitel 7 und liefern ein Maß für die z.Z. erreichbare Effizienz bei der Zuordnung von CTD-Spur zum SpaCal-Cluster.

Die Abstandsverteilungen der hadronischen Clusterschwerpunkte von den $\mathrm{CTD_{SpaCal}}$-Spuren dienen insbesondere dazu, die notwendigen Schnitte zur Bestimmung des Ansprechverhaltens des SpaCals gegenüber Hadronen (Kapitel 8) zu motivieren.

6.1 Positronen

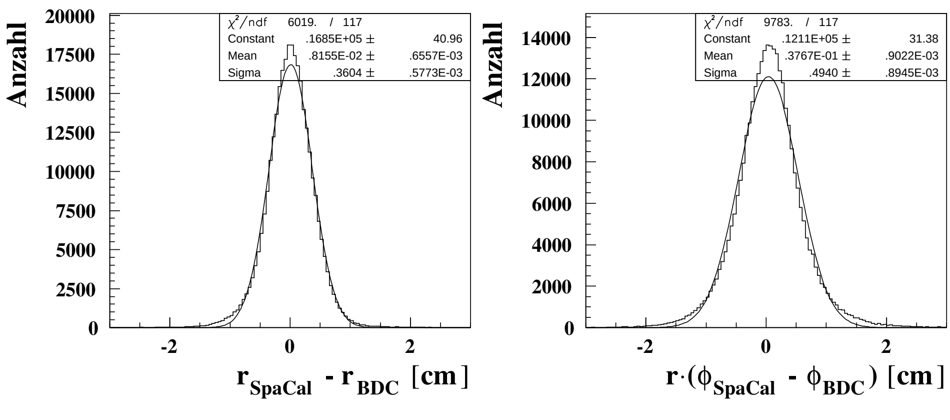


Abbildung 6.1: Abstandsverteilung des $\mathrm{emSpaCal_{BDC}}$-Clusters von der $\mathrm{BDC^n}$-Spur in radialer und azimutaler Richtung.

Abbildung 6.1 zeigt die Abstandsverteilung des $\mathrm{emSpaCal_{BDC}}$-Clusters von der $\mathrm{BDC^n}$-Spur in radialer und azimutaler Richtung für die Positronen. An die Verteilungen sind jeweils Gaußfunktionen angepaßt. Die Parameter der Anpassungen sind:

$$r_{\mathrm{SpaCal}} - r_{\mathrm{BDC}} : \left\{ \begin{array}{lcl} \text{Mittelwert}(\mu) & = & 0.0082\,\mathrm{cm} \pm 0.0007\,\mathrm{cm} \\ \text{Breite}(\sigma) & = & 0.3604\,\mathrm{cm} \pm 0.0006\,\mathrm{cm} \end{array} \right.$$

$$r \cdot (\phi_{\text{SpaCal}} - \phi_{\text{BDC}}) : \begin{cases} \text{Mittelwert}(\mu) & = \quad 0.0377\,\text{cm} \pm 0.0009\,\text{cm} \\ \text{Breite}(\sigma) & = \quad 0.4940\,\text{cm} \pm 0.0009\,\text{cm} \end{cases}$$

Der Einfluß der Energie und des Streuwinkels auf die Abstandsverteilung kann Abbildung 6.2 entnommen werden. Hier ist der radiale Bereich in 21 Intervalle zu je 3 cm und der Energiebereich in 30 Intervalle unterschiedlicher Größe eingeteilt. An die Abstandsverteilungen der jeweiligen Intervalle sind Gaußfunktionen angepaßt und die so erhaltenen Breiten (σ) in die Abbildung eingetragen.

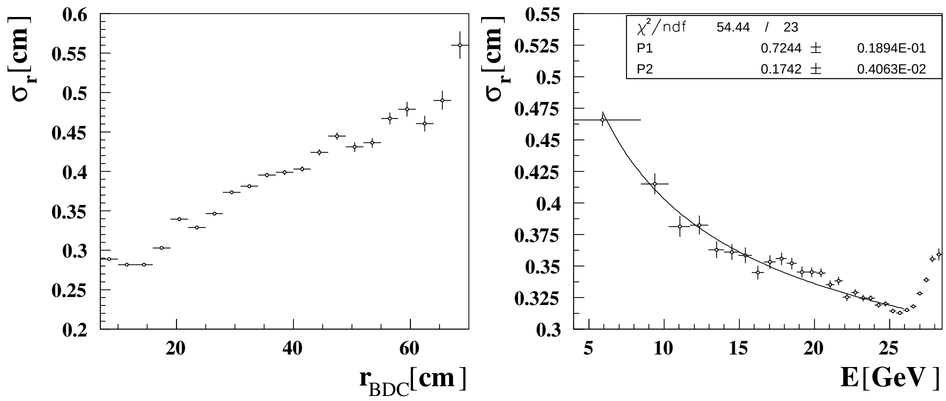


Abbildung 6.2: Breite der radialen Abstandsverteilung ($r_{\text{SpaCal}} - r_{\text{BDC}}$) als Funktion des Radius (links) und der Energie (rechts). An $\sigma_r(E)$ ist im Bereich von 4 GeV bis 26 GeV eine Funktion der Form $P_2 + P_1/\sqrt{E}$ angepaßt.

Das Anwachsen der Abstandsverteilung zu großen Radien hin (Abb. 6.2 (links)), ist auf die longitudinale Komponente des Schauers zurückzuführen, die mit steigendem Radius an Einfluß gewinnt (Kapitel 5).

Die Abstandsverteilung als Funktion der Energie (Abb. 6.2 (rechts)) weist eine *konst.* + *konst.*/$\sqrt{E}$-Abhängigkeit auf. Eine entsprechende Anpassungskurve im Bereich von 4 GeV bis 26.5 GeV ergibt:

$$\sigma_r = (0.174 \pm 0.004)\,\text{cm} + \frac{(0.72 \pm 0.02)\,\text{cm}}{\sqrt{E\,\text{GeV}}}\,.$$

Das Ansteigen der $\sigma_r(E)$ Verteilung für Positronenergien größer 26.5 GeV kann folgendermaßen verstanden werden: In Kapitel 4.4 wurde darauf hingewiesen, daß das Energiespektrum der Positronen am kinematischen Maximum sehr steil abfällt. Zur Vereinfachung sei davon auszugehen, daß es bei 26.5 GeV endet. Dann würden alle rekonstruierten Energien oberhalb von 26.5 GeV systematisch über der tatsächlichen Energie des Positrons liegen und zwar um so mehr, je höher die rekonstruierte Energie ist. Da die Ortsrekonstruktion im SpaCal auf der Energiemessung basiert, kann davon ausgegangen werden, daß je ungenauer die Energie gemessen wird, desto ungenauer auch der Auftreffort des Positrons rekonstruiert wird.

In Abbildung 6.3 ist die azimutale Abstandsverteilung als Funktion des radialen und azimutalen Auftreffortes des Positrons auf das SpaCal dargestellt. Hier dominiert die Ortsauflösung der BDC das systematische Verhalten der Verteilung, was bereits bei der Betrachtung des

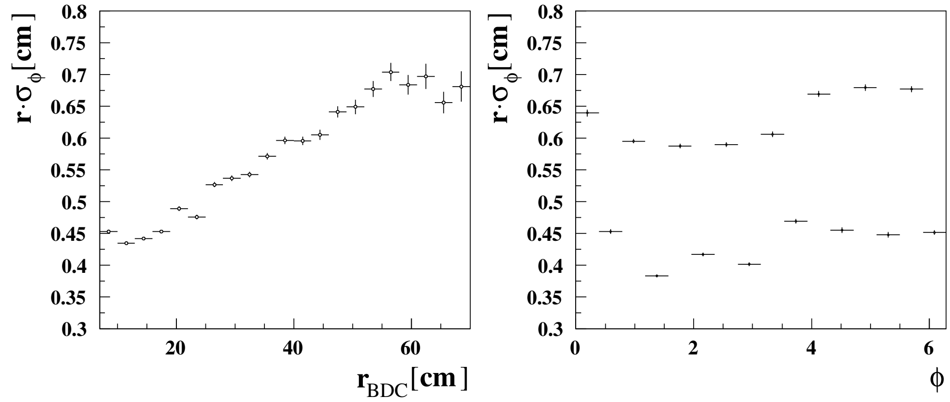


Abbildung 6.3: Breite der azimutalen Abstandsverteilung $r \cdot (\phi_{\mathrm{SpaCal}} - \phi_{\mathrm{BDC}})$ als Funktion des Radius (links) und des Azimutalwinkels (rechts).

Aufbaus der BDC (mit r zunehmende Sektorbreite und 1/8- Struktur in ϕ (Kapitel 3.2)) ersichtlich wurde.

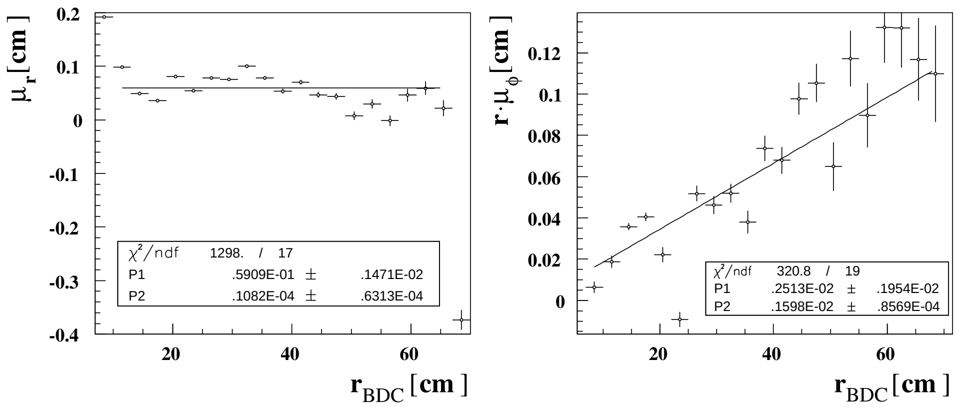


Abbildung 6.4: Mittelwert der radialen Abstandsverteilung $(r_{\mathrm{SpaCal}} - r_{\mathrm{BDC}})$ (links) und azimutalen Abstandsverteilung $r \cdot (\phi_{\mathrm{SpaCal}} - \phi_{\mathrm{BDC}})$ (rechts) als Funktion des Radius. An die Werte sind Geraden der Form $P_1 + P_2 \cdot r$ im Bereich 10 cm bis 67 cm (links) und 7 cm bis 70 cm (rechts) angepaßt.

In Abbildung 6.4 sind die Mittelwerte $\mu_{r_{\mathrm{SpaCal}} - r_{\mathrm{BDC}}}$ und $\mu_{r \cdot (\phi_{\mathrm{SpaCal}} - \phi_{\mathrm{BDC}})}$ der angepaßten Gaußfunktion als Funktion des Radius dargestellt. Sie zeigen, daß die rekonstruierten Clusterschwerpunkte systematisch gegen die BDC-Spuren verschoben sind. Auf die Ursache dieser Verschiebung wird in Kapitel 7.2 und Kapitel 7.3.2 genauer eingegangen. Der Ausreißer der $\mu_{r \cdot (\phi_{\mathrm{SpaCal}} - \phi_{\mathrm{BDC}})}$ bei $r = 25\,\mathrm{cm}$ wird durch ein Probleme in der Ortsrekonstruktion der BDC-Spur verursacht. Dieser systematische Effekt wird in [67] beschrieben.

6.2 Hadronen

In Abbildung 6.5 sind die Abstandsverteilungen der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{SpaCal}}$-Spur von den SpaCal-Cluster des emSpaCals und des hadSpaCal für den Hadron-Datensatz dargestellt. Die gefüllten Histogramme zeigen die Abstandsverteilungen der mip-Cluster zu den Spuren und die offenen

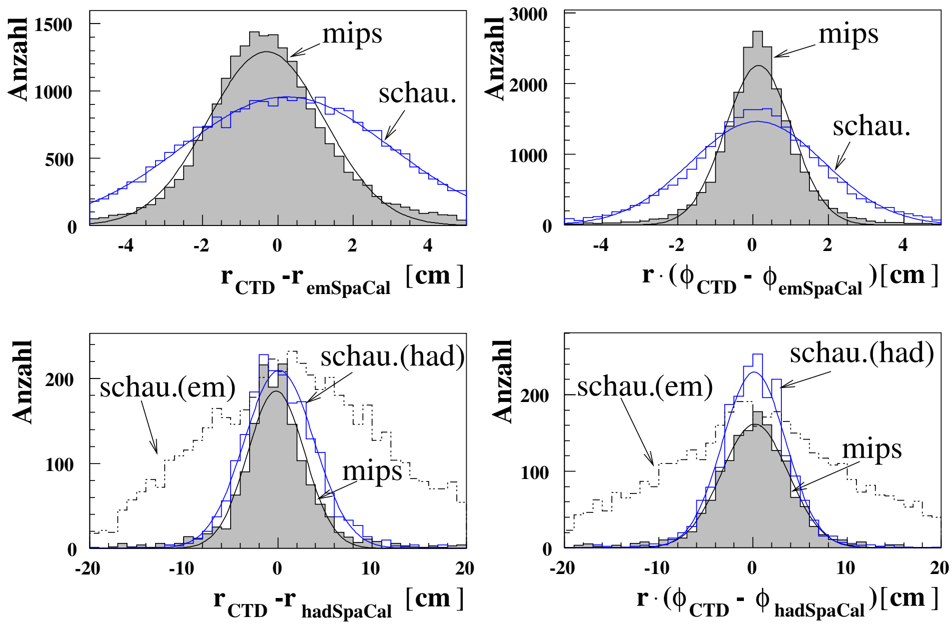


Abbildung 6.5: Radiale und azimutale Abstandsverteilung der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{SpaCal}}$-Spur von den SpaCal-Clustern für das emSpaCal (oben) und für hadSpaCal (unten). Die Verteilungen sind jeweils in mips und aufschauernde Teilchen unterteilt. In den beiden unteren Abbildungen sind außerdem die Abstandsverteilungen der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{hadSpaCal}}$ zum Schauerrest des im emSpaCal aufgeschauerten Teilchens eingetragen.

die der aufschauernden Teilchen. Zur Trennung von mip und aufschauernden Teilchen wurde ein Schnitt auf die Energie der jeweiligen Detektorkomponente gemacht. Im emSpaCal sind das 0.6 GeV und im hadSpaCal 1 GeV (siehe Abb. 8.1). Zur Untersuchung der Abstandsverteilung im hadSpaCal wurden außerdem nur Teilchen mit einer Mindestenergie von 4 GeV in der CTD herangezogen. Die Motivation der einzelnen Schnitte ist in Kapitel 8.1 zu finden. In den beiden unteren Teilabbildungen sind außerdem die Abstandsverteilungen der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{hadSpaCal}}$-Spur zum hadSpaCal-Cluster für den Fall dargestellt, daß das Pion im emSpaCal aufschauert (gestricheltes Histogram). An die ersten vier Verteilungen sind Gaußkurven angepaßt. Die Parameter der Anpassungen sind in Tabelle 6.1 eingetragen. Die hier gezeigten Abstandsverteilungen dienen als Grundlage für die Untersuchung des Ansprechverhaltens des SpaCals gegenüber Hadronen in Kapitel 8. In Hinblick darauf können folgende Beobachtungen gemacht werden:

- Der Ortsrekonstruktions-Algorithmus ist für elektromagnetische Schauer optimiert und zeigt für diese daher auch ein wesentlich besseres Ergebnis. Dennoch könnte ein geänderter Algorithmus für Hadronen den Auftreffort des Teilchens niemals so gut bestimmen, da die großen Fluktuationen in hadronischen Schauern das Ortsauflösungsvermögen wesentlich verschlechtern.

- Die Azimutwinkel sind systematisch gegeneinander verschoben. Dieses Verhalten tritt bereits bei der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{BDC}}$-BDC-Verteilung auf. Dies kann nicht durch eine Ungenauigkeit in der Formel 4.1 verursacht werden, da der Datensatz aus etwa gleichvielen positiven wie negativen Teilchen besteht und sich eine Ungenauigkeit in Formel 4.1 nur auf den

Parameter σ auswirken würde. Daher wird eher eine systematische Verdrehung der CTD relativ zur BDC und zum SpaCal vermutet.

- Die Verschiebung der radialen Werte der mips und der aufschauernden Teilchen zu negativen bzw. positiven Werten zeigt, daß die aufschauernden Teilchen ihre Energie mehr in der vorderen Hälfte des jeweiligen SpaCal-Teils deponieren und die mips mehr in der hinteren. Für die mips rührt das Verhalten daher, daß sie viel Energie in der Bündel-Region, die sich im hinteren Bereich des emSpaCals befindet, deponieren. Darauf wird in Kapitel 8.3 ausführlich eingegangen.

Tabelle 6.1: Parameter der an die Abstandsverteilung der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{SpaCal}}$-Spur von den SpaCal-Clustern angepaßten Gaußkurve

	mips	Aufschauernde $\pi^{\pm}$
$r_{\mathrm{CTD}} - r_{\mathrm{emSpaCal}}$	$\mu = -0.30 \pm 0.01\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 1.55 \pm 0.01\,\mathrm{cm}$	$\mu = 0.23 \pm 0.02\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 2.78 \pm 0.02\,\mathrm{cm}$
$r \cdot (\phi_{\mathrm{CTD}} - \phi_{\mathrm{emSpaCal}})$	$\mu = 0.150 \pm 0.006\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 0.883 \pm 0.007\,\mathrm{cm}$	$\mu = 0.12 \pm 0.01\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 1.77 \pm 0.01\,\mathrm{cm}$
$r_{\mathrm{CTD}} - r_{\mathrm{hadSpaCal}}$	$\mu = -0.19 \pm 0.08\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 3.03 \pm 0.09\,\mathrm{cm}$	$\mu = 0.13 \pm 0.09\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 3.70 \pm 0.07\,\mathrm{cm}$
$r \cdot (\phi_{\mathrm{CTD}} - \phi_{\mathrm{hadSpaCal}})$	$\mu = 0.20 \pm 0.09\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 3.50 \pm 0.08\,\mathrm{cm}$	$\mu = 0.14 \pm 0.08\,\mathrm{cm}$ $\sigma = 3.35 \pm 0.07\,\mathrm{cm}$

Kapitel 7

Bestimmung und Optimierung der Ortsauflösung für Positronen

Die Untersuchung der Abstandsverteilungen der emSpaCal$_{\rm BDC}$-Cluster von den BDC-Spuren haben gezeigt, daß es systematische Verschiebungen zwischen den von den beiden Detektoren gemessenen Teilchenbahnen gibt. Auf diesen Sachverhalt wird in Kapitel 7.2 näher eingegangen, wo der Effekt mit einer geometrischen Fehlausrichtung der beiden Detektoren relativ zueinander erklärt wird.

Danach wird gezeigt, daß über eine Variation des W_0-Parameters das Ortsauflösungsvermögen des SpaCals optimiert werden kann. Als Vorbild dient dabei eine Studie [8], die 1995 mit MC-Simulationen durchgeführt wurde und dessen Ergebnisse mit den aufgezeichneten Daten des Jahre 1997 überprüft werden sollen.

Zunächst wird jedoch auf das Ortsauflösungsvermögen der Referenzdetektoren eingegangen, um von den bisher betrachteten Abstandsverteilungen auf die Ortsauflösung des SpaCal schließen zu können.

7.1 Ortsauflösung der Referenzdetektoren

Aus den Aussagen in Kapitel 6 wird ersichtlich, daß zur Bestimmung der Ortsauflösung des SpaCals die Unsicherheit der Vertexrekonstruktion und die der BDC-Spur bekannt sein müssen.

Die Unsicherheit der z-Koordinate des Vertex wurde durch ein Schnitt (Kapitel 4.4) auf 2 cm beschränkt und ist für den verwendeten Datensatz im Mittel 0.45 cm. Der Einfluß, den diese Unsicherheit der Vertexposition ($\sigma_{z_{Vertex}}$) auf die in die BDC-Ebene projizierte Clusterposition ($r_{\rm BDC}$) hat, kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$\sigma^2_{r_{\rm BDC}} = \left(\frac{\partial r_{\rm BDC}}{\partial z_{\rm Vertex}}\right)^2 \cdot \sigma^2_{z_{\rm Vertex}}$$

mit

$$r_{\rm BDC} = \frac{z_{\rm BDC} - z_{\rm Vertex}}{z_{\rm SpaCal} - z_{\rm Vertex}} r_{\rm SpaCal}$$

folgt

$$\sigma^2_{r_{\mathrm{BDC}}} = \left(\frac{r_{\mathrm{SpaCal}} \cdot (z_{\mathrm{BDC}} - z_{\mathrm{SpaCal}})}{(z_{\mathrm{SpaCal}} - z_{\mathrm{Vertex}})^2} \right)^2 \sigma^2_{r_{\mathrm{Vertex}}}$$

da

$$z_{\mathrm{BDC}} - z_{\mathrm{SpaCal}} < \frac{1}{10} z_{\mathrm{SpaCal}} - z_{\mathrm{Vertex}} \text{ und } r_{\mathrm{SpaCal}} < z_{\mathrm{SpaCal}} - z_{\mathrm{Vertex}}$$

folgt

$$\sigma_{r_{\mathrm{BDC}}} \ll \sigma_{r_{\mathrm{Vertex}}} \quad .$$

Die Unsicherheit der rekonstruierten z-Vertex Position auf die Bestimmung des Schnittpunktes der Verbindungsgeraden zwischen Vertex und SpaCal mit der BDC kann somit vernachlässigt werden. Die Unsicherheiten der x- und y-Koordinaten des rekonstruierten Vertex sind einige wenige hundert μm [68]. Sie können somit ebenfalls vernachlässigt werden.

Die Unsicherheit der z-Position [61] der BDC, sowie das Ortsauflösungsvermögen in radialer Richtung [41] sind 0.05 cm. Ihr Einfluß auf die radiale Abstandsverteilung liegt unter 3%, so daß auch sie im folgenden vernachlässigt werden. Nach einer noch ausstehenden relativen Ortskalibration der beiden Detektoren, kann somit die radiale Abstandsverteilung direkt als radiales Ortsauflösungsvermögen des SpaCals interpretiert werden. Das Ortsauflösungsvermögen der BDC in azimutaler Richtung ist hingegen bis zu 0.5 cm. Desweiteren zeigt es eine erhebliche systematische Abhängigkeit in r und ϕ (siehe Kapitel 6). Daher ist keine präzise Aussage über das Ortsauflösungvermögen des SpaCals in azimutaler Richtung möglich.

7.2 BDC - SpaCal Ortskalibration

Wie oben gezeigt wurde, sind das Spurkammersystem und die BDC von der Güte ihrer Ortsauflösung in der Lage, eine präzise Bestimmung der radialen Komponente des Auftreffortes des Positrons auf die SpaCal-Oberfläche zu ermöglichen. Mißkalibration, insbesondere geometrische Verschiebungen oder Verdrehungen der Detektoren relativ zueinander, können jedoch das Meßergebnis verfälschen. Dabei spielt eine systematische Abweichung des Vertex relativ zum SpaCal aufgrund des langen Hebelarms der Teilchenspur eine untergeordnete Rolle. Daher werden im folgenden Meßverfahren alle systematischen Effekte auf eine geometrische Fehlausrichtung zwischen SpaCal und BDC zurückgeführt.

Zur Untersuchung systematischer Einflüsse auf die Ortsmessung wird die SpaCal-Oberfläche in 8 gleich große Sektoren in azimutaler Richtung und 9 gleichbreite Abschnitte in radialer Richtung aufgeteilt. Anschließend werden die Abstandsverteilungen $x_{\mathrm{SpaCal_{BDC}}} - x_{\mathrm{BDC}}$ und $y_{\mathrm{SpaCal_{BDC}}} - y_{\mathrm{BDC}}$ der jeweiligen Bereiche bestimmt und es wird an die so erhaltenen 144 Histogramme eine Gaußfunktion angepaßt.

Die ersten sechs Teilabbildungen in Abbildung 7.1 zeigen die Mittelwerte (μ_x, μ_y) der angepaßten Gaußfunktion für drei der neun radialen Bereiche als Funktion von ϕ. Aus der Abbildung wird ersichtlich, daß für große Radien μ_x einen sinusförmigen- und μ_y einen cosinusförmigen Verlauf annimmt. Daher werden jeweils Funktionen der Form

$$A \cdot sin(\phi + B) + C \tag{7.1}$$

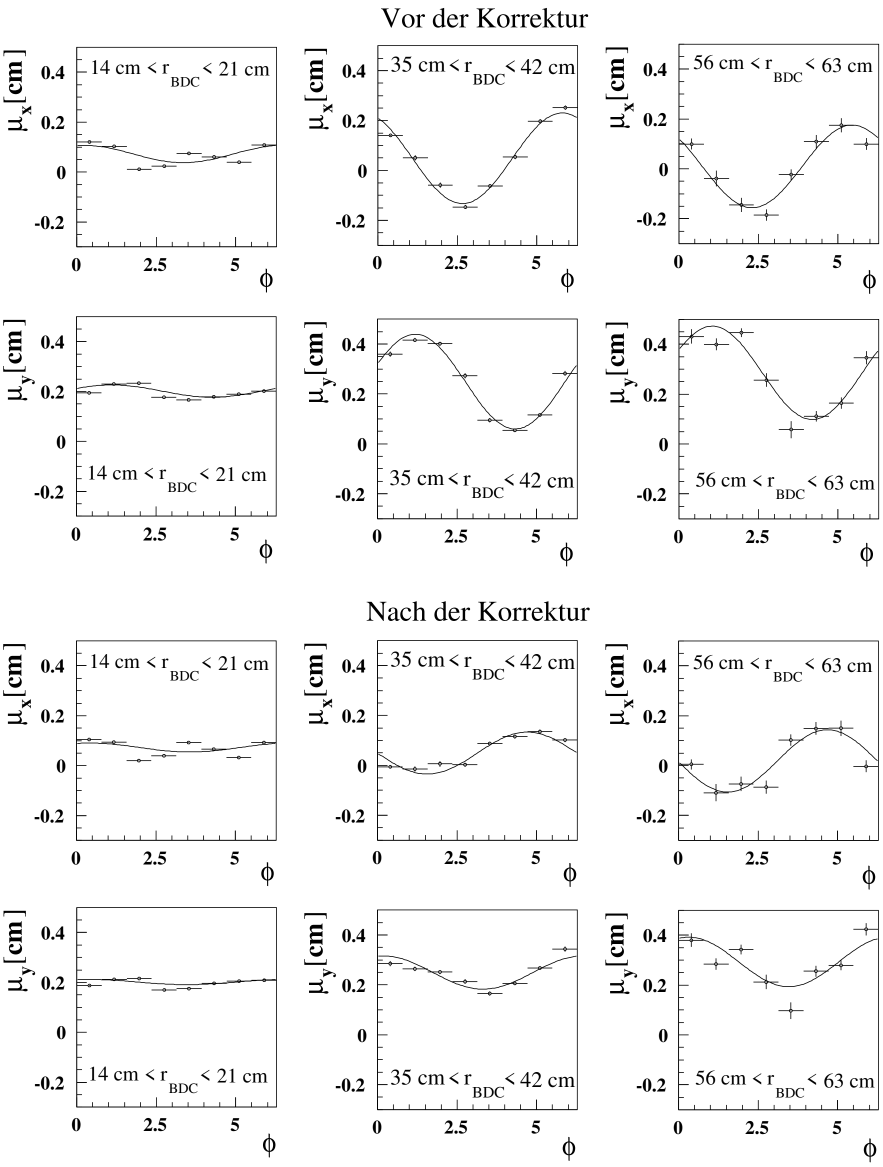


Abbildung 7.1: Mittelwerte der Abstandsverteilung $(x_{\mathrm{SpaCal}} - x_{\mathrm{BDC}})$ und $(y_{\mathrm{SpaCal}} - y_{\mathrm{BDC}})$ als Funktion des Azimutalwinkels für 3 verschiedene radiale Bereiche, bevor (oben) und nachdem (unten) der durch den Rekonstruktionsalgorithmus verursachte Einfluß herauskorrigiert ist. Selbst nach der Korrektur sind noch sinusförmige Verläufe der Werte zu erkennen, deren Amplitude sich jedoch signifikant verringert hat.

an die Daten angepaßt und in der Abbildung eingezeichnet.

Es gibt mehrere Ursachen, die zum Auftreten solcher sinusförmiger Verläufe führen könnten:

1. Durch den Rekonstruktionsalgorithmus wird eine systematische Verschiebung des Clusterschwerpunktes in radiale Richtung verursacht. Darauf wird genauer in Kapitel 7.3.2 eingegangen.

2. Das Magnetfeld im Inneren des H1- Detektors.

3. Eine Verdrehung der beiden Detektoren gegeneinander in azimutaler Richtung.

Die in Punkt 1. genannte Ursache kann mit Hilfe der Resultate aus Kapitel 7.3.2 herauskorrigiert werden. Dazu wird von der radialen Clusterposition der jeweils ermittelte Wert subtrahiert. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abbildung 7.1 (unten) dargestellt. Es können immer noch sinus- und cosinusförmige Verläufe beobachtet werden, jedoch mit geringeren Amplituden. Um zu überprüfen, ob es mit dem geschilderten Verfahren möglich ist, den unter Punkt 1. beschriebenen Einfluß komplett herauszukorrigieren und um gleichzeitig zu zeigen, daß der unter Punkt 2. beschriebene Einfluß auf die Messung vernachlässigt werden kann, wird das oben beschrieben Korrekturverfahren auf eine MC-Simulation angewendet. Bei dieser Simulation wurden Ereignisse der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung generiert und es wurden die gleichen Rekonstruktionsalgorithmen und Selektionsschnitte wie bei den Daten verwendet. Die Ergebnisse nach Anwendung des Korrekturverfahrens sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Da hier $\mu(\phi)$ keine signifikante Abweichung von 0 aufweist, kann auch der unter Punkt 2. beschriebene Einfluß vernachlässigt werden.

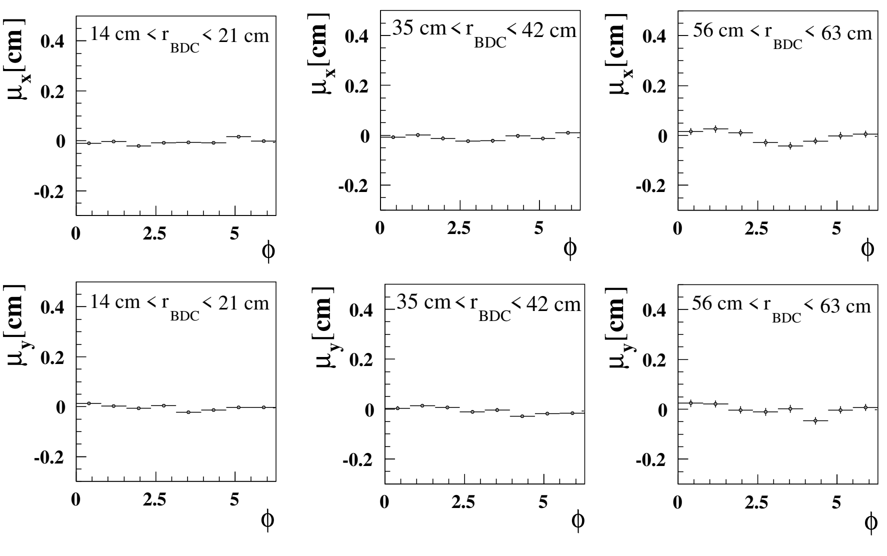


Abbildung 7.2: Mittelwerte der Abstandsverteilung ($x_{\mathrm{SpaCal}} - x_{\mathrm{BDC}}$) und ($y_{\mathrm{SpaCal}} - y_{\mathrm{BDC}}$) für die Simulation als Funktion des Azimutwinkels für 3 verschiedene radiale Bereiche, nachdem der durch den Rekonstruktionsalgorithmus verursachte Einfluß herauskorrigiert ist. Im Vergleich zu den Daten ist hier kein sinusförmiger Verlauf der Werte zu erkennen.

Da sich also das bei den Daten beobachtete Verhalten nicht in der Simulation wiederfindet, bleibt nur eine Verdrehung der beiden Detektoren gegeneinander als Erklärung übrig. Solch eine Verdrehung würde sich in einem linearen Anwachsen der systematischen Abweichung zwischen der azimutalen Koordinate der BDC-Spur und des SpaCal-Clusters bemerkbar machen. Dies wird durch die Verteilung in Abbildung 6.4 (rechts) bestätigt, wo der Mittelwert der azimutalen Abstandsverteilung $r \cdot (\phi_{\mathrm{SpaCal}} - \phi_{\mathrm{BDC}})$ dargestellt ist. Der daraus errechnete Winkel der Verdrehung liegt mit $\phi \approx 0.0016$ in einem realistischen Bereich. Da jedoch solch eine Fehlausrichtung keinen Einfluß auf die Messung der Ortsauflösung hat, soll an dieser Stelle auch nicht weiter darauf eingegangen werden.

Ein weiteres systematisches Verhalten von μ_x und μ_y wird ersichtlich, wenn man die Anpassungsparameter C aus Formel 7.1, die den Mittelwert von μ_x und μ_y in den jeweiligen Teilabbildungen entsprechen, gegen r aufträgt (Abb. 7.3). An die Datenpunkte sind Geraden

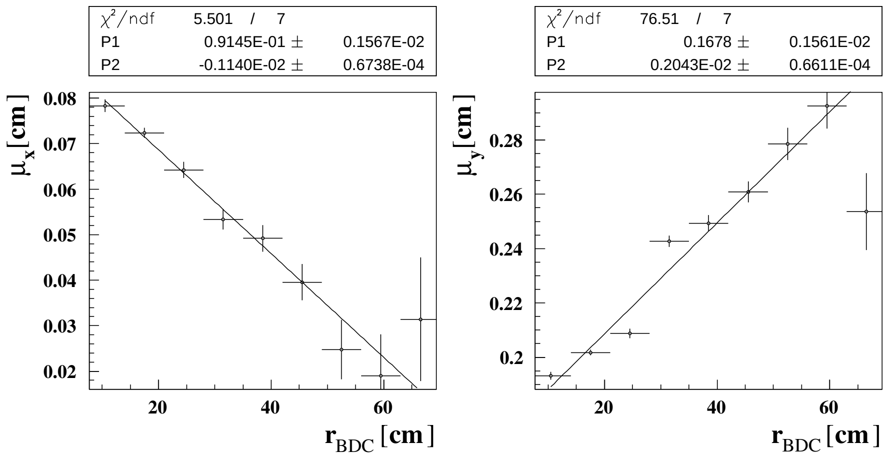


Abbildung 7.3: Anpassungsparameter C aus Abbildung 7.1 als Funktion des Radius. Ebenfalls eingezeichnet sind die Ergebnisse der jeweiligen Anpassungsgeraden der Form $P_1 + r_{\mathrm{BDC}} \cdot P_2$

angepaßt und in der Abbildung eingezeichnet. Die Werte sind:

$$\begin{aligned} \mu_x &= (-0.00114 \pm 0.00007 \cdot r_{\mathrm{BDC}} + 0.091 \pm 0.002)\,\mathrm{cm} \\ \mu_y &= (0.00204 \pm 0.00007 \cdot r_{\mathrm{BDC}} + 0.168 \pm 0.002)\,\mathrm{cm} \quad . \end{aligned} \tag{7.2}$$

Auch dieses Verhalten findet sich nicht in der Simulation wieder. Im Rahmen der Betrachtungen zur BDC-SpaCal-Ausrichtung kann für die Steigung der Geraden nur eine qualitative Erklärung gegeben werden. Sie könnte durch eine windschiefe Anordnung der beiden Detektoren relativ zueinander verursacht werden. Gegen diese Annahme spricht jedoch das Argument, daß der Winkel der daraus resultierenden Verkippung mit 0.02 rad in y-Richtung in einer unrealistischen Größenordnung liegt, da die beiden Detektoren direkt aneinander befestigt sind und ein Spalt dieser Größe nicht entstehen kann. Die Frage nach der Abhängigkeit der systematischen Verschiebung der rekonstruierten Clusterschwepunte in x- und y-Richtung von der r-Koordinate kann somit nicht endgültig geklärt werden.

Der Wert des Achsenabschnitts der Geraden kann direkt mit einer Verschiebung der beiden Detektoren zueinander in Verbindung gebracht werden. Diese Werte stimmen gut mit den Ergebnissen einer Untersuchung überein, die auf der Basis von QED-Compton Ereignissen durchgeführt worden ist und für die relative Verschiebung zwischen der BDC und des SpaCals die Werte $\mu_x = (0.08 \pm 0.015)\,\mathrm{cm}$ und $\mu_y = (0.15 \pm 0.03)\,\mathrm{cm}$ ergeben hat [63].

Obwohl hier also keine befriedigende Antwort nach dem Verlauf der Geraden aus Abbildung 7.3 gefunden wurde, wird mit Hilfe der Werte aus Formel 7.2 eine geometrische Ausrichtung des SpaCals relativ zur BDC durchgeführt (Ortskalibration). Die so kalibrierte Ortsauflösung des SpaCals in radialer Richtung ($\sigma_r(r)$), sowie die Abstandsverteilung in azimutaler Richtung ($r \cdot \sigma_\phi(r)$) sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Zum Vergleich ist ebenfalls die unkalibrierte Abstandsverteilung (aus Abb. 6.2, links und Abb. 6.3, rechts) eingezeichnet.

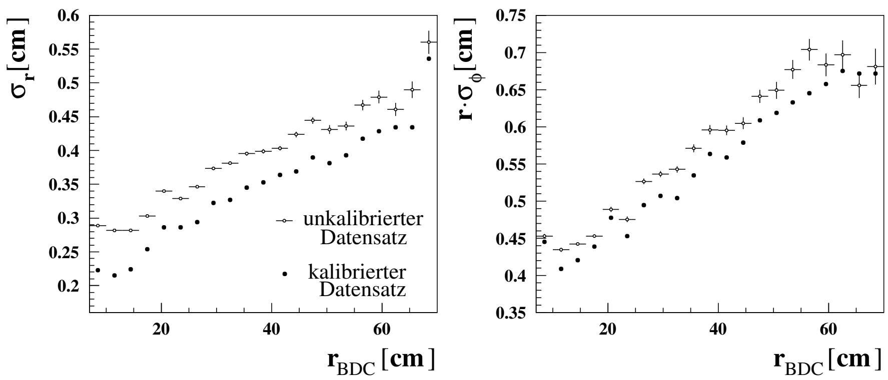


Abbildung 7.4: Vergleich der Breiten der Abstandsverteilungen in radialer- (links) und azimutaler-Richtung (rechts) als Funktion des Radius für den unkalibrierten- und kalibrierten Datensatz. Da jeweils derselbe Datensatz verwendet wird, sind die Fehlerbalken identisch und nur für die erst Kurve eingezeichnet.

Alle folgenden Untersuchungen werden mit dem kalibrierten Datensatz vorgenommen.

Als Ergebnis dieses Abschnittes bleibt festzustellen, daß das SpaCal relativ zur BDC um etwa 0.09° in azimutaler Richtung verdreht und darüberhinaus um etwa 0.09 cm in x- und 0.17 cm in y-Rchtung verschoben ist. Es zeigte sich, daß eine weitere geometrische Fehlausrichtung zwischen den beiden Detektoren besteht, dessen Ursache zwar nicht endgültig gefunden werden konnt, dessen Auswirkungen sich jedoch korrigieren lassen.

7.3 Optimierung der Ortsauflösung

Die im vorigem Kapitel durchgeführte Untersuchung wird dazu verwendet, eine genauere Zuordnung von SpaCal-Cluster und BDC-Spur zu erreichen. Desweiteren ermöglichen sie eine präzise Messung der radialen Komponente der Ortsauflösung des SpaCals.

7.3.1 Variation des W_0-Parameters im CSSystem (W_{0_r}, W_{0_ϕ}-Verfahren)

Im folgenden wird geprüft, ob der zur Zeit verwendete Parameter $W_0 = 4.8$ eine optimale Ortsrekonstruktion gewährleistet. Dazu wird die Ortsauflösung σ_r als Funktion des W_0-Parameters bestimmt. Aus MC-Studien [8] ist bekannt, daß der W_0-Parameter, der eine optimale Ortsrekonstruktion gewährleistet (optimaler W_0-Parameter) eine Funktion des Einschußwinkels der Teilchen auf die SpaCal-Oberfläche ist. In Kapitel 5.2 wurde gezeigt, daß die Punktsymmetrie der auf die SpaCal-Oberfläche projizierten Teilchenschauer mit steigendem Einschußwinkel immer weiter abnimmt. Da sich das logarithmische Gewichtungsverfahren an den Profilen der Teilchenschauer orientiert, ist anzunehmen, daß die Abhängigkeit des optimalen W_0-Parameters vom Einschußwinkel auf die Beobachtung im Zusammenhang mit den Untersuchung zur lateralen Schauerausdehnung (Kapitel 5) zurückzuführen ist. Diese Beobachtungen, daß sich nämlich die lateralen Schauerausdehnungen entlang der X_r- und der

Y_ϕ-Achse des CSSystems voneinander unterscheiden, motiviert dazu, die Rekonstruktion des Clusterschwerpunkts nicht im H1-Koordinatensystem, sondern im CSSystem durchzuführen. Durch die Wahl zweier W_0-Parameter ist es dann individuell möglich, das unterschiedliche Verhalten der lateralen Schauerausdehnungen entlang der X_r- und der Y_ϕ-Achse zu berücksichtigen. Die beiden W_0-Parameter werden im folgenden W_{0_r} und W_{0_ϕ} genannt.

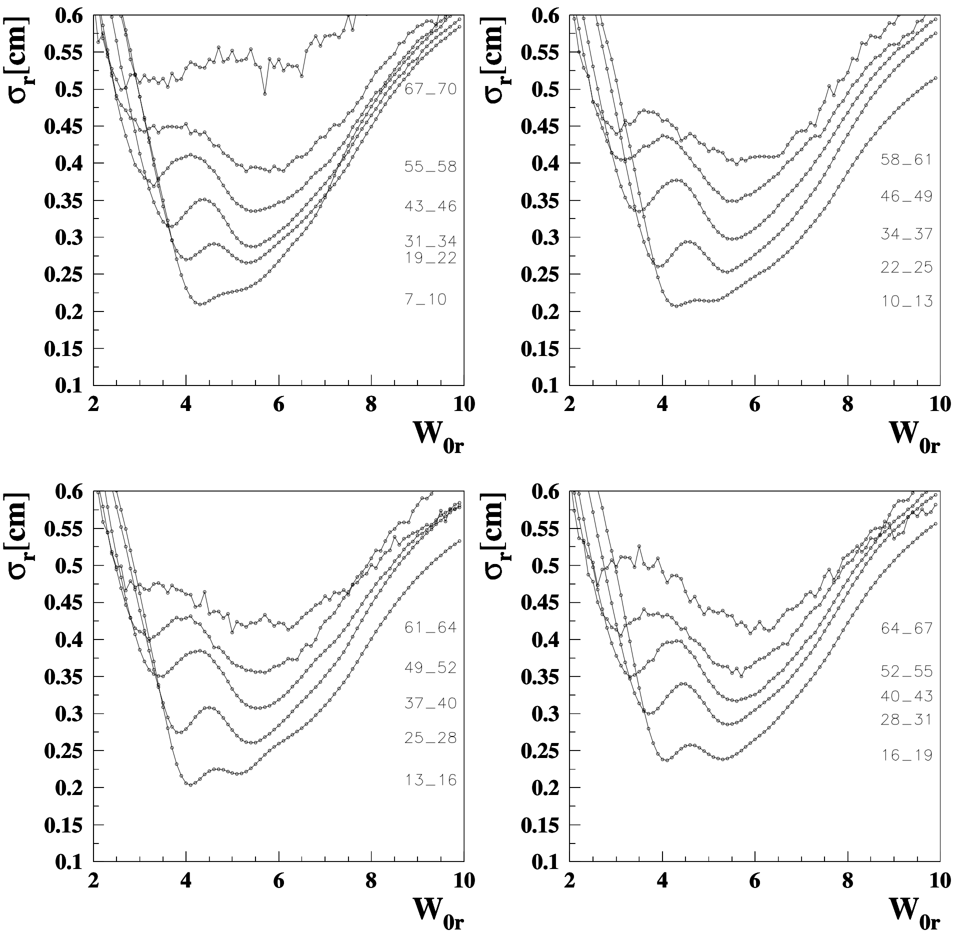


Abbildung 7.5: Radiale Ortsauflösung des SpaCal als Funktion des W_{0_r}-Parameters. Die radialen Bereiche sind in den Einheiten [cm] neben den Graphen in Höhe der jeweiligen Minima eingetragen.

In Abbildung 7.5 und Abbildung 7.6 sind $\sigma_r(W_{0_r})$ und $r \cdot \sigma_\phi(W_{0_\phi})$ für insgesamt 21 verschiedene r_{BDC}-Bereiche dargestellt. Die radialen Bereiche sind dabei rechts neben den Kurven in Höhe der jeweiligen Minima eingetragen. Der jeweils nicht variierte W_0-Parameter wird mit 4.8 konstant gehalten. Die $\sigma_r(W_{0_r})$ Verteilungen weisen zwei lokale Minima auf. Für kleine Einschußwinkel ist das linke Minimum das globale Minimum der jeweiligen Verteilung. Dies ändert sich bei einem r_{BDC}-Wert von etwa 19 cm. Für r_{BDC}-Wert größer 19 cm liegen dann die rechten Minima tiefer. In den $r \cdot \sigma_\phi(W_{0_\phi})$-Verteilungen hingegen sind die beiden Minima

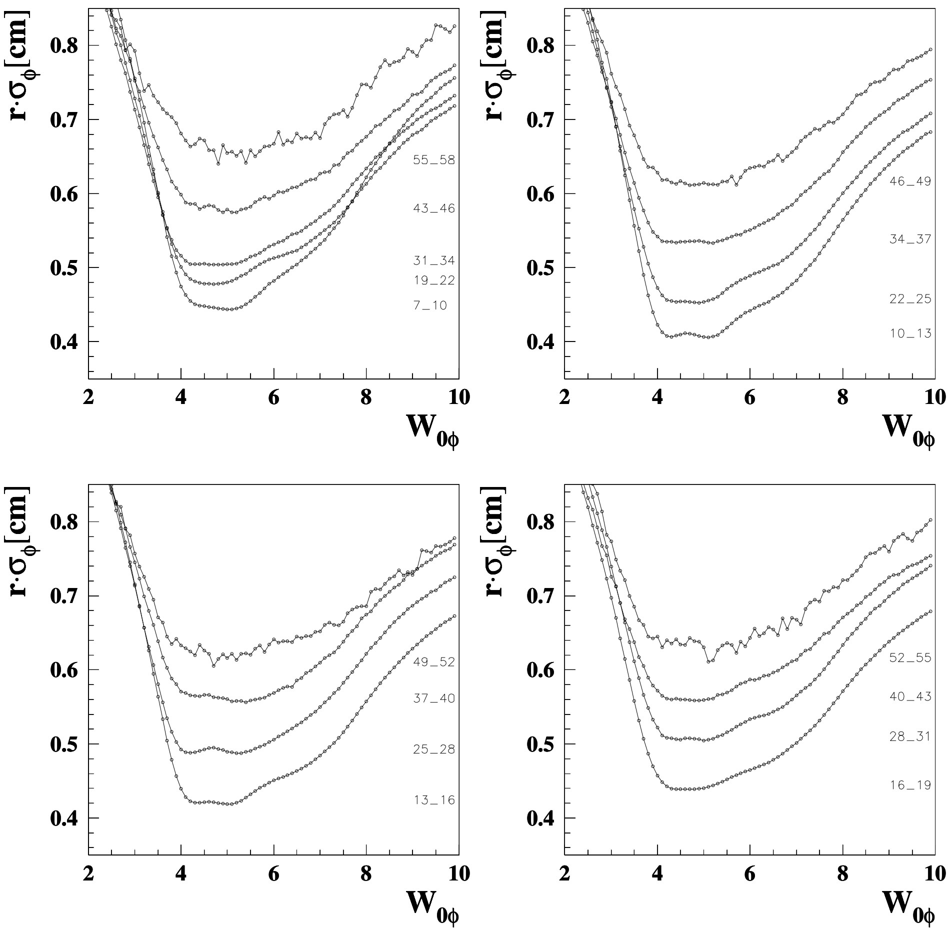


Abbildung 7.6: Azimutale Abstandsverteilung als Funktion des W_{0_ϕ}-Parameters. Die radialen Bereiche sind in den Einheiten [cm] neben den Verteilungen in Höhe der jeweiligen Minima eingetragen. Die Bereiche größer 58 cm sind zur Wahrung der Übersichtlichkeit weggelassen worden.

wesentlich geringer ausgeprägt, so daß von einem breiten Minimum zwischen den $W0_\phi$-Werten von 4 bis 5 gesprochen werden kann. Auf die Ursache des Auftretens zweier Minima wird in Kapitel 7.3.4 eingegangen.

In den MC-Studien [8] wurde ebenfalls die Existenz zweier Minima beobachtet [64]. Da diese Studien jedoch in dem H1-Koordinatensystem und nicht im CSSystem durchgeführt wurden, überlagerten sich die $\sigma_r(W0_r)$- und $r \cdot \sigma_\phi(W0_\phi)$-Verteilungen und daher war das zweite Minimum weniger ausgeprägt. Diesem wurde deshalb keine weitere Aufmerksamkeit geschenkt, was dazu führte, daß sich dort der optimale W_0-Parameter im wesentlichen an der Position des linken Minimums orientiert hat. Diese Wahl verursacht jedoch eine systematische Verschiebung der r-Koordinate des Clusterschwerpunktes zu kleinen Werten (Kapitel 7.3.2). Daher wurde entschieden, den W_0-Parameter auf den konstanten Wert von 4.8 zu setzen [8], welcher 1997 als Standardwert verwendet wurde. Wird der Rekonstruktionsalgorithmus mit dem W_0-Wert von 4.8 durchgeführt, so wird er im folgendem als das aktuelle Gewichtungsverfahren bezeichnet wird.

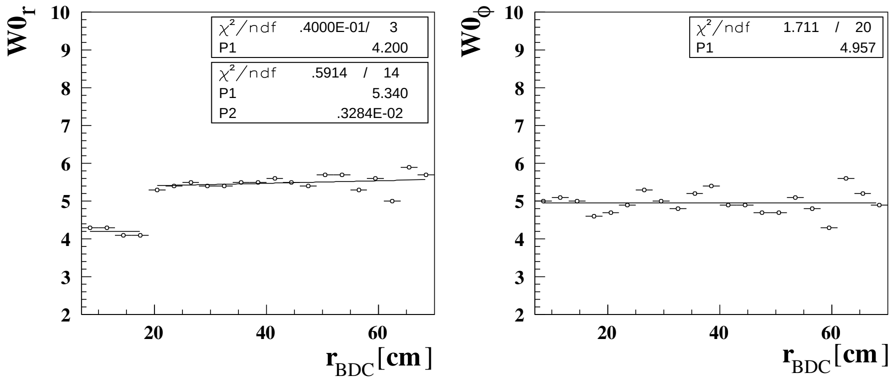


Abbildung 7.7: Links: $W0_r$-Parameter mit dem kleinsten $\sigma_r(W0_r)$ aus Abbildung 7.5 als Funktion des BDC-Radius. An die Bereiche 7 cm bis 21 cm ist eine Konstante (P_1) und an die Bereiche 21 cm bis 67 cm eine Gerade der Form ($P_1 + r \cdot P_2$) angepaßt. Rechts: $W0_r$-Parameter mit dem kleinsten $\sigma_r(W0_\phi)$ aus Abbildung 7.6 als Funktion des BDC-Radius. An den gesamten Bereich wurde eine Konstante angepaßt.

In Abbildung 7.7 ist der $W0_r$- und $W0_\phi$-Parameter mit dem kleinstem σ_r, bzw. $r \cdot \sigma_\phi$ gegen $r_{\rm BDC}$ aufgetragen. Die $W0_r(r_{\rm BDC})$-Verteilung (links) weist bei $r_{\rm BDC} = 19$ cm eine Unstätigkeitsstelle auf. Der radiale Bereich von 7 cm bis 19 cm wird daher durch eine Konstante approximiert und an den Bereich ab 19 cm wird eine Gerade angepaßt. Die $W0_\phi(r_{\rm BDC})$-Verteilung (rechts) schwankt aufgrund der Breite des Minimums der $r \cdot \sigma_\phi(W_{o_\phi})$-Verteilung recht stark, zeigt jedoch keine systematische Abhängigkeit von $r_{\rm BDC}$. Daher wird der gesamte radiale Bereich durch eine Konstante approximiert. Die Werte der so gefundenen optimalen W_0-Parameter sind:

$$\begin{aligned}
W0_r &= 4.2 && \text{für} \quad 7\,\text{cm} \leq r_{\rm BDC} < 19\,\text{cm} \\
W0_r &= 5.3 + 0.003 \cdot r_{\rm BDC} && \text{für} \quad 19\,\text{cm} \leq r_{\rm BDC} < 70\,\text{cm} \\
\\
W0_\phi &= 5 && \text{für} \quad 7\,\text{cm} \leq r_{\rm BDC} \leq 70\,\text{cm}
\end{aligned}$$

Die radiale Ortsauflösung und die azimutale Abstandsverteilung des aktuellen Gewich-

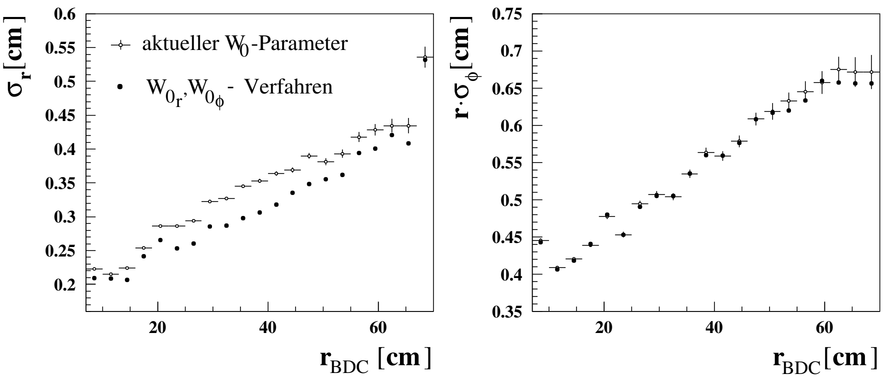


Abbildung 7.8: Radiale Ortsauflösung (links) und azimutale Abstandsverteilung (rechts) als Funktion des Radius mit dem aktuellen W_0-Parameter (4.8) und den im CSS ermittelten W_{0_r}-und W_{0_ϕ}-Parameter.

tungsverfahrens und des hier vorgestellte Verfahrens sind zusammen in Abbildung 7.8 dargestellt. Es wird ersichtlich, daß das Ortsauflösungsvermögen des SpaCals in radiale Richtung signifikant verbessert werden kann. In azimutaler Richtung hingegen liegt der aktuelle W_0-Parameter bereits innerhalb des Minimums der $r \cdot \sigma_\phi(W_{o_\phi})$-Verteilung, so daß keine signifikante Verbesserung erzielt wird.

7.3.2 Systematische Verschiebung

Wie in Kapitel 7.3.1 gezeigt wurde, ist es möglich, durch Variation des W_0-Parameters die aktuelle Ortsauflösung des SpaCals zu optimieren. Bisher wurde jedoch stets nur das Verhalten der Breite σ der jeweils angepaßten Gaußfunktion an die Abstandsverteilungen untersucht. In diesem Abschnitt soll nun der Mittelwert μ in Abhängigkeit von W_{0_r},W_{0_ϕ} und r_{BDC} betrachtet werden. Er gibt Aufschluß darüber, in wie weit der Rekonstruktionsalgorithmus zu einer systematischen Verschiebung des Clusterschwerpunktes führt.

Die folgende Untersuchung wird in dem zuvor eingeführten CSSystem durchgeführt, da zu vermuten ist, daß der Mittelwert μ, ähnlich wie σ, ein unterschiedliches Verhalten in r und ϕ aufweist.

In Abbildung 7.9 und Abbildung 7.10 sind $\mu_r(W_{0_r})$ und $r \cdot \mu_\phi(W_{0_\phi})$ für verschiedene radiale Bereiche dargestellt. Es ist eine mit zunehmendem Radius ansteigende Abhängigkeit des Mittelwertes μ_r von W_{0_r} zu erkennen, jedoch keine signifikante $r \cdot \mu_\phi(W_{0_\phi})$ Abhängigkeit. Der Grund dafür ist folgender: In Kapitel 7.3.4 wird gezeigt, daß je größer der W_0-Parameter ist, umso sensitiver ist das Gewichtungsverfahren auf Zellen mit kleinen Energieeinträgen. D.h., daß, falls die Schauerprojektion einen asymmetrischen Verlauf aufweist, der Clusterschwerpunkt mit steigendem W_0-Parameter in Richtung der flacheren Schauerflanke verschoben wird. Ein Blick auf die lateralen Schauerprofile (Abb. 5.4) zeigt, daß die Y_ϕ-Verteilung symmetrisch ist, während sich bei der asymmetrischen X_r-Verteilung die flachere Flanke auf der Seite der positiven X_r-Werten befindet. Daher wird die r_{emSpaCal}-Clusterkoordinaten mit steigendem W_{0_r}-Parameter zu großen Werten verschoben. Das Schauerprofil von Clustern, die sich am äußeren Rand des SpaCals befinden, zeigen aufgrund der beschränkten transversalen Akzeptanz des SpaCals einen abrupten Abfall der flachen Flanke. Dies führt dazu, daß die $\mu_r(W_{0_r})$-Verteilung für r_{BDC}-Bereiche größer 61 cm ein Maximum durchlaufen (Abb. 7.10 (oben)), denn

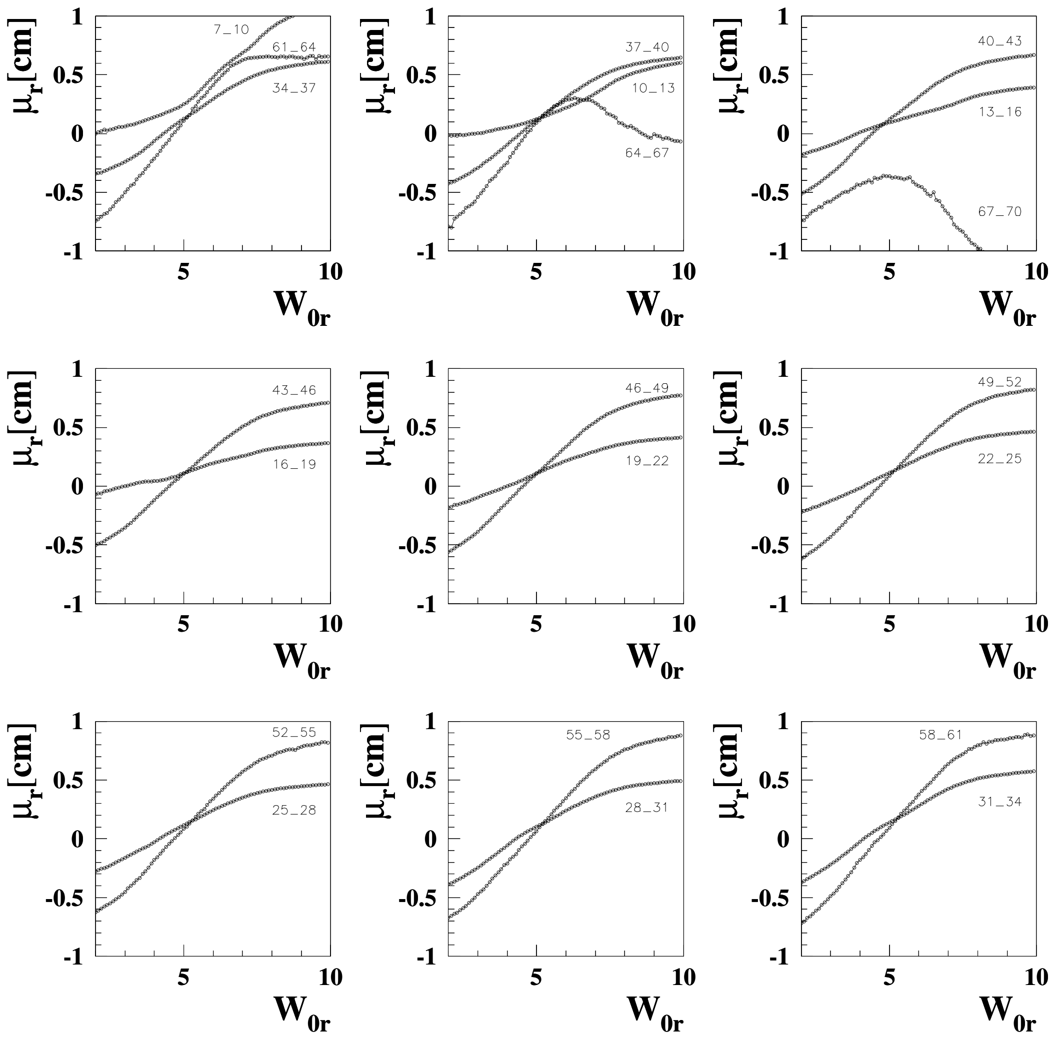


Abbildung 7.9: Mittelwert der Abstandsverteilung in radialer Richtung ($r_{\mathrm{emSpaCal}_{\mathrm{BDC}}} - r_{\mathrm{BDC}}$) als Funktion des W_{0_r}-Parameters. Die radialen Bereiche sind in den Einheiten [cm] in der Nähe der jeweiligen Verteilungen eingetragen. Es besteht eine starke Abhängigkeit des rekonstruierten Clusterschwerpunktes vom W_{0_r}-Parameter, die für steigenden Radius anwächst.

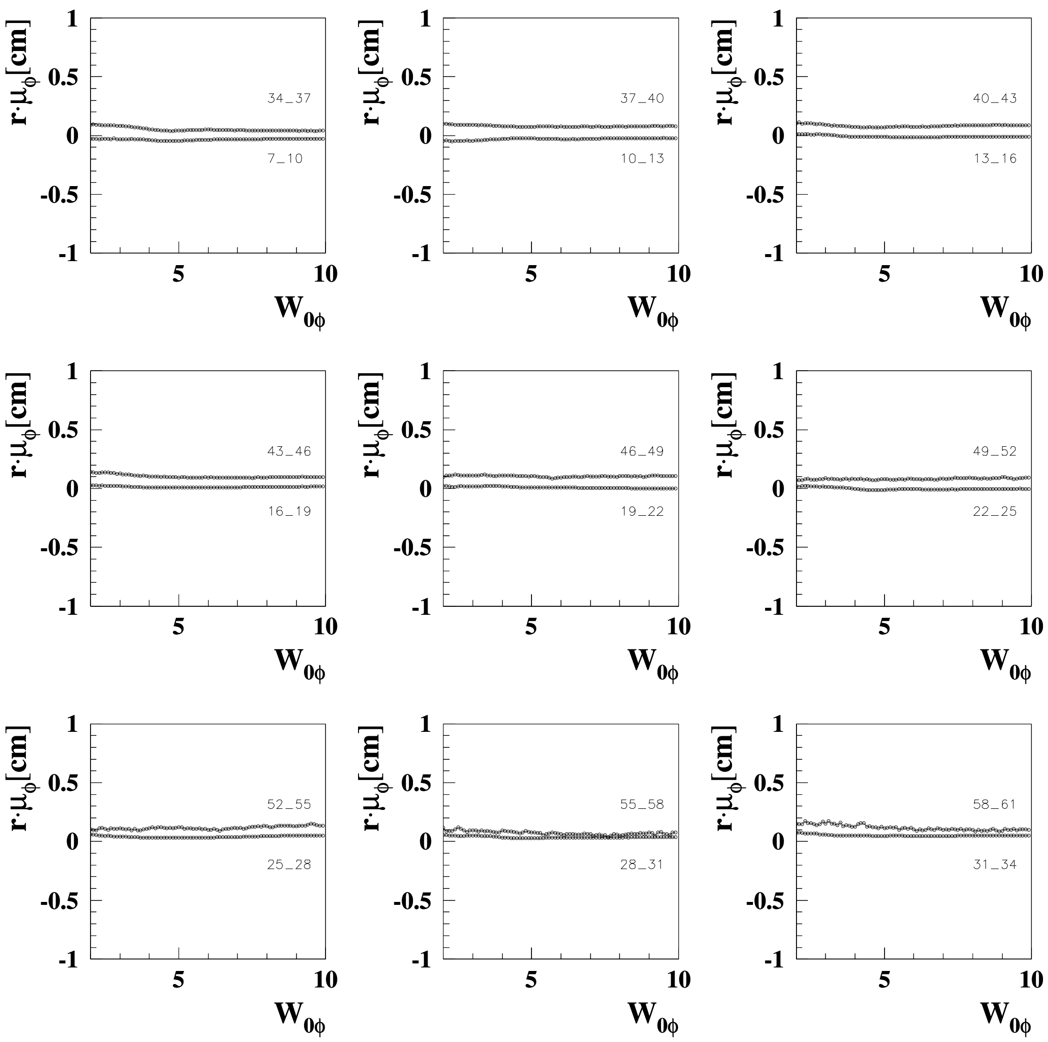


Abbildung 7.10: Mittelwert der Abstandsverteilung in azimutaler Richtung $(r \cdot (\phi_{SpaCal} - \phi_{BDC}))$ als Funktion des W_{0_ϕ}-Parameters. Die radialen Bereiche sind in den Einheiten [cm] in der Nähe der jeweiligen Verteilungen eingetragen. Zur Wahrung der Übersichtlichkeit sind die Bereiche größer 61 cm weggelassen. Es besteht keine systematische Abhängigkeit des Clusterschwerpunktes vom W_{0_ϕ}-Parameter. Der $r \cdot \mu_\phi(r)$ Anstieg ist auf die in Kapitel 7.2 beschriebene Verdrehung der Detektoren zueinander zurückzuführen.

der Clusterschwerpunkt wird mit steigendem W_0-Parameter zunächst in Richtung der flachen Schauerflanke verschoben. Sobald jedoch Zellen mit sehr geringen Energieeinträgen, d.h. Zellen, die sich am Rand des Clusters befinden, im Clusteralgorithmus berücksichtigt werden, kehrt sich die Richtung der systematischen Verschiebung um, da natürlich keine Energieeinträge jenseits der SpaCal-Akzeptanz dem Clusteralgorithmus zu Verfügung stehen.

Um einen minimalen Abstand zwischen dem $\text{SpaCal}_{\text{BDC}}$-Cluster und der BDC-Spur zu erreichen, müssen die systematischen Verschiebungen herauskorrigiert werden. Dazu sind in Abbildung 7.11 die $\mu_r(r)$-Verteilungen der aktuellen Rekonstruktion ($W_0 = 4.8$) und die des

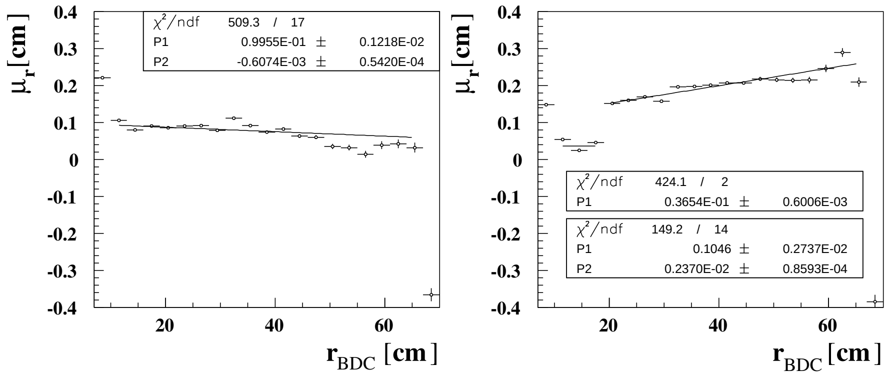


Abbildung 7.11: Links: Systematische Verschiebung des Clusterschwerpunktes in radiale Richtung mit der aktuellen Ortsrekonstruktion (W_0-Parameter = 4.8). An die Daten ist im radialen Bereich von 10 cm bis 67 cm eine Gerade der Form $P_1 + r \cdot P_2$ angepaßt. Rechts: Systematische Verschiebung des Clusterschwerpunktes in radiale Richtung mit dem im CSSystem ermittelten $W0_r$- und $W0_\phi$-Parametern (Abb. 7.7). Im radialen Bereich von 10 cm bis 19 cm ist eine Konstante und im Bereich 19 cm bis 67 cm eine Gerade angepaßt.

$W0_r$,$W0_\phi$-Verfahrens dargestellt. An die Werte der aktuellen Rekonstruktion ist im Bereich von 10 cm bis 67 cm eine Gerade angepaßt. Die Werte des $W0_r$,$W0_\phi$-Verfahrens werden im Bereich von 10 cm bis 19 cm durch eine Konstante und im Bereich von 19 cm bis 67 cm durch eine Gerade approximiert. Die Werte sind:

$$\mu_r(r_{\text{BDC}}) = (0.1 - 0.0006 \cdot r_{\text{BDC}})\,\text{cm} \quad \text{für} \quad 10\,\text{cm} \leq r_{\text{BDC}} \leq 67\,\text{cm} \quad \}W_0 = 4.8$$

$$\left.\begin{array}{lll} \mu_r(r_{\text{BDC}}) = 0.365\,\text{cm} & \text{für} & 10\,\text{cm} \leq r_{\text{BDC}} < 19\,\text{cm} \\ \mu_r(r_{\text{BDC}}) = (0.105 + 0.0024 \cdot r_{\text{BDC}})\,\text{cm} & & 19\,\text{cm} \leq r_{\text{BDC}} \leq 67\,\text{cm} \end{array}\right\} W0_r, W0_\phi$$

7.3.3 Differenzierte Variation des $W0_r$-Parameters ($W0_{rp}$,$W0_{rn}$)

Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, ist das Schauerprofil asymmetrisch bezüglich des Ursprungs der X_r-Achse. Die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes mit nur einem $W0_r$-Parameters kann daher nicht optimal sein. Stattdessen sollte die Rekonstruktion mit Hilfe zweier $W0_r$-Parameter (einer für **p**ositive und einer für **n**egative X_r-Koordinate) zu einer besseren Ortsauflösung führen. Die beiden $W0_r$-Parameter ($W0_{rp}$,$W0_{rn}$) sind dabei jedoch nicht unabhängig voneinander und müssen daher gleichzeitig variiert werden, wie dies in Abbildung 7.12 für eine Auswahl an radialen Bereichen zu sehen ist. Auf der x-Achse ist $W0_{rp}$ und auf der y-Achse $W0_{rn}$ aufgetragen. Die Größe der Quadrate stellt ein Maß für den σ_r-Wert dar. Die Schritt-

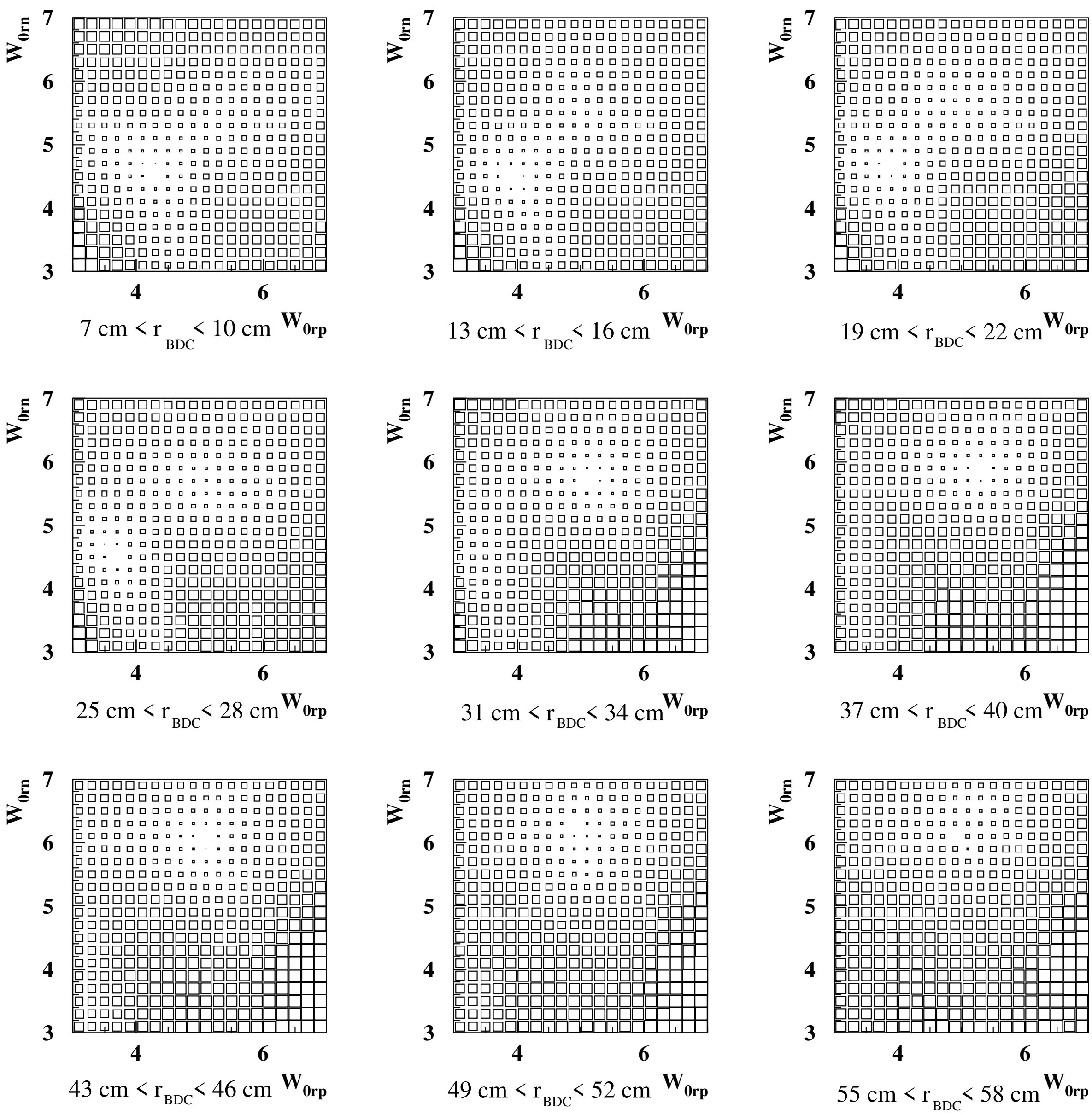


Abbildung 7.12: Gleichzeitige Variation der $W_{0_{rn}}$- und $W_{0_{rp}}$-Parameter für eine Auswahl an radiale Bereiche, die in den Einheiten [cm] unter den jeweiligen Abbildungen eingetragen sind. Die Größe der Quadrate stellt ein Maß für σ_r da.

weite, d.h. der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden $W_{0_{rn}}$-, bzw. $W_{0_{rp}}$-Parametern, beträgt 0.2. Für den W_{0_ϕ}-Parameter wird der in Kapitel 7.3.1 ermittelte Wert von 5 gewählt. Die dort beschriebene Vorgehensweise mit nur einem W_{0_r}-Parameter entspricht der Variation entlang der Hauptdiagonale in Abbildung 7.12, d.h. $\sigma(W_{0_r}) = \sigma(W_{0_{rp}} = W_{0_{rn}})$. Wie in Abbildung 7.5 sind auch hier zwei lokale Minima zu beobachten, wobei sich das globale Minimum außerhalb der Diagonalen befindet und damit die Annahme bestätigt wird, daß die Wahl zweier W_{0_r}-Parameter zu einer besseren Ortsauflösung führt.

Um dies quantitativ zu erfassen, sind in Abbildung 7.13 die $W_{0_{rp}}$- und $W_{0_{rn}}$-Parameter mit dem geringsten σ_r gegen r aufgetragen. Der Verlauf von $W_{0_{rp}}$ und $W_{0_{rn}}$ motiviert zu der

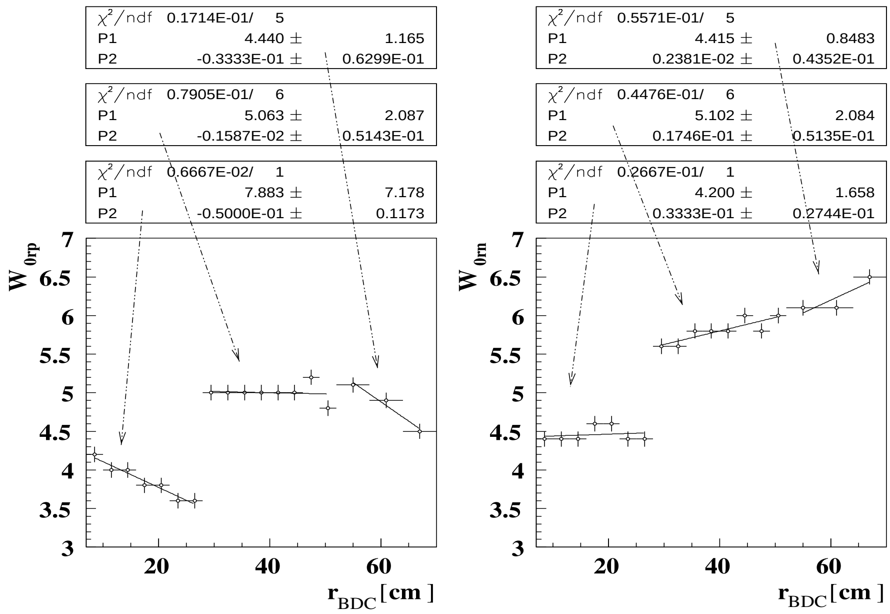


Abbildung 7.13: $W_{0_{rn}}$- und $W_{0_{rp}}$- Parameter mit dem geringsten σ_r als Funktion von $r_{\rm BDC}$. Es sind jeweils 3 Geraden der Form $P_1 + r \cdot P_2$ angepaßt. Die Werte der Anpassungsfunktion sind oberhalb der Abbildungen zu sehen. Als Fehlerbalken sind die halben Schrittweiten eingetragen.

Wahl jeweils dreier unabhängiger Anpassungsgeraden für die Bereiche $7\,\text{cm} \le r_{\rm BDC} < 28\,\text{cm}$, $28\,\text{cm} \le r_{\rm BDC} < 52\,\text{cm}$ und $52\,\text{cm} \le r_{\rm BDC} \le 80\,\text{cm}$. Mit den so gewonnenen Werten wird $\sigma_r(W_{0_{rp}}, W_{0_{rn}})$ ermittelt und in Abbildung 7.14 dargestellt. Zum Vergleich sind in der Abbildung ebenfalls die $\sigma_r(W_{0_r})$ Werte eingetragen, die mit nur einem W_{0_r}-Parameter ermittelt wurden (Kapitel 7.3.1). Die angestrebte „deutliche" Verbesserung der Ortsauflösung für große Einschußwinkel durch genauere Parametrisierung der Schauerausdehnung entlang der X_r-Achse konnte mit der in diesem Kapitel vorgestellten Methode nicht erreicht werden. Stattdessen treten die besten Ergebnisse im radialen Bereich von 19 cm auf. Dieser Wertebereich ist dadurch ausgezeichnet, daß hier, bei der Methode mit nur einem W_{0_r}-Parameter, der Übergang vom kleinen zum großen W_{0_r}-Parameter stattfindet. Die hier vorgestellte Methode ist also zumindest in der Lage, dem Phänomen des Auftretens zweier Minima besser Rechnung zu tragen.

In Abbildung 7.15 ist $\mu_r(W_{0_{rp}}, W_{0_{rn}})$ gegen $r_{\rm BDC}$ aufgetragen. Es ist eine starke Abhängigkeit der systematischen Verschiebung vom Einschußwinkel zu erkennen, die jedoch sehr gut

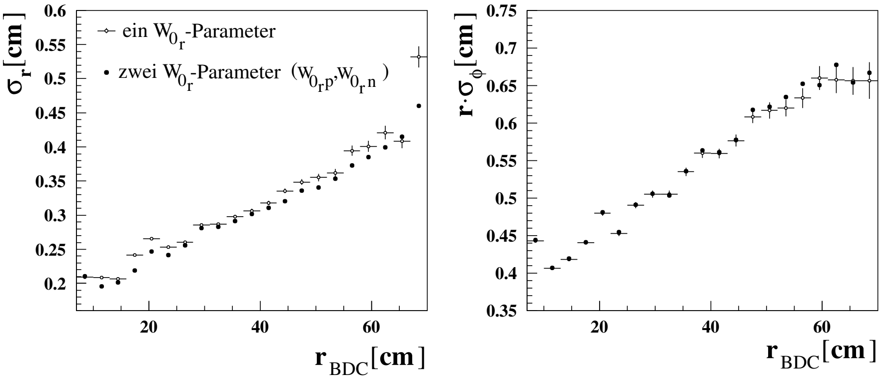


Abbildung 7.14: Links: Vergleich der Ortsauflösung in radialer Richtung der Methode aus Kapitel 7.3.1 bei Verwendung nur eines W_{0_r}-Parameters mit der in diesem Kapitel beschriebenen Methode. Es wird eine kleine Verbesserung der Ortsauflösung für den gesamten Bereich erzielt. Rechts: Vergleich der beiden Abstandsverteilungen in azimutaler Richtung. Da bei beiden Methoden der gleiche W_{0_ϕ} Parameter verwendet wird, ist keine Abweichung zwischen den Werten zu erwarten und wird auch nicht beobachtet.

durch die eingezeichneten Geraden erfaßt werden kann.

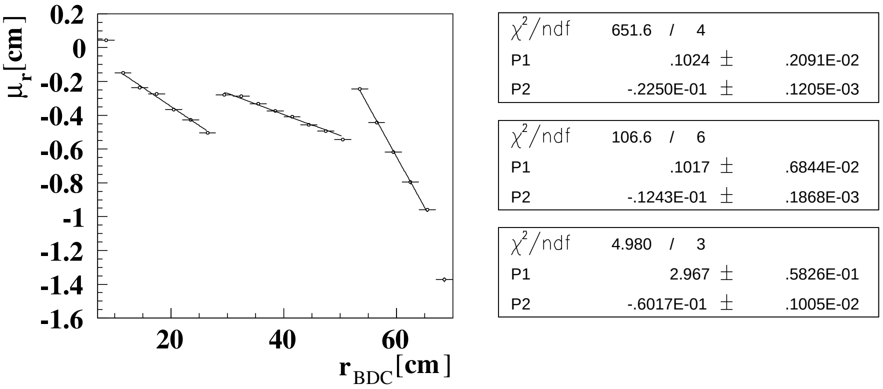


Abbildung 7.15: Systematische Verschiebung als Funktion von r_{BDC}. An die drei Bereiche sind Geraden der Form $P_1 + r \cdot P_2$ angepaßt. Die Ergebnisse sind rechts eingetragen.

Um die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Verbesserungen der relativen Ortskalibration der BDC und des SpaCals zusammen mit den Erfolgen der Optimierungen des Clusteralgorithmusses aufzuzeigen, sind in Abbildung 7.16 die Ortsauflösungen in radialer Richtung als Funktion des BDC-Radius, als Funktion der rekonstruierten Energie und die Abstandsverteilung in azimutaler Richtung als Funktion des BDC-Radius dargestellt. Die oberen Verteilungen (alt) zeigen jeweils den unkalibrierten Datensatz, bei dem der Clusterschwerpunkt mit Hilfe eines W_0-Parameters von 4.8 rekonstruiert worden ist, was der H1-Standardmethode entspricht. Die unteren Verteilungen (neu) zeigen die erzielten Verbesserungen. An die untere $\sigma_r(r_{\mathrm{BDC}})$-Verteilung ist im Bereich von 10 cm bis 63 cm eine Gerade angepaßt. Die Werte sind

$$\sigma_r = (0.147 \pm 0.001)\,\mathrm{cm} + (0.00408 \pm 0.00004) \cdot r_{\mathrm{BDC}}\,[\mathrm{cm}]\,.$$

An die untere $\sigma_r(E_{\mathrm{SpaCal}})$-Verteilung ist eine Funktion der Form $P_2 + P_1/\sqrt{E}$ angepaßt. Die

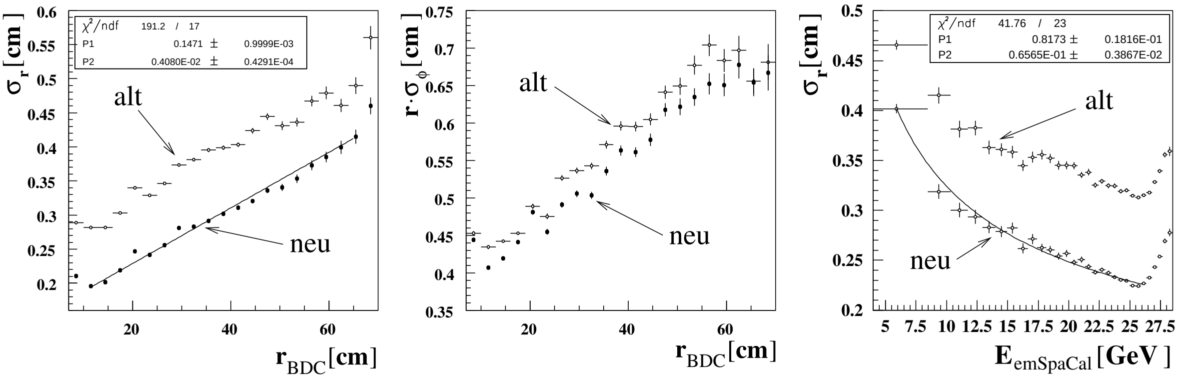


Abbildung 7.16: Ortsauflösung in radialer Richtung als Funktion des BDC-Radius (links), als Funktion der rekonstruierten Energie (rechts) und die Abstandsverteilung in azimutaler Richtung (Mitte) als Funktion des BDC-Radius für das aktuelle Gewichtungsverfahren ($W_0 = 4.8$) mit dem unkalibrierten Datensatz (alt) und das in diesem Kapitel vorgestellte Gewichtungsverfahren mit dem kalibrierten Datensatz (neu). An die $\sigma_r(r_{\mathrm{BDC}})$-Verteilung des optimierten Datensatzes ist im Bereich von 7 cm bis 63 cm eine Gerade angepaßt und an die $\sigma_r(E_{\mathrm{SpaCal}})$-Verteilung ist im Bereich 4 GeV bis 26.5 GeV eine Funktion der Form $P_2 + P_1/\sqrt{E}$ angepaßt.

Werte der Anpassungsfunktion sind:

$$\sigma_r = (0.066 \pm 0.004)\,\mathrm{cm} + \frac{(0.82 \pm 0.02)\,\mathrm{cm}}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}}\,.$$

Aus der Abbildung wird desweiteren ersichtlich, daß im Bereich hoher Positronenergie eine größere relative Verbesserung erzielt wurde als für kleine Energien. Dies weist darauf hin, daß der optimale W_0-Parameter energieabhängig ist.

Eine präzise Bestimmung der Ortsauflösung des SpaCals in azimutaler Richtung ist aufgrund der schlechten Ortsauflösung der BDC in diese Richtung nicht möglich. Dennoch kann mit Hilfe der Studien der lateralen Schauerausdehnungen dahingehend argumentiert werden, daß die Ortsauflösung in azimutaler Richtung unabhängig vom Einschußwinkel sein sollte, da auch das laterale Schauerprofil in dieser Richtung nicht vom Einschußwinkel beeinflußt wird. Somit sollte die Ortsauflösung in azimutaler Richtung der radialen Ortsauflösung für kleine Einschußwinkel entsprechen:

$$r \cdot \sigma_\phi \approx 0.2\,\mathrm{cm}\,.$$

7.3.4 Das zweite Minimum der $\sigma_r(W_0)$ Graphen

Bei der Variation des W_0-Parameters (Kapitel 7.3) wurde für die Ortsauflösung ein Verlauf mit zwei lokalen Minima beobachtet. Um dafür eine Erklärung finden zu können, soll im folgenden der Einfluß des W_0-Parameters auf den Rekonstruktionsalgorithmus untersucht werden.

In Kapitel 3.4.2 wurde bereits kurz auf die logarithmische Gewichtungsmethode eingegangen. Dort wurde gesagt, daß ihr das Modell einer exponentiellen Schauerform zugrunde liegt. Der Abbildung 5.4 kann jedoch entnommen werden, daß die Projektion des Schauers auf die SpaCal-Oberfläche deutliche Abweichungen von dem idealisierten Modell aufweist. Im folgenden wird gezeigt, daß diese Abweichung verantwortlich für das Auftreten des zweiten Minimums ist.

Die Gewichtungsfunktion

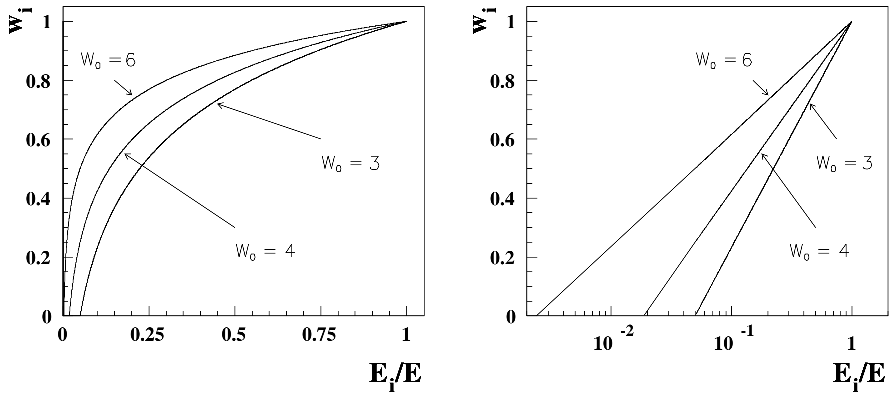


Abbildung 7.17: Verlauf der Gewichtungsfunktion (w_i) für drei verschiedene W_0-Parameter. In der rechten Abbildung wurde die x-Achse zur besseren Einsicht des Achsenabschnittes logarithmisch gewählt.

Abbildung 7.17 zeigt den Verlauf der Gewichtungsfunktion $w_i(E_i/E)$ für drei verschiedene W_0-Parameter. Um die Kurven besser miteinander vergleichen zu können, sind die $w_i(1)$ auf 1 normiert, was keinen Einfluß auf die Ortsrekonstruktion hat, denn:

$$x_{log} = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i} = \frac{\sum_i x_i \frac{w_i}{W_0}}{\sum_i \frac{w_i}{W_0}}$$

wobei x_{log} der Clusterschwerpunkt und x_i die Zellkoordinaten sind.
Aus der Abbildung wird ersichtlich, daß die Variation des W_0- Parameters das Gewichtungsverfahren auf zwei unterschiedliche Arten beeinflußt:

1. Änderung der relativen Gewichtung zweier Zellpositionen, was durch den Verlauf der Kurve bestimmt wird.

2. Anzahl der zur Gewichtung beitragenden Zellen, was durch den Achsenabschnitt der Kurve bestimmt wird.

Beispielsweise wird eine Zelle mit einem Energieanteil von 0.25 bei einem W_0-Parameter von 6 mit einem Faktor 0.75 gewichtet und eine Zelle mit einem Energieanteil von 0.75 mit einem Faktor 0.95. Für einen W_0-Parameter von 3 ist der Gewichtungsfaktor der Zelle mit der geringeren Energie um 0.25 auf 0.5 gesunken, wobei der Gewichtungsfaktor der Zelle mit höherer Energie nur um 0.05 auf 0.9 gesunken ist. D.h. mit kleiner werdendem W_0-Parameter sinken die w_i der Zellen mit geringerer Energie sehr viel stärker, als die w_i der Zellen mit hoher Energie. Gleichzeitig werden immer mehr Zellen mit einem Faktor 0 gewichtet, was natürlich bedeutet, daß sie nicht zur Rekonstruktion des Clusterschwerpunktes verwendet werden.
Das Optimierungskriterium ($\sigma_r(W_0)$) ist also eigentlich von zwei Variablen abhängig:

$$G = \text{relative Zell-}\mathbf{G}\text{ewichtung}$$
$$A = \mathbf{A}\text{nzahl der gewichteten Zellen.}$$

$$\Rightarrow \sigma_r(W_0) = \sigma_r(G(W_0), A(W_0))$$

Es sei nun

$$\sigma_r(G({W_0}^1) = \min$$

und

$$\sigma_r(A({W_0}^2) = \min \ .$$

Für

$${W_0}^1 \neq {W_0}^2$$

ist es dann möglich, daß $\sigma_r(G(W_0), A(W_0))$ zwei lokale Minima durchläuft.

Um die hier aufgestellte These untermauern zu können, muß eine Methode gefunden werden, die beiden Variablen unabhängig voneinander zu variieren.

Der Exponent

Durch Hinzufügen eines Exponenten an die Gewichtungsfunktion ist es möglich, eine der beiden Variablen des Optimierungskriteriums ($\sigma_r(G, A)$) konstant zu halten.

$$w_i = \max(0, W_0 + \ln(E_i / \sum_i E_i)) \qquad \Rightarrow \qquad w_i = \max(0, W_0 + \ln(E_i / \sum_i E_i))^\alpha$$

Die Variation des Exponenten hat nämlich lediglich Einfluß auf die relative Gewichtung der Zellkoordinaten (G) (Abb. 7.18).

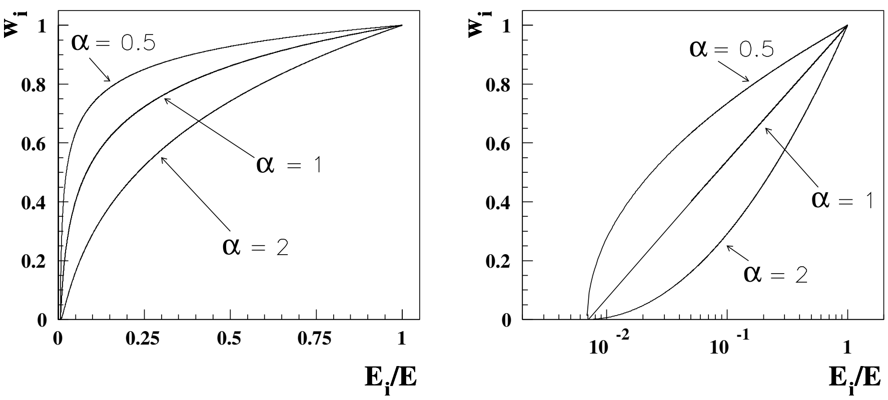


Abbildung 7.18: Verlauf der Gewichtungsfunktion für verschiedene α-Parameter. Dieser Parameter hat keinen Einfluß auf den Achsenabschnitt.

Bei gleichzeitiger Variation des W_0- und des α-Parameters sollte dann $\sigma_r(W_0, \alpha)$ ein globales Minimum ($\sigma_r({W_0}^*, \alpha^*)$) aufweisen, das tiefer liegt als das $\sigma_r(W_0)$- Minimum. Desweiteren sollten $\sigma_r(W_0, \alpha^*)$ und $\sigma_r({W_0}^*, \alpha)$ jeweils nur ein Minimum durchlaufen.

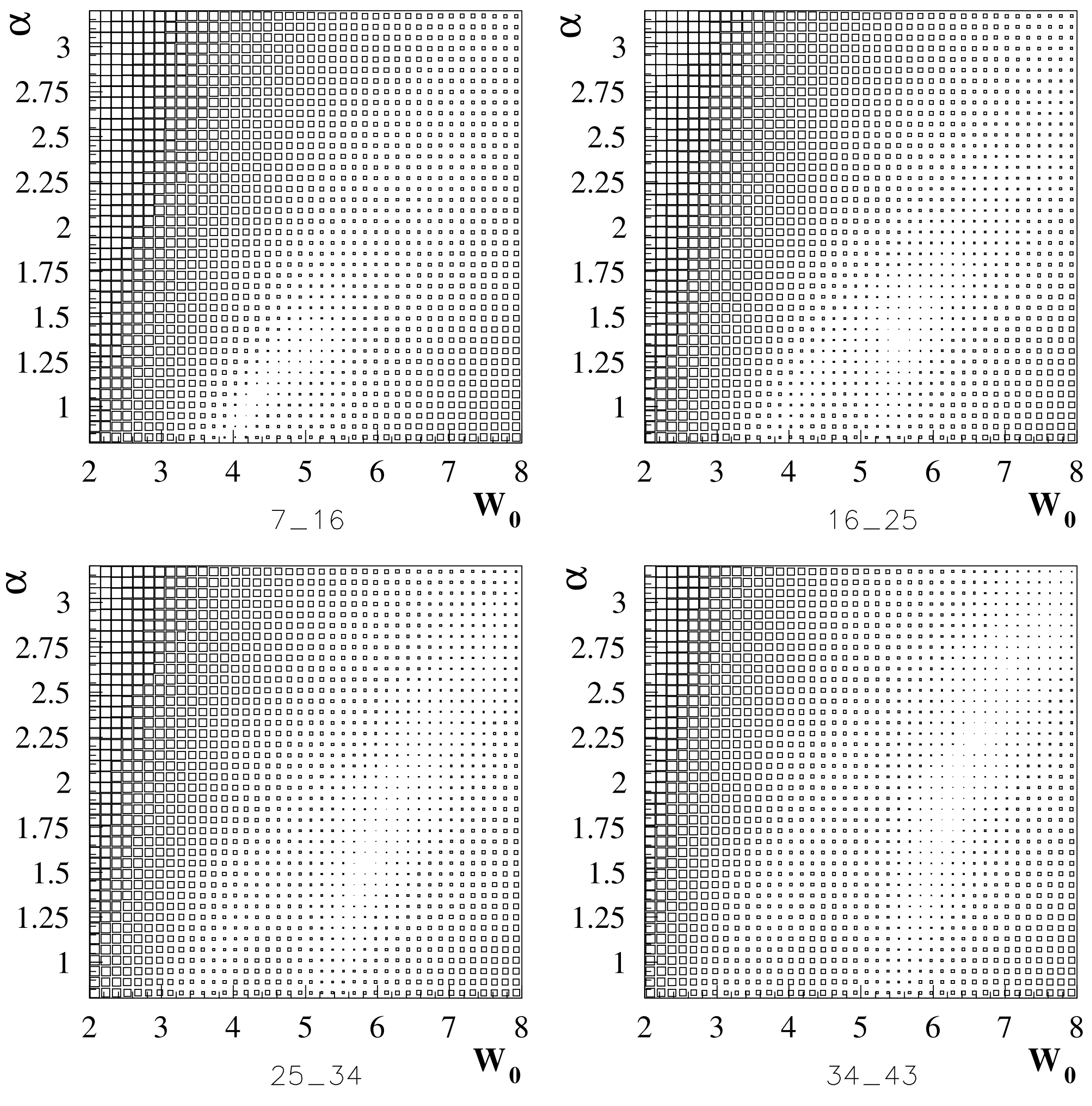


Abbildung 7.19: σ_r als Funktion von W_0 und exp für verschiedene radiale Bereiche (r_{BDC}), die in den Einheiten [cm] unter den jeweiligen Abbildungen eingetragen sind.

Alle drei Forderungen werden durch Abbildung 7.19 bestätigt. Hier ist σ_r gegen W_0 und exp für verschiedene radiale Bereiche aufgetragen. Für den Verlauf von $\sigma_r(W_0, \alpha = 1)$ sind ab r_{BDC} =16 cm die beiden Minima zu erkennen. Die Verläufe von $\sigma_r(W_0, \alpha^*)$ und $\sigma_r(W_0{}^*, \alpha)$ weisen, wie gefordert, nur ein Minimum auf.

Desweiteren kann der Abbildung entnommen werden, daß der α-Parameter für steigende Radien immer weiter von dem Wert 1, der von dem Modell der exponentiellen Schauerausbreitung gefordert wird, abweicht. Das heißt also, daß dieses Modell für steigenden Einschußwinkel die Wirklichkeit immer weniger zu beschreiben vermag, was aber bereits in Kapitel 5 gezeigt wurde.

Wie im vorigen Kapitel, so wurde auch hier eine Methode vorgestellt, die in der Lage ist, das laterale Schauerprofil besser zu parametrisieren und damit eine genauere Ortsrekonstruktion zu ermöglichen. Da jedoch der Erfolg dieser Methode vergleichbar mit der zuvor beschriebenen Methode ist, wird auf eine Quantifizierung verzichtet.

Kapitel 8

Bestimmung der Energiedeposition von Hadronen im SpaCal

In diesem Kapitel wird die Energiedeposition von Hadronen im SpaCal untersucht. Dazu werden zu Beginn die Energiespektren der experimentell ermittelten Daten qualitativ mit denen der Simulationen verglichen. Anschließend werden Parameter eingeführt, die den quantitativen Vergleich der Energiespektren ermöglichen. Dabei werden sich teilweise erhebliche Abweichungen zwischen den Energiespektren der Messung und der Simulation zeigen, auf die in den darauf folgenden Unterkapiteln näher eingegangen wird. Abschließend werden die Effekte beschrieben und diskutiert, die einen systematischen Einfluß auf die Messung nehmen.

8.1 Energiespektren von Pionen im SpaCal

In Kapitel 4.5 wurden die Auswahlkriterien des hier verwendeten Datensatzes beschrieben. Diese Selektionskriterien sind ausreichend, solange nur das elektromagnetische SpaCal betrachtet wird. Fließen in die Ergebnisse Informationen des hadronischen SpaCals ein, d.h. ist das (em+had)SpaCal Gegenstand der Untersuchung, so werden zusätzlich folgende Schnitte angebracht:

- Der Abstand der $\mathrm{BDC}^{\mathrm{n}}_{\mathrm{hadSpaCal}}$-Spur zum äußeren Rand des SpaCals muß größer als 12 cm sein, damit transversale Leckverluste vernachlässigt werden können (siehe Abb.5.5).
- Wenn Energie im hadSpaCal gemessen wurde, dann dürfen die radialen und azimutalen Abstände $(r \cdot \Delta\phi)$ zwischen der $\mathrm{CTD}_{\mathrm{hadSpaCal}}$-Spur und dem $\mathrm{hadSpaCal}^{\mathrm{n}}$-Cluster nicht größer als 20 cm sein (siehe Abb. 6.5).

Solange der hadronische Teil allein Gegenstand der Betrachtung ist, soll sein Ansprechverhalten nur gegenüber solchen Pionen untersucht werden, die nicht bereits im emSpaCal aufgeschauert sind, ihre Energie dort also nur als mips deponiert haben. Dies erfordert folgende zusätzliche Schnitte:

- Die rekonstruierte Energie $\mathrm{emSpaCal}^{\mathrm{n}}$-Cluster soll kleiner als 0.6 GeV sein ($\approx$Maximale mip-Energie, Abb. 8.1).

- In einem Radius von 30 cm um den emSpaCal$^{\rm n}$-Cluster soll sich kein weiterer Cluster befinden, da ein mip seine Energie fast ausschließlich in nur einem isolierten Cluster deponiert.

- Die radialen und azimutalen Abstände zwischen der $\rm CTD_{hadSpaCal}$-Spur und dem hadSpaCal$^{\rm n}$-Cluster müssen kleiner 10 cm sein (siehe Abb. 6.5).

- Der Abstand zwischen dem emSpaCal-Cluster und der $\rm CTD^{n}_{emSpaCal}$-Spur darf in radialer Richtung den Wert von 4 cm und in azimutaler Richtung den Wert von 2 cm nicht überschreiten (siehe Abb. 6.5).

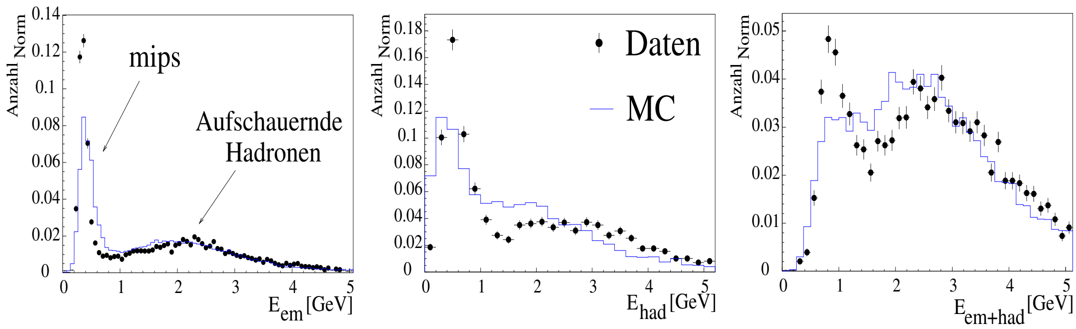


Abbildung 8.1: Energiespektrum von 4 GeV bis 5 GeV Pionen für das emSpaCal, das hadSpaCal und für das (em+had)SpaCal. Die Histogramme sind jeweils auf die Summe der Energieeinträge normiert. Die Vergleiche zwischen den Daten und der Simulation weisen teilweise starke Diskrepanzen bezüglich der mip- und der Schauerregionen auf. Lediglich das Spektrum des emSpaCal im Bereich der aufschauernden Hadronen zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation.

In Abbildung 8.1 sind die Verteilungen der rekonstruierten Energien von Pionen mit einer Energie zwischen 4 GeV und 5 GeV im emSpaCal, im hadSpaCal und im (em+had)SpaCal dargestellt. In der Abbildung sind deutlich die Energieregionen zu erkennen, die vornehmlich von mips, bzw. von aufschauernden Teilchen bevölkert werden. Eine qualitative Übereinstimmung der Daten mit der Monte Carlo Simulation (MC) ist jedoch nur für den Bereich der aufschauernden Teilchen im emSpaCal gegeben.

8.1.1 Parameter zur quantitativen Beschreibung der Energiespektren

Um quantitative Aussagen über die Energiespektren machen zu können, werden an die Verteilungen Funktionen angepaßt, die sich additiv aus einer Landauverteilung (Kapitel 2.1) und einer Gaußverteilung zusammensetzen. Die Landauverteilung beschreibt dabei die Verteilungen der rekonstruierten mip-Energien und die Gaußverteilung die der aufschauernden Pionen. In Abbildung 8.2 ist der Verlauf einer solchen Funktion zusammen mit den im folgenden benutzten Anpassungsparametern dargestellt. Der Parameter $\sigma_{\rm Landau}$ entspricht dabei der reziproken Konstanten R aus Formel 2.2.

Aufgrund der Asymmetrie der Landaufunktion ist ihr Maximum nicht gleich ihrem Mittelwert $<E_{\rm L}>$. Dieser berechnet sich aus

$$< E_{\rm L} >= \frac{\int_0^\infty \mathrm{Landau} \cdot E \cdot \mathrm{d}E}{\int_0^\infty \mathrm{Landau} \cdot \mathrm{d}E} \quad > \mathrm{Max.(Landau)}$$

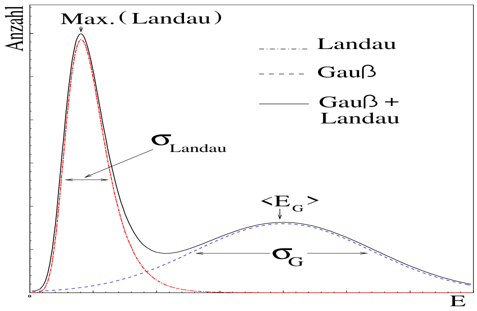


Abbildung 8.2: Verlauf der Anpassungsfunktion. Sie setzt sich additiv aus einer Landaufunktion und einer Gaußfunktion zusammen.

und ist stets größer als das Maximum.

Zum Vergleich der Inhalte der mip- und der Schauer-Bereiche, soll im folgenden die Variable

$$\Lambda = \frac{\sum_0^\infty \text{Energie} - \int_0^\infty \text{Landau} \cdot \mathrm{d}E}{\sum_0^\infty \text{Energie}} \approx 1 - \exp(-\frac{aL}{\lambda_\pi})$$

dienen. $\sum_0^\infty$ Energie ist dabei die Summe über alle Energieeinträge in den jeweiligen Histogrammen. Der Parameter Λ beschreibt somit das Verhältnis der aufschauernden Teilchen zur Gesamtzahl aller Teilchen. Da sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen SpaCal das Verhältnis aus aktiver Länge (aL) zur Wechselwirkungslänge (λ_π) ca. 1 beträgt, wird für Λ etwa der Wert von 0.63 erwartet. Λ ist jedoch mit einem systematischen Fehler behaftet. Da das Ortsauflösungsvermögen des SpaCals unterschiedlich für mips und aufschauernde Pionen ist, ist Λ sensitiv auf die Schnitte der $\text{CTD}_{\text{SpaCal}}$ – SpaCal Abstandsverteilungen. Dieser systematische Fehler muß aber erst dann berücksichtigt werden, wenn zwei Datensätze miteinander verglichen werden, die unterschiedlichen Selektionskriterien unterzogen worden sind.

Um zu verdeutlichen, daß die gewählte Anpassungsfunktion gut geeignet ist, die Spektren der rekonstruierten Energie zu beschreiben, sind in Abbildung 8.3 die Energiespektren der Pionen (mit einer Energie zwischen 5 GeV und 6 GeV) zusammen mit den angepaßten Funktionen dargestellt. Für die Anpassung werden nur Ereignisse berücksichtigt, deren Energie weniger als eine Standardabweichung oberhalb des Mittelwertes der Gaußfunktion liegen, um die nicht gaußförmigen Ausläufer zu hohen Energien, unberücksichtigt zu lassen.

8.1.2 Das elektromagnetische SpaCal

Die Parameter der Anpassungs-Funktionen sollen nun für verschiedene Energiebereiche sowie zwischen Daten und Simulation miteinander verglichen werden. Dies ist in Abbildung 8.4 für das elektromagnetische SpaCal dargestellt.

$<E_G>$ Im Bereich von 2 GeV bis 7 GeV besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Teilchenenergie und der im Mittel im emSpaCal deponierten Energie der aufschauernden Pionen. Die Abweichung von der Linearität ab 7 GeV wird vermutlich durch longitudinale Leckverluste verursacht. Dieser Einfluß auf die Energiedeposition ist nichtlinear und wird mit steigender Energie immer größer.

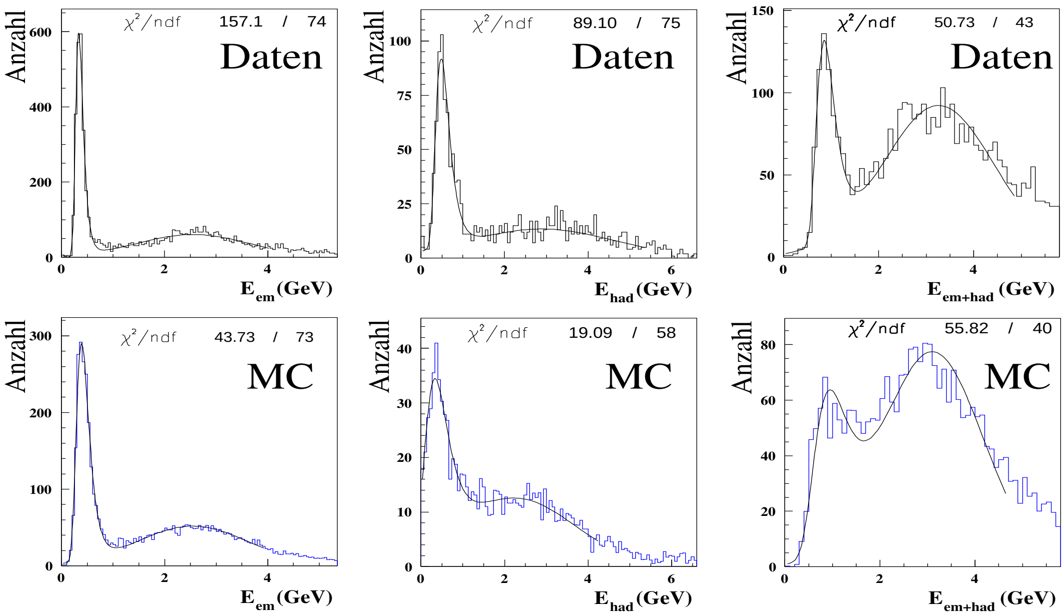


Abbildung 8.3: Verteilungen der rekonstruierten Energie von Pionen im Energiebereich von 5 GeV bis 6 GeV für das emSpaCal (links), das hadSpaCal (Mitte) und das (em+had)SpaCal (rechts) für die Daten (oben) und die Simulation (unten). An die Energieverteilungen sind Funktionen der Form Landaufunktion+Gaußfunktion angepaßt.

Der Vergleich zwischen Daten und MC bestätigt die zuvor gemachten qualitative Beobachtung, daß die Energiedeposition der Daten im Bereich der aufschauernden Pionen gut von der Simulation beschrieben wird. Auch das Verhalten ab 7 GeV wird von der Simulation wiedergegeben.

$\boldsymbol{\sigma_{\mathrm{G}}/<E>}$ Die Energieauflösung eines kompensierenden Hadronkalorimeters mit vernachlässigbaren Leckverlusten ist in guter Näherung umgekehrt proportional zur Wurzel der Teilchenenergie $\left(\sigma_{\mathrm{G}}/<E>\sim 1/\sqrt{E}\right)$ (siehe Kapitel 2.2.2). Wie aus der Abbildung ersichtlich, kann der funktionale Zusammenhang zwischen der Energieauflösung des emSpaCals und der Teilchenenergie nicht durch $\frac{1}{\sqrt{E}}$ beschrieben werden. Für das abweichende Verhalten sind die folgenden Faktoren verantwortlich:

- Wie zuvor erwähnt, können die longitudinalen Leckverluste nicht vernachlässigt werden.
- Mit steigender Teilchenenergie wächst der Energieanteil, der in der inhomogenen Struktur im Bereich der Bündel (vergl. Abbildung 3.4) deponiert wird. Da Inhomogenitäten auch immer zu Fluktuationen der Energiedeposition führen, tragen sie zur Verschlechterung der Energieauflösung bei.
- Der elektromagnetische Teil des SpaCals ist nicht kompensierend.

Diese drei Faktoren führen dazu, daß die $\sigma_{\mathrm{G}}/<E>(E_{\mathrm{CTD}})$-Verteilung keiner einfachen Gesetzmäßigkeit gehorcht. Um dennoch quantitative Aussagen treffen zu können, wird die Verteilung durch eine Konstante approximiert.

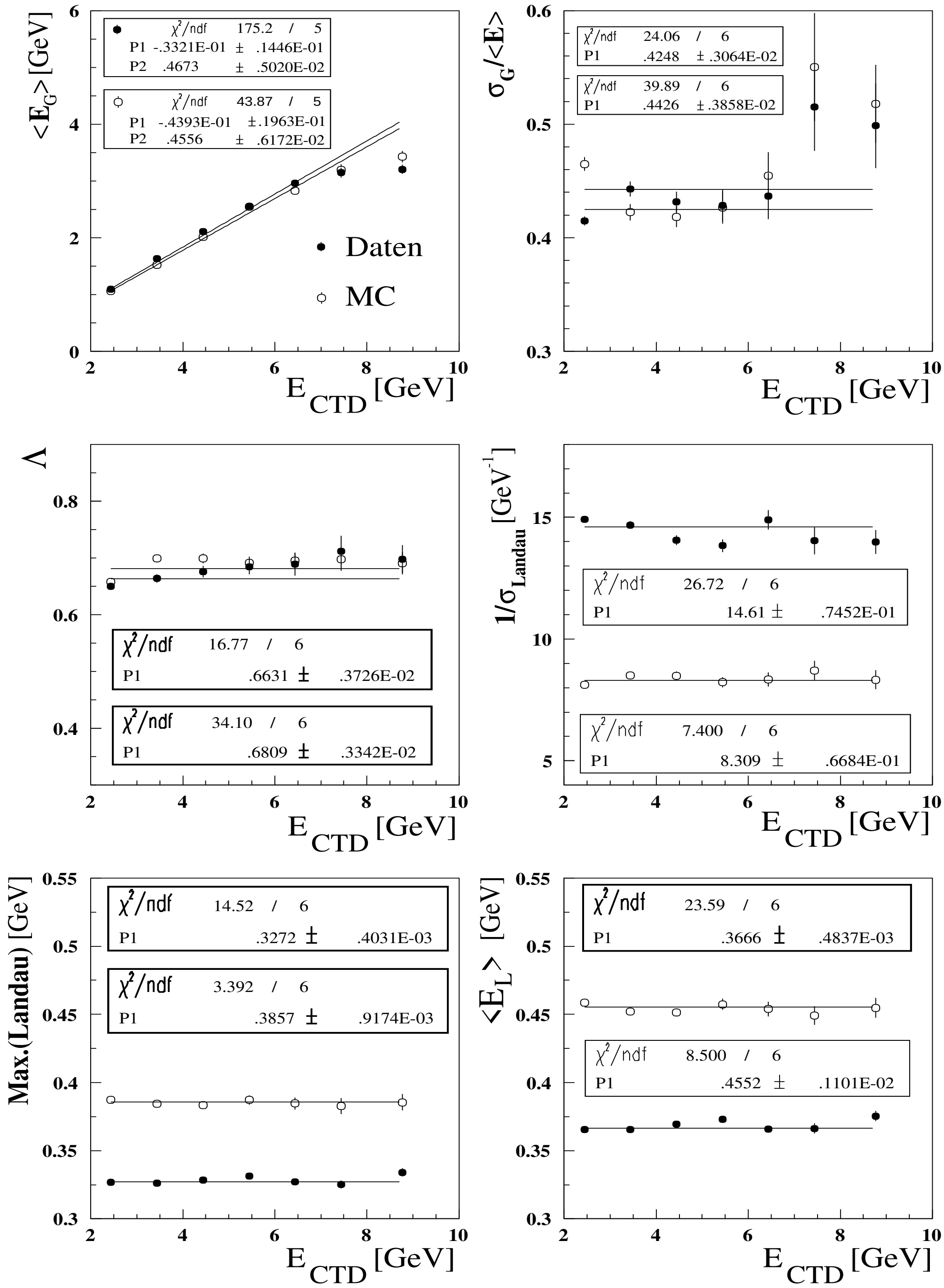


Abbildung 8.4: Vergleich der Anpassungsparameter für verschiedene Teilchen-Energien im **emSpaCal** zwischen Daten und Simulation (MC). Die Daten sind als Punkte und die MC als offene Kreise dargestellt. An den $<E_\mathrm{G}>$-Parameter ist eine Gerade der Form $\mathrm{P}_2 \cdot E_\mathrm{CTD} + \mathrm{P}_1$ angepaßt. Die anderen Parameter werden durch Konstanten (P_1) approximiert. Die sich ergebenen Werte sind ebenfalls in der Abbildung eingetragen, wobei die oberen Werte immer denen der Daten entsprechen. Die Diskussion der Verteilungen wird im Text durchgeführt.

Λ Die gute Übereinstimmung des Parameters Λ von Daten und MC zeigt, daß, falls der Datensatz mit fremden Teilchen ($\neq \pi^{\pm}$) kontaminiert ist, es gleich viele aufschauernde und nicht aufschauernde Teilchen sein müssen. Sollte z.B. ein signifikanter Anteil an Positronen oder Antiprotonen [69] im SpaCal aufschauern, so läge Λ_{Daten} über Λ_{MC}, da die Wirkungsquerschnitte der Positronen und der Antiprotonen [70] wesentlich größer sind als die der Pionen. Dieser Anteil könnte mit Myonen, die nur als mips wechselwirken, kompensiert werden, so daß wieder $\Lambda_{\mathrm{Daten}} = \Lambda_{\mathrm{MC}}$ entsteht. Da jedoch die als mips wechselwirkenden Proton und Pionen unterschiedlich viel Energie im Kalorimeter deponieren, die z.B. für eine Energie des Primärteilchens von 3 GeV in Kohlenstoff $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{dx}}_{\mathrm{Proton}} = 1.75 \left[\mathrm{MeV}\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}\right] \neq \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{dx}}_{\mathrm{Pion}} = 2 \left[\mathrm{MeV}\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}\right]$ beträgt [12], würde jede Hadron- bzw. Myon-Kontamination die Landauverteilung des Datensatzes verbreitern, weil dann mehrere Landauverteilungen an unterschiedlichen Stellen ihr Maximum hätten, und die Einhüllende diese Verteilungen eine größere Breite aufweisen würde. Dies wird jedoch nicht beobachtet (siehe $\mathbf{1/\boldsymbol{\sigma}_{Landau}}$).

Die Kontamination des Pion-Datensatzes durch andere Teilchen liegt unterhalb der Meßgenauigkeit des SpaCals und wird für alle folgenden Ergebnisse vernachlässigt.

Aus den errechneten Λ-Werten erhält man für das Verhältnis aus aktiver Länge (aL) durch Wechselwirkungslänge im emSpaCal für die Daten $(aL/\lambda_\pi)^{\mathrm{Daten}} = 1.088 \pm 0.006$ und für die Simulation $(aL/\lambda_\pi)^{\mathrm{MC}} = 1.142 \pm 0.006$.

$\mathbf{1/\boldsymbol{\sigma}_{Landau}}$ Wie im Rahmen der Diskussion des Λ-Wertes erwähnt, ist das rekonstruierte Spektrum der mips in den Daten schmaler als in der Simulation. Der die Breite der Landauverteilung charakterisierende Wert $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ ist dabei in den Daten um etwa 76% größer als in der Simulation. Eine signifikante Kontamination des Pion-Datensatzes wurde in diesem Zusammenhang ausgeschlossen, da dann die Landauverteilung der Daten breiter sein müßte.

Die hier gemachten Beobachtung der großen Diskrepanz der σ_{Landau}-Verteilungen, decken sich nicht mit den Ergebnissen aus Teststrahl-Untersuchungen [7]. Der Grund liegt in den unterschiedlichen Einschußwinkeln der untersuchten Pionen. Genauere Betrachtungen dazu und mögliche Erklärungen sind in Kapitel 8.3.1 zu finden.

Eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie ist dahingehend gegeben, daß die $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$-Verteilungen unabhängig von den Teilchenenergien sind (siehe Formel 2.1, mit $1/\sigma_{\mathrm{Landau}} = \mathrm{R}$).

Max.(Landau) und $\boldsymbol{<E_{\mathrm{L}}>}$ Die beiden Parameter zeigen, daß die Energiedeposition der mips in dem untersuchten Bereich für Daten und Simulation unabhängig von ihrer Energie ist. Auf die Diskrepanz von 18% zwischen Daten und Simulation wird in Kapitel 8.3.1 näher eingegangen.

Die Untersuchung in diesem Abschnitt zeigt, daß der funktionelle Zusammenhang zwischen den Werten der Anpassungsparametern und der Teilchenenergie den Erwartungen entspricht. Ebenso ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation in Bezug auf die mittlere rekonstruierte Energie der aufschauernden Teilchen und der errechneten Wechselwirkungslänge gegeben. Es werden jedoch signifikante Diskrepanzen zwischen dem Ansprechverhalten des emSpaCals und der Simulation gegenüber mips beobachtet, die nicht auf Kontaminationen des Datensatzes durch andere Teilchen als $\pi^{\pm}$ zurückgeführt werden können.

8.1.3 Das hadronische SpaCal

Abbildung 8.5 zeigt die Anpassungsparameter als Funktion der Teilchenenergie für das hadronische SpaCal. Da das rekonstruierte Energiespektrum der mips im hadSpaCal wesentlich breiter ist als im emSpaCal und so unterhalb von 3 GeV Teilchenenergie die Trennung zwischen mips und aufschauernden Teilchen in der Simulation nicht mehr möglich ist, wird die Untersuchung der Energiedeposition der Pionen für die Simulation des hadSpaCal nur für E_{CTD} größer 3 GeV durchgeführt.

Folgende Beobachtungen werden gemacht:

$\boldsymbol{<E_{\mathrm{G}}>}$ Die mittlere rekonstruierte Energie der aufschauernden Pionen ist in den Daten etwa 0.9 GeV größer als in der Simulation. Ein geringer Teil dieser Diskrepanz kann auf die unterschiedliche Energiedeposition der Pionen im emSpaCal zurückgeführt werden. Die Pionen passieren nämlich vor dem Erreichen des hadSpaCals das emSpaCal und deponieren dort einen Teil ihrer Energie. Dieser Anteil ist in den Daten etwa 0.1 GeV größer als in der Simulation. Somit bleibt eine Diskrepanz von etwa 0.8 GeV übrig, welche auf eine unzureichende Beschreibung des hadSpaCals durch die Simulation zurückzuführen werden kann. Darauf wird in Kapitel 8.4 näher eingegangen.

$\boldsymbol{\sigma_{\mathrm{G}}/<E>}$ Die gemessene Energieauflösung im hadSpaCal ist für die Daten vergleichbar mit der im emSpaCal. Vier Faktoren haben einen wesentlichen Einfluß auf das gemessene Energieauflösungsvermögen des hadSpaCals im Vergleich zum emSpaCal, wobei sich die beiden ersten positiv und die beiden letzteren negativ auswirken:

1. Zellgröße: Die Zellen des hadSpaCals sind 9mal größer als die des emSpaCals. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit, daß der Clusteralgorithmus die gesamte in der jeweiligen SpaCal-Komponente deponierte Energie zu nur einem Cluster gruppiert, im hadSpaCal wesentlich größer ist als im emSpaCal.
2. Kompensation: Das hadSpaCal ist zwar nicht kompensierend, da aber die elektromagnetische Schauerkomponente, aufgrund des Migrationseffekts (siehe Kapitel2.2.2) im hadSpaCal geringer ist als im emSpaCal, ist auch die Verschlechterung der Energieauflösung durch Fluktuationen des π^0 Anteils im Schauer geringer.
3. Die Energiedeposition des Pions im emSpaCal unterliegt Fluktuationen, wodurch die Unsicherheit der Energie-Referenzskala erhöht wird. Diese Fluktuation ist in der Simulation wesentlich größer als in den Daten (siehe $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$-Verteilung in Abb. 8.4).
4. Der Schnitt auf die mip-Energie kann nicht alle aufschauernden Pionen verwerfen.

In den Daten kompensieren sich die positiven und negativen Faktoren, wodurch die Energieauflösung des hadSpaCals mit der des emSpaCal vergleichbar wird. In der Simulation überwiegt zwar der dritte (negative) Faktor, jedoch kann dadurch die Diskrepanz der mittleren Energieauflösung zwischen Daten und Simulation nicht erklärt werden. Vermutlich ist sie auf die Schwierigkeit der Anpassung der Gaußverteilung an die Spektren bei kleinen Teilchenenergien zurückzuführen, da eine signifikante Diskrepanz nur für die ersten beiden Punkte beobachtet wird.

$\boldsymbol{\Lambda}$ Mit dem Λ-Wert kann abgeschätzt werden, ob die Diskrepanz der rekonstruierten Energien aufschauernder Teilchen ($<E_{\mathrm{G}}>$) zwischen Daten und Simulation auf Energiedepositionen fremder Teilchen in den hadSpaCal-Cluster zurückzuführen sind. Denkbar wäre

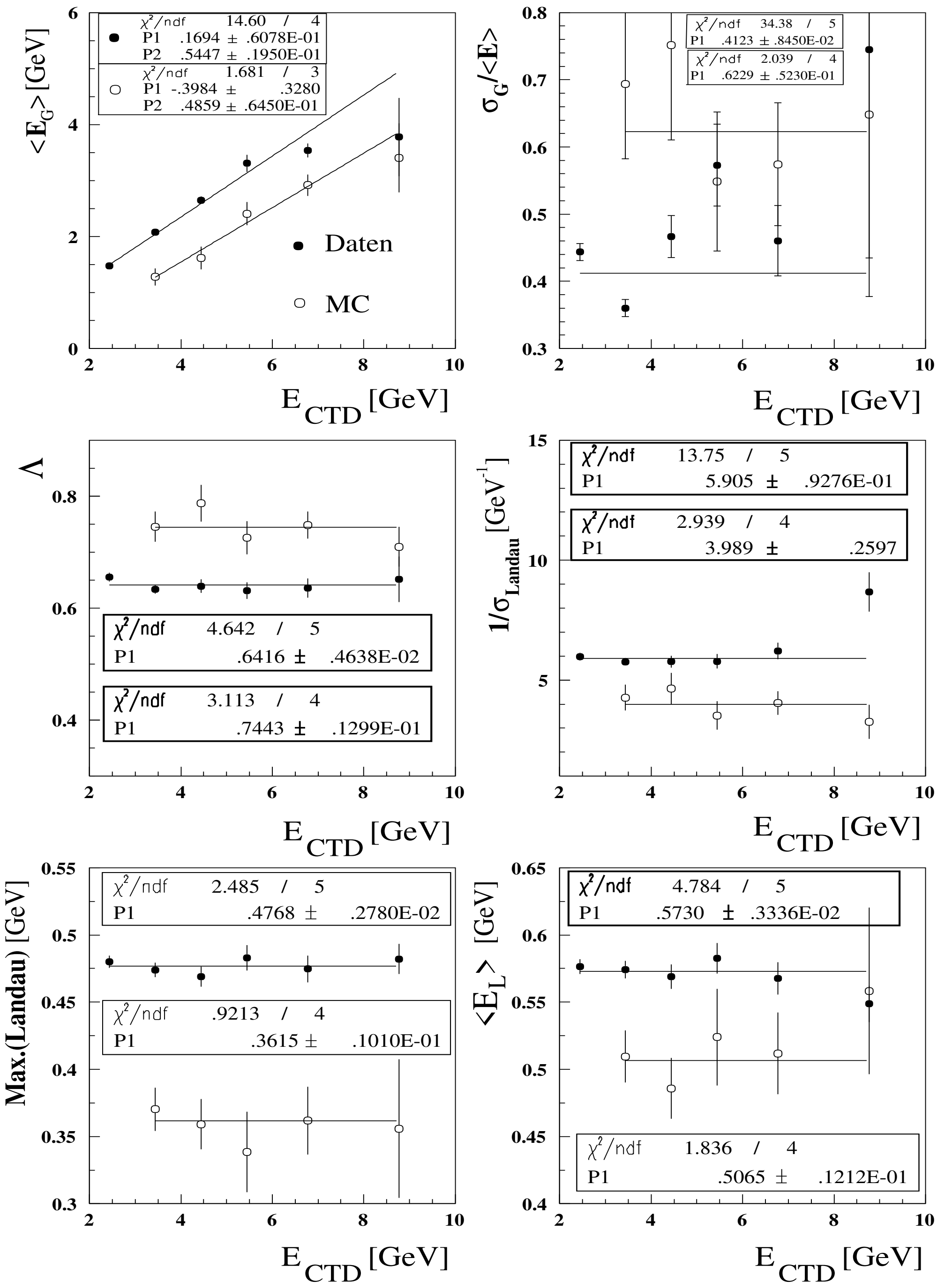


Abbildung 8.5: Vergleich der Anpassungsparameter für verschiedene Teilchenenergien im **had-SpaCal** zwischen Daten und Simulation (MC). Die Daten sind als Punkte und die MC als offene Kreise dargestellt. An den $<\mathrm{E_G}>$-Parameter ist eine Gerade der Form $\mathrm{P_2 \cdot E_{CTD} + P_1}$ angepaßt. Die anderen Parameter werden durch Konstanten ($\mathrm{P_1}$) approximiert. Die sich ergebenen Werte sind ebenfalls in der Abbildung eingetragen, wobei die oberen Werte immer denen der Daten entsprechen. Eine Analyse der rekonstruierten Energiespektren der Pionen mit einer Energie bis 3 GeV kann nicht durchgeführt werden, da sich die Gaußverteilung zu sehr mit der Landauverteilung überlagert und eine Approximation des Spektrums durch die Anpassungsfunktion nicht möglich ist. Die Diskussion der Verteilungen wird im Text durchgeführt.

es, daß ein anderes Hadron, als zu messende, im emSpaCal aufschauert und einen Teil seiner Energie in dem hadSpaCal$^{\mathrm{n}}$-Cluster deponiert. Dies könnte zu einem größeren $<\mathrm{E_G}>$-Wert in den Daten führen, würde aber auch das Λ der Daten im Vergleich zu den MC erhöhen. Das gegenteilige Verhalten wird beobachtet. Das Λ ist in den Daten geringer als in der Simulation.
Die gemessenen Werte ergeben für das Verhältnis aus aktiver Länge durch Wechselwirkungslänge im hadSpaCal $(aL/\lambda_\pi)^{\mathrm{Daten}} = 1.03 \pm 0.01$ und $(aL/\lambda_\pi)^{\mathrm{MC}} = 1.36 \pm 0.02$.

$\mathbf{1/\sigma_{Landau}}$ Die Landauverteilung ist, wie im emSpaCal, bei den Daten schmaler als bei der Simulation ($\approx 48\%$). Weiteres dazu in Kapitel 8.4.2.

Max.(Landau) und $<\boldsymbol{E}_{\mathbf{L}}>$ Wie im emSpaCal, so weicht auch im hadSpaCal $\mathrm{d}E/\mathrm{dx}_{\mathrm{mips}}$ der Daten signifikant von der Simulation ab. Im Gegensatz zum emSpaCal sind hier jedoch die Werte der Daten größer als die der Simulation. Näheres in Kapitel 8.4.

Wie im emSpaCal, so wird auch im hadSpaCal die generelle Abhängigkeit der Anpassungsparameter von der Teilchenenergie richtig wiedergegeben. Eine Übereinstimmung des Ansprechverhaltens des hadSpaCals zwischen Daten und Simulation konnte jedoch weder für die aufschauernden Pionen, noch für die mips festgestellt werden.

8.1.4 Elektromagnetisches plus hadronisches SpaCal

In Abbildung 8.6 sind die Anpassungsparameter für das kombinierte Ansprechverhalten der beiden SpaCal-Komponenten, also das (em+had)SpaCal, dargestellt. Da sich die rekonstruierten Energiespektren der mips und der aufschauernden Pionen bis zu einer Teilchenenergie von 4 GeV zu sehr überlagern, als daß eine individuelle Anpassung möglich wäre, sind die Werte der Anpassungsparameter erst ab E_{CTD} größer 4 GeV dargestellt.

Die Verteilungen sind hier der Vollständigkeit halber aufgeführt und werden nicht alle im einzelnen besprochen, da sie keine neuen Ergebnisse liefern, sondern sich größtenteils aus der Summe der Beobachtungen der einzelnen Komponenten ergeben. Dennoch sei auf folgendes hingewiesen:

- Pionen, die im emSpaCal aufschauern, deponieren einen Teil ihrer Energie im hadSpaCal. Diese Energiedeposition wird sich jedoch auf einen großen Bereich ausdehnen und sich sicherlich nicht nur auf den hadSpaCal$^{\mathrm{n}}$-Cluster beschränken. Dies führt zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der $<E_{\mathrm{G}}>$- und der $\sigma_{\mathrm{G}}/<E>$-Verteilungen, der im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht und somit auch nicht abgeschätzt werden kann.

- Der Wert Max.(Landau) ist im emSpaCal für die Simulation größer als für die Daten und im hadSpaCal kleiner. Dieses gegenläufige, sich kompensierende Verhalten führt dazu, daß Max.(Landau) im gesamten SpaCal eine geringere Differenz aufweist als in den einzelnen Komponenten.

- Das Verhältnis aus aktiver Länge durch Wechselwirkungslänge des gesamten SpaCals berechnet sich zu $(aL/\lambda_\pi)^{\mathrm{Daten}} = 1.922 \pm 0.006$ und $(aL/\lambda_\pi)^{\mathrm{MC}} = 1.990 \pm 0.005$. Es ist somit insbesondere bei der Simulation signifikant geringer als die Summe der Einzelbeiträge. Dies liegt sicherlich daran, daß die Approximation der mip-Verteilung durch die Anpassungsfunktion hier wesentlich schlechter gelingt (siehe Abb. 8.3).

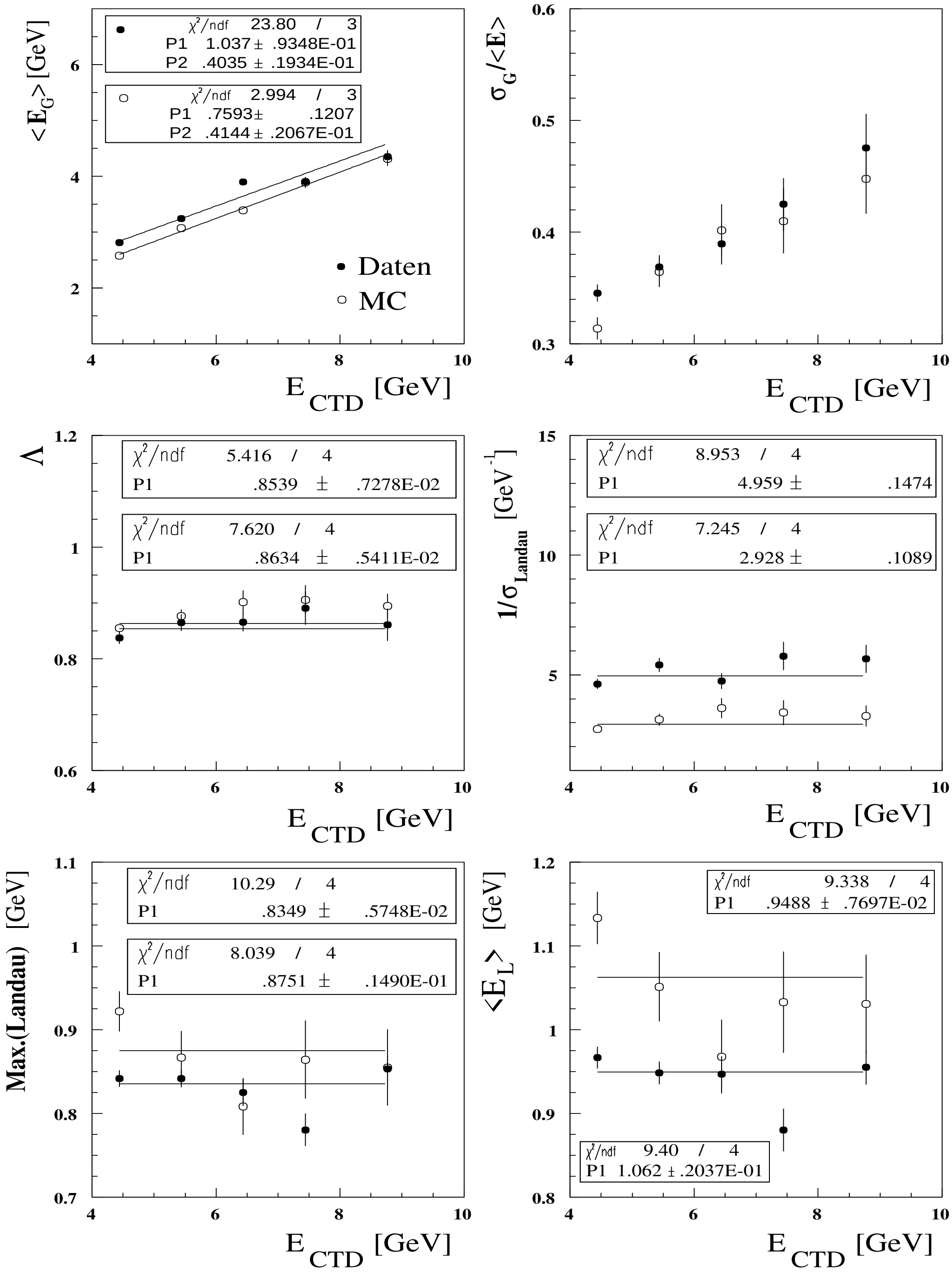


Abbildung 8.6: Vergleich der Anpassungsparameter für verschiedene Teilchen-Energien im **(em+had)SpaCal** zwischen Daten und Simulation. Die Daten sind als Punkte und die MC als offene Kreise dargestellt. An die Verteilung der $<E_G>$-Parameter ist eine Gerade der Form $P_2 \cdot E_{CTD} + P_1$ angepaßt. Die Verteilungen der vier unteren Teilabbildungen werden durch Konstanten (P_1) approximiert. Die sich ergebenden Werte sind ebenfalls in der Abbildung eingetragen, wobei die oberen Werte immer denen der Daten entsprechen. Die Diskussion der Verteilungen wird im Text durchgeführt.

8.2 Mittlere deponierte Energie

Im vorigen Abschnitt wurde das Ansprechverhalten des SpaCals gegenüber Pionen studiert und dabei wurde zwischen aufschauernden Pionen und Pionen, die nur als mips wechselwirken, unterschieden. Hier soll nun diese Unterscheidung wegfallen, und es soll die mittlere rekonstruierte Energie eines Pions betrachtet werden. Dazu sind in Abbildung 8.7 die jeweiligen arithmetischen Mittel der Spektren ($<E_{\text{Spektrum}}>$) des emSpaCals, des hadSpaCals und des (em+had)SpaCals gegen die CTD-Energie aufgetragen. Die drei Verteilungen weisen einen

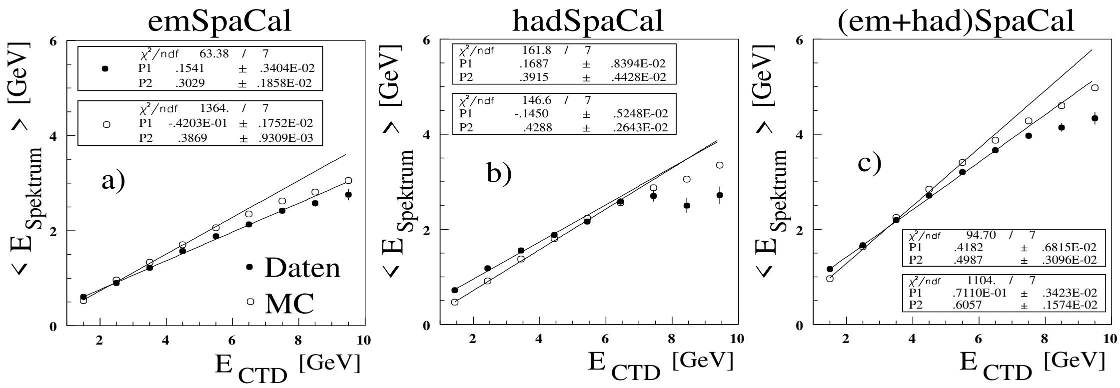


Abbildung 8.7: Mittlere Energie der Spektren als Funktion der CTD-Energie für das emSpaCal, das hadSpaCal und das (em+had)SpaCal.

linearen Verlauf bis etwa 7 GeV auf. Die Abweichungen der Punkte von den Geraden bei hohen Teilchenenergien wird, wie bei der $<E_{\text{G}}>$-Verteilung, auf longitudinale Leckverluste zurückgeführt.

hadSpaCal: Im folgenden soll die $<E_{\text{Spektrum}}>$-Verteilung des hadSpaCals, die in der Teilabbildung 8.7b) dargestellt ist, genauer diskutiert werden, da die gute Übereinstimmung im linearen Bereich zwischen Daten und Simulation auf der Basis der Ergebnisse aus Kapitel 8.1.3 unerwartet ist. Dort wurde gezeigt, daß die rekonstruierte Energie der aufschauernden Pionen ($<E_{\text{G}}>$) etwa 0.9 GeV und die rekonstruierte Energie der mips ($<E_{\text{L}}>$) etwa 0.07 GeV in der Simulation kleiner ist als in den Daten. In Abbildung 8.7 ist die Abweichung der mittlere rekonstruierte Energie der Pionen ($<E_{\text{Spektrum}}>$) zwischen der Simulation und den Daten jedoch im Mittel kleiner als 0.2 GeV. Der Grund für dieses Ergebnis kann in der geringeren Wechselwirkungslänge (λ_π), die in der Simulation angenommen wird, gefunden werden. Eine geringere Wechselwirkungslänge bedeutet, daß mehr Pionen aufschauern. Ein aufschauerndes Pion deponiert mehr Energie als ein mip und verschiebt damit die $<E_{\text{Spektrum}}>$-Verteilung zu hohen Energien. Im Extremfall, wenn alle Pionen aufschauern ($\Lambda = 1$), sollte der $<E_{\text{Spektrum}}>$-Wert identisch mit dem $<E_{\text{G}}>$-Wert sein. Die zu geringe Wechselwirkungslänge der Pionen in der Simulation kompensiert somit „zufällig" die zu geringe Energiedeposition der aufschauernden Pionen und der mips und sorgt dafür, daß die Abweichung der mittleren rekonstruierten Energie eines Pions zwischen der Simulation und den Daten geringer als 10% ist.

emSpaCal: Die $<E_{\text{Spektrum}}>$-Verteilung der Daten liegt im Mittel unter der $<E_{\text{Spektrum}}>$-Verteilung der MC. Dies liegt daran, daß die mips in den Daten weniger Energie deponieren als in den MC und das Λ der Daten etwas geringer ist als das der MC.

8.3 Mips im elektromagnetischen SpaCal

Bei dem Vergleich der Energiespektren zwischen Daten und Simulation ist eine signifikante Abweichung in der Breite der mip-Energie-Verteilung zu beobachten. Schaut man sich dagegen die Ergebnisse aus Teststrahl-Untersuchungen [7] an, so sind dort die Diskrepanzen zwischen den Breiten sehr viel geringer. Die Ergebnisse der Teststrahl-Messung sind jedoch nicht uneingeschränkt auf die hier vorgestellte Messung übertragbar, da sich beide Experimente in einigen wesentlichen Punkten unterscheiden.

- Die Zellen, in denen Energie deponiert worden ist, wurden in der Teststrahl-Messung anders gruppiert: Um die Zelle mit dem größten Energieinhalt wurde eine Box aus 5×5 Zellen gelegt und es wurde nur die Energie innerhalb dieser Box ausgelesen.
- Der Einschußwinkel betrug in x- und y-Richtung etwa $4.5°$. Dies entspricht einem Winkel zum Lot von $6.3°$. Im H1-Koordinatensystem sind das $173.7°$.
- Die Einschußpositionen der Pionen waren nicht gleichverteilt, sondern wurden entweder in eine Ecke, an eine Kante oder die Mitte einer Zelle gelegt.

Um die Resultate der Teststrahl-Messung verifizieren zu können, wurde zunächst der Clusteralgorithmus so abgeändert, daß er der oben beschriebenen Vorgehensweise entspricht. Dies führt jedoch zu keiner signifikanten Änderung in den mip-Energie-Spektren.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, den Meßbereich soweit auszuweiten, daß das mip-Energie-Spektrum auch bei einem Einschußwinkel von $173.7°$ bestimmt werden kann, was äquivalent zu einem BDC-Radius von etwa 16 cm ist. Der Akzeptanzbereich der CTD endet jedoch schon bei einem BDC-Radius von etwa 35 cm. Zur Messung der Energiedeposition der mips im emSpaCal ist die Energie-Referenzskala der CTD jedoch gar nicht erforderlich, da die Spektren in einem Energiebereich des Primärteilchens von 2 GeV bis 10 GeV konstant sind. Es muß also lediglich sichergestellt werden, daß die Teilchenenergie nicht zu gering ist, da sich sonst die Spektren der aufschauernden Teilchen zu sehr mit denen der mips überlagern. Ein Schnitt auf die Energie im hadSpaCal von 1 GeV sollte der Forderung genügen. Die weiteren Auswahlkriterien wurden bereits in Kapitel 4.5.2 beschrieben.

In Abbildung 8.8 sind die Parameter $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ und $<E_{\mathrm{L}}>$ als Funktion des BDC-Radius ($\mathrm{r_{BDC}}$) für die Daten und die Simulation dargestellt. In der Teilabbildung 1a ist neben dem Einschußwinkel, der in der Teststrahlmessung verwendet wurde, auch der Bereich gekennzeichnet, auf dem der in Kapitel 8.1.2 besprochene Pion-Datensatz basiert. Der Parameter $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ wächst in den Daten bis zur emSpaCal-Akzeptanzgrenze ($r_{\mathrm{BDC}} \approx 55\,\mathrm{cm}$) stetig mit r_{BDC} an. In der Simulation hingegen ist global ein Abfallen von $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ zu erkennen. Auch die $<E_{\mathrm{L}}>$-Verteilungen weisen für Daten und Simulation unterschiedliche Verhalten auf. Während die $<E_{\mathrm{L}}>$-Verteilung der Daten innerhalb der emSpaCal-Akzeptanz flach ist, wächst die $<E_{\mathrm{L}}>$-Verteilung der Simulation leicht an. Das Verhalten der beiden Verteilungen führt dazu, daß die Diskrepanzen des Ansprechverhaltens des emSpaCals gegenüber mips zwischen Daten und Simulation im Winkelbereich der Teststrahlmessung wesentlich geringer ist, als bei größeren Einschußwinkeln.

Daher kann geschlußfolgert werden, daß, obwohl bei der Durchführung der Teststrahlmessungen die oben genannten Unterschiede zu der hier gewählten Vorgehensweise bestehen, und sich deshalb die beiden Untersuchungen nicht direkt miteinander vergleichen lassen, die Ergebnisse der beiden Messungen zueinander kompatibel sind.

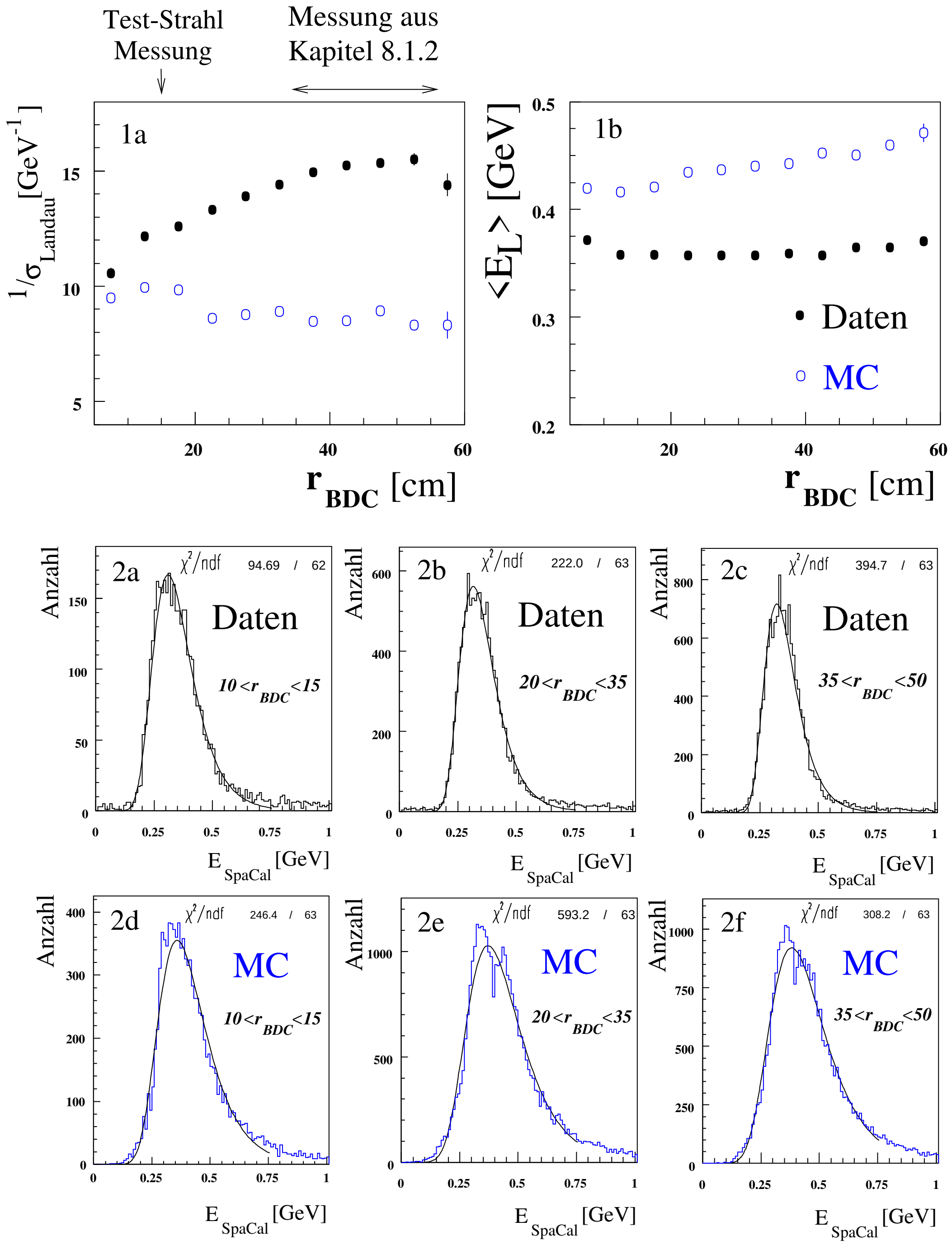


Abbildung 8.8: Parameter $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ und $<E_{\mathrm{L}}>$ als Funktion des BDC-Radius ($\mathrm{r}_{\mathrm{BDC}}$) für Daten und Simulation (1a und 1b). Über Abbildung 1a ist der $\mathrm{r}_{\mathrm{BDC}}$-Wert eingetragen, der dem Einschußwinkel entspricht, der in der Teststrahlmessung verwendet wurde. Ebenso ist der Winkelbereich eingezeichnet, über den sich die Messung in Kapitel 8.1.2 erstreckt. Sowohl in der $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$-Verteilung, wie auch in $<E_{\mathrm{L}}>$ wächst die Diskrepanz zwischen den Daten und der Simulation mit steigendem Einschußwinkel. Die Abbildungen 2a bis 2f zeigen die mip-Energie-Spektren der Daten und der Simulation für drei unterschiedliche $\mathrm{r}_{\mathrm{BDC}}$-Bereiche. In den MC-Spektren wird ab einem $\mathrm{r}_{\mathrm{BDC}}$-Wert von 20 cm eine Substruktur sichtbar. An die Spektren sind jeweils bis zu einer Energie von 0.75 GeV Landaufunktionen angepaßt.

Als nächstes stellt sich die Frage nach der Ursache für das winkelabhängige Verhalten der mip-Energie-Verteilungen. Um dies zu klären, sind in Abbildung 8.8 ebenfalls die Energie-Verteilungen der mips für drei unterschiedliche Winkel-Bereiche dargestellt. Die MC-Spektren (Teilabb. 2d bis 2f) weisen ab einem BDC-Radius von 20 cm (Teilabb. 2e und 2f) systematisch ein lokales Minimum bei etwa 0.4 GeV auf. Dieses Minimum wird nicht durch statistische Fluktuationen verursacht, da es in allen Spektren ab einem BDC-Radius von 20 cm an der gleichen Stelle auftritt, ganz gleich, wie der r_{BDC}-Bereich gewählt wird. Die MC-mip-Spektren zeigen also eine Substruktur, die auf Inhomogenitäten des simulierten emSpaCal-Aufbaus schließen lassen. Diese Inhomogenitäten sind für das reale emSpaCal wesentlich geringer als für das simulierte emSpaCal, da sich keine Substruktur in den Daten-mip-Spektren erkennen läßt. Ein Blick auf die Struktur einer Zelle (Abb. 3.4) zeigt, wo die Ursache für mögliche Inhomogenitäten zu suchen ist – nämlich in der Bündel-Region. In diesem Bereich hinter dem Blei-Faser-Gemisch werden die Fasern so zusammengefügt, daß sie mit möglichst wenig Verlust das Szintillationslicht an die Auslesestruktur weiterleiten können [71]. Die naheliegende Konsequenz aus den gemachten Beobachtungen ist, daß diese Bündel-Struktur unzureichend in der Simulation beschrieben ist.

8.3.1 Der Bündel-Effekt

Die Bündel-Struktur ist für die Beschreibung der Energie-Deposition der mips im SpaCal aus zwei Gründen von besonderer Bedeutung:

1. Sie stellt eine Möglichkeit dar, das Ansprechverhalten des simulierten SpaCals gegenüber mips zu verändern.
2. Sie ist die **einzige** Möglichkeit, das simulierte mip-Energie-Spektrum dem der Daten anzupassen ohne das Ansprechverhalten des emSpaCals gegenüber Positronen, signifikant zu ändern [7].

Im folgenden soll zunächst gezeigt werden, wie die Bündelstruktur in der Simulation beschrieben wird. Anschließend wird ihr Einfluß auf die mip-Energie-Spektren gezeigt. Daraus lassen sich dann Möglichkeiten ableiten, die zu einer verbesserten Beschreibung der Daten durch die Simulation führen können.

Beschreibung der Bündel-Struktur in der Simulation

In der emSpaCal-Simulation wird die recht komplizierte Struktur der Bündel durch sechs Quader approximiert. Die unterschiedlich großen Quader sind dabei pyramidenförmig hintereinander gruppiert, wie dies in Abbildung 8.9 dargestellt ist. Das Material besteht dabei aus einer Mischung auf Fasern und Luft. Da der prozentuale Faseranteil mit abnehmender transversaler Ausdehnung der Quader ansteigt, steigt auch die Material-Dichte. Die in der Simulation implementierten Dichten sind in den Einheiten [g/cm^3] in den einzelnem Quadern eingetragen.

Auswirkungen der Bündel auf die mip-Energie-Spektren

Um die Auswirkungen der Bündel auf die mip-Energie-Spektren zu zeigen, werden nun die Teilchenspuren so gewählt, daß die mips unterschiedlich lange Wege durch die Bündel zurückzulegen haben. Die Vorgehensweise ist folgende:

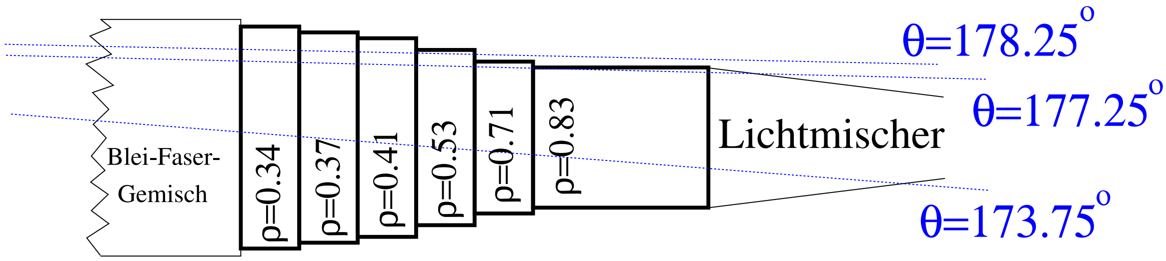


Abbildung 8.9: Die Bündel der Zellen des elektromagnetischen Teils des SpaCals wie sie in der Simulation beschrieben werden. In die einzelnen Bündel sind die sich aus Luft plus Fasern ergebenen Dichten in der Einheit [g/cm^3] eingetragen. Die gestrichelten Linien zeigen für verschiedene Winkel den wahrscheinlichsten Weg, den die Teilchen nehmen, die auf die vordere Ecke einer Zelle auftreffen und diagonal durch die Bündel fliegen (siehe Text).

1. Die generierten Pionen haben eine Energie zwischen 3 GeV und 4 GeV.
2. Der Eintrittspunkt in die SpaCal-Oberfläche liegt bei $x = 40.5$ cm und $y = 40.5$ cm, d.h. exakt auf der Ecke einer Zelle.
3. Der Azimutal-Winkel ist konstant 45° und zeigt damit in Richtung der Zell-Diagonalen.
4. Der Polar-Winkel (θ) sinkt kontinuierlich von 180° bis 171° und durchläuft somit die komplette Ebene, an der die Bündelstruktur beginnt.

In Abbildung 8.9 sind die Teilchen-Bahnen für drei unterschiedliche θ eingezeichnet. Das mip durchquert das Blei-Faser-Gemisch jedoch nicht auf einem gradlinigen Weg, sondern wird durch Vielfachstreuung am Coulomb-Potential der Kerne gestreut. Dabei beträgt die mittlere Abweichung von der Sollbahn am Ende des Blei-Faser-Gemisches etwa 0.5 cm (siehe Formel 2.5). Die Linien in Abbildung 8.9 entsprechen daher nur den wahrscheinlichsten bzw. mittleren Teilchen-Bahnen.

In Abbildung 8.10 sind die beiden Parameter $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ und $<E_{\mathrm{L}}>$ als Funktion des θ-Winkels dargestellt. Wie zu erwarten, ist die im Mittel im emSpaCal deponierte mip-Energie dort am größten, wo die Teilchen die maximale Wegstrecke durch die Bündel zu durchqueren haben. Auch die $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$-Verteilung zeigt das zu erwartende Verhalten ($1/\sigma_{\mathrm{Landau}} \sim 1/x$, x =Absorberdicke (vergl. Formel 2.1)). Ein Vergleich dieser Werte mit den Ergebnissen der Daten aus Kapitel 8.1.2 (gestrichelte Linie) zeigt, daß bei einem Einschußwinkel von 178.25° eine sehr gute Übereinstimmung sowohl hinsichtlich der Breite der Landauverteilungen als auch hinsichtlich der Mittelwerte gegeben ist. In der rechten Teilabbildung sind beide Energie-Verteilungen zusammen dargestellt. Der mip-Bereich der Daten wird hier wesentlich besser von der Simulation beschrieben als in Kapitel 8.1. Bei genauerer Betrachtung der beiden Verteilungen ist jedoch zu beobachten, daß die relative Anzahl der mips in der Simulation geringer ist, als in den Daten. Die Zahl der aufschauernden Pionen ist hingegen in der Simulation größer als in den Daten. Im Rahmen der Einführung des Λ-Parameters (Kapitel 8.1.1) wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Anteile der aufschauernden Pionen und der mips im jeweiligen Datensatz von der die Wahl der Selektionskriterien abhängt. Da für den MC-Datensatz die CTD-Information nicht zur Verfügung steht, können die Selektionskriterien nicht in Übereinstimmung gebracht werden, so daß hierdurch das beobachtete Verhalten entstehen kann.

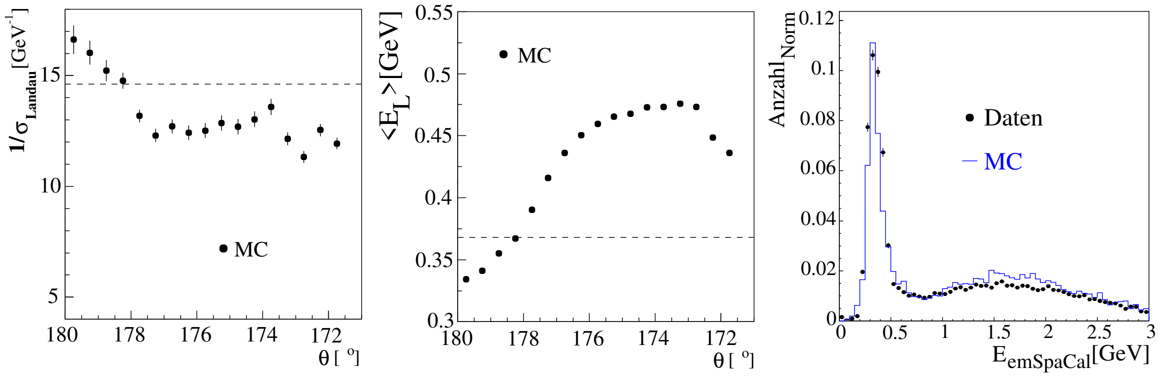


Abbildung 8.10: $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ und $<E_{\mathrm{L}}>$ als Funktion des θ-Winkels. Zwischen dem θ-Winkel und der Absorptionslänge in den Bündeln besteht der aus der Abbildung 8.9 ersichtliche Zusammenhang. Als gestrichelte Linien sind die Werte der entsprechenden Observablen eingezeichnet, die sich aus der Analyse der Daten, die in Kapitel 8.1.2 vorgestellt wurde, ergaben. Rechts ist das Energie-Spektrum der Pionen mit einem θ-Winkel von 178.25° dargestellt (Histogram). Ebenso ist das Daten-Energie-Spektrum aus Kapitel 8.1.2 eingezeichnet (Punkte), bei dem die Pionen eine Energie zwischen 3 GeV und 4 GeV haben.

Vergleicht man die $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}(\theta)$-Verteilung jedoch mit den Werten der Simulation aus Abbildung 8.4 so zeigt sich, daß selbst bei maximaler Absorptionslänge ($\theta \approx 173°$) der Wert von $1/\sigma_{\mathrm{Landau}} = 8.3\,\mathrm{GeV}^{-1}$ nicht erreicht wird. D.h., die Landauverteilung ist auch bei maximaler Absorptionslänge schmaler als in Kapitel 8.1.2. Der Grund ist folgender: Der Datensatz in Kapitel 8.1.2 setzt sich aus Teilchen zusammen, die einen weiten Winkelbereich abdecken. Somit setzt sich auch das Landauspektrum in Kapitel 8.1.2 aus einer Vielzahl verschiedener Landauspektren zusammen, die ihren Mittelwert zwischen 0.33 GeV und 0.47 GeV haben. Die Einhüllende der Summe all dieser Landauspektren ist damit wesentlich breiter als das Einzelspektrum.

Die Beobachtungen in diesem Kapitel haben gezeigt, daß das rekonstruierte Energie-Spektrum der Daten aus Kapitel 8.1.2 wesentlich besser durch die Simulation beschrieben werden kann, wenn der Einschußwinkel des Pions in der Simulation so gewählt wird, daß das Pion im Mittel nur die ersten vier Bündel-Quader durchquert (vergl. $\theta = 178.25°$ in Abb. 8.9). Diese vier Quader beinhalten nur etwa 34% der gesamten Bündelmasse. Die Ergebnisse zeigen somit, daß in der Simulation zu viel Bündelmasse angenommen wird. Die unterschiedliche Winkelabhängigkeit läßt außerdem vermuten, daß die Geometrie der realen Bündel nicht ausreichend durch die Approximation der Bündel in der Simulation mit Hilfe der Quader beschrieben wird.

8.4 Variation der H1-Fast-Parameter

Der Vergleich der Energie-Spektren des Hadron-Datensatzes mit der entsprechenden Simulation hat gezeigt, daß neben der Verschiebung der Landau-Spektren auch eine Diskrepanz in der mittleren rekonstruierten Energie der aufschauernden Teilchen im hadSpaCal besteht. Diese Beobachtung kann nicht allein durch die Unzulänglichkeiten der Beschreibung der Bündelstruktur erklärt werden, sondern wird vielmehr auf die Wahl der freien Parameter in der H1-Fast-Simulation zurückgeführt. Eine detaillierte Beschreibung aller Parameter ist in [72] gegeben.

Eine optimale Beschreibung des Ansprechverhaltens des hadSpaCals durch die Simulation kann aber erst dann erreicht werden, nachdem eine Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation bezüglich der im emSpaCals deponierten Energie der mips erzielt worden ist. Die Pionen müssen nämlich erst das emSpaCal passieren, wodurch sich eine ungenaue Beschreibung der Energieverluste im emSpaCal negativ auf eine Energiemessung im hadSpaCal auswirkt. Die Untersuchung in diesem Kapitel kann deshalb nur qualitative Ergebnisse zur Optimierung der Simulation des hadSpaCal liefern. Daher ist es ausreichend, die Untersuchung mit dem elektromagnetischen SpaCal durchzuführen. Die erzielten Ergebnisse mit dem emSpaCal sind außerdem präziser und zeigen somit besser die funktionellen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Parametern.

8.4.1 Variation der H1-Fast-Parameter des elektromagnetischen SpaCals

Im folgenden wird die Veränderung des Ansprechverhaltens des emSpaCals hinsichtlich der Variation zweier H1-Fast-Parameter studiert, die besonders geeignet erscheinen, die Simulation des SpaCals zu optimieren:

rspmip: Der rspmip-Parameter beschreibt das Verhältnis aus sichtbarer- zu deponierter Energie minimal ionisierender Teilchen. Er ist für das emSpaCal 0.053 und für das hadSpaCal 0.033, d.h., im Rahmen der Simulation wird angenommen, daß nur 5.3% der Energie eines mips im emSpaCal in den Szintillations-Fasern deponiert werden.

ebymip: Der ebymip-Parameter gibt das Verhältnis aus sichtbarer- zu deponierter Energie dividiert durch rspmip für elektromagnetischen Schauer an. Er ist für das emSpaCal 0.75 und für das hadSpaCal 0.697. D.h., daß bei elektromagnetischen Schauer 25% weniger deponierte Energie rekonstruiert wird, als bei mips. Das Produkt aus rspmip und ebymip ist damit der Anteil der sichtbaren- zur deponierten Energie eines elektromagnetischen Schauers. Dieser Anteil wurde mit detaillierten Simulationen im emSpaCal auf 0.044 bestimmt [60]. Für die H1-Fast-Simulation wurde ein Wert von 0.04 gewählt.

Um das Ansprechverhalten des emSpaCals gegenüber Positronen in der Simulation nicht zu beeinträchtigen, gilt als Randbedingung, das Produkt aus rspmip und ebymip konstant zu halten. In der Praxis kann diese Randbedingung für das hadSpaCal außer acht gelassen werden, da die Energie elektromagnetischer Schauer fast vollständig im emSpaCal deponiert wird. In Abbildung 8.11 sind die Anpassungs-Parameter $<E_{\mathrm{G}}>$,$1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ und $<E_{\mathrm{L}}>$ als Funktion von rspmip und ebymip für das emSpaCal dargestellt. Die unteren Teilabbildungen zeigen den funktionalen Zusammenhang der Parameter bei konstantem Produkt aus rspmip und ebymip. Wie aus der Teilabbildung $\boxed{3}$ ersichtlich, fällt die mittlere rekonstruierte Energie im emSpaCal mit steigendem rspmip-Parameter. Per Definition ist der rspmip-Parameter der **sichtbare** Energieanteil. Mit Erhöhung des rspmip-Parameters sollte daher auch die rekonstruierte Energie im SpaCal ansteigen. Die Beobachtung steht somit im krassen Widerspruch zu dem erwarteten Verhalten. Dies gilt auch für den funktionalen Zusammenhang der mittleren rekonstruierten Energie vom sichtbaren Energieanteil elektromagnetischer Schauer (Abb. 8.11 $\boxed{7}$). Auch hier sollte der Parameter $<E_{\mathrm{G}}>$ in erster Näherung proportional zu ebymip sein (mit der Randbedingung: ebymip·rspmip= 0.04).

Die Definitionen des rspmip und des ebymip Parameters sind somit mindestens unvollständig. Da im Rahmen dieser Arbeit jedoch keine Klärung dieses Sachverhaltes erreicht wurde, werden im folgenden die beiden Parameter lediglich als Anpassungs-Parameter ohne physikalische Interpretation verstanden. Dies hat zur Folge, daß die Änderung des Ansprechverhaltens des emSpaCals gegenüber Positronen unter Variation der H1-Fast-Parameter nicht abgeschätzt werden kann und somit die Ergebnisse dieses Kapitels nur zur Optimierung der Simulation des hadSpaCals dienen sollen.

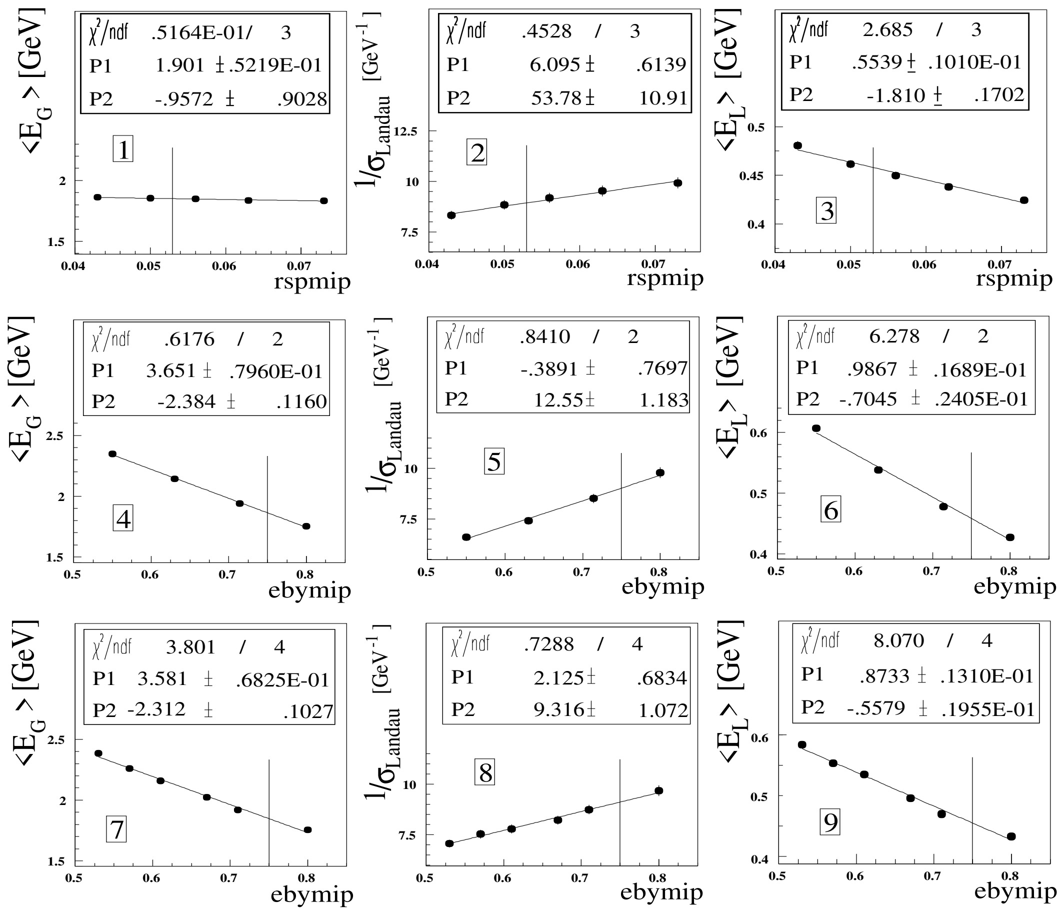


Abbildung 8.11: Mittlere rekonstruierte Energie der aufschauernden Pionen (links) und der mips (rechts). Die mittleren Abbildungen zeigen die reziproke Breite der mip-Verteilung. Die drei Anpassungs-Parameter sind als Funktion des rspmip- und des ebymip Parameters dargestellt. Die unteren Abbildungen zeigen den funktionalen Zusammenhang der Parameter bei konstantem Produkt aus rspmip und ebymip. An die Verteilungen sind Geraden der Form $P_2 \cdot x + P_1$ angepaßt. Als vertikale Linie sind die Werte eingezeichnet, die sich mit der Wahl der Standard-Parameter ergeben.

8.4.2 Anpassung der Simulation des hadronischen SpaCals

Um das Spektrum der rekonstruierten Energie des hadSpaCals an das der Daten anzupassen, kann auf der Basis der Ergebnisse aus Abbildung 8.11 folgende Vorgehensweise gewählt werden:

1. Die mittlere rekonstruierte Energie der aufschauernden Pionen $<E_{\mathrm{G}}>$ liegt in den Daten etwa 0.8 GeV (etwa 16% - 26%) über der der Simulation. Da $<E_{\mathrm{G}}>$ umgekehrt proportional zu ebymip ist (Teilabb. $\boxed{4}$), muß ebymip verringert werden, damit eine bessere Beschreibung der Energiespektren aufschauernder Pionen erzielt wird. Dies hat Konsequenzen für die Breite und Position der mip-Verteilung:

   (a) Da $1/\sigma_{\mathrm{Landau}}$ proportional zu ebymip ist (Teilabb. $\boxed{5}$) und der Wert für die Simulation ohnehin schon größer als für die Daten ist, steigt die Diskrepanz zwischen Daten und Simulation bezüglich der Breite der Landauverteilung. Im emSpaCal beträgt die Diskrepanz zwischen den Breiten etwa einen Faktor 1.8 und im hadSpaCal etwa 1.4. D.h., steigt die Diskrepanz im hadSpaCal um etwa 0.4, so ist sie konform mit der, die im emSpaCal beobachtet wird und kann auf die gleiche Ursache zurückgeführt werden, nämlich auf die unzureichende Beschreibung der Bündelstruktur in der Simulation.

   (b) Die mittlere rekonstruierte Energie der mips liegt in den Daten etwa 0.07 GeV ($\approx$ 14%) über der Energie der Simulation. Da $<E_{\mathrm{L}}>$ umgekehrt proportional zu ebymip ist (Teilabb. $\boxed{6}$) wird mit Verringerung des ebymip-Parameters der $<E_{\mathrm{L}}>$-Wert der Simulation ansteigen. Der $<E_{\mathrm{L}}>$-Wert der Simulation muß über den Wert der Daten steigen, damit dann die Diskrepanz ebenfalls auf die unzureichende Beschreibung der Bündelstruktur zurückgeführt werden kann.

2. Die Breite und Position der mip-Verteilung kann über eine geeignete Wahl der Bündel-Struktur variiert werden. Da die Beschreibung der Bündel in der Simulation des hadSpaCals der des emSpaCals ähnelt, können qualitativ die Ergebnisse aus Kapitel 8.3.1 übernommen werden.

3. Da $<E_{\mathrm{G}}>$ nahezu unabhängig vom rspmip Parameter ist (Teilabb. $\boxed{1}$) kann eine Feinabstimmung der Breite und Position der mip-Verteilung über die Variation von rspmip erfolgen, ohne das Ansprechverhalten des hadSpaCals gegenüber aufschauernden Pionen zu verändern.

4. Abschließend muß dafür Sorge getragen werden, daß auch die Wechselwirkungslänge in der Simulation richtig wiedergegeben wird, damit die im Mittel rekonstruierte Energie der Pionen $<E_{\mathrm{Spektrum}}>$ in der Simulation mit der der Daten übereinstimmt.

Die Ergebnisse in diesem Kapitel zeigen, daß die Unterschiede im Ansprechverhalten der beiden SpaCal-Komponenten auf die Wahl der H1-Fast-Parameter rspmip und ebymip zurückgeführt werden können. Desweiteren wird deutlich, daß durch geeignete Wahl der Parameter und Änderung der Bündel-Region in der Simulation des hadSpaCals eine wesentlich bessere Übereinstimmung der Energie-Spektren erzielt werden kann.

8.5 Systematische Einflüsse

Im folgenden werden zwei systematische Effekte untersucht, die einen Einfluß auf die Bestimmung der Spektren der rekonstruierten Energie im SpaCal haben. Das ist zum einen der

- Clusteralgorithmus (siehe Kapitel 3.4.1) und zum anderen
- die Ungenauigkeit der Energie-Referenz-Skala.

Die Untersuchung wird nur für das elektromagnetische SpaCal durchgeführt, da die Einflüsse des Clusteralgorithmus auf das hadSpaCal aufgrund der wesentlich größeren Zellen vernachlässigt werden können, und die Einflüsse der Energie-Referenz-Skala identisch für beide SpaCal-Komponenten sind.

Die beiden systematischen Effekte können nur mit Hilfe des MC-Datensatzes studiert werden. In der Simulation ist eine Gruppierung der Energiedeposition zu Clustern zur Unterdrückung von Untergrund nicht notwendig, da stets nur ein Pion generiert wird. In diesem Fall kann die gesamte rekonstruierte Energie im SpaCal als Maß der deponierten Energie eines Pions dienen. Zur Unterscheidung der unterschiedlichen rekonstruierten Energien wird die Energie auf Cluster-Ebene im folgenden E^{Cluster} und die Gesamtenergie, welche sich aus der Summe aller E^{Cluster} ergibt, E^{Gesamt} genannt. Da in der Simulation die Energie des generierten Pions (E_{gen}) bekannt ist, kann diese statt der gemessenen Energie durch die CTD (E_{CTD}) zur Bestimmung der Energie-Referenz-Skala dienen.

In Abbildung 8.12 sind die Anpassungsparameter der Spektren der rekonstruierten Energie im emSpaCal als Funktion der Referenz-Energie eingetragen. Die Symbole haben folgende Bedeutung:

Symbol $\circ$: Anpassungsparameter der Clusterenergie-Verteilungen als Funktion der CTD-Energie ($E^{\mathrm{Cluster}}(E_{\mathrm{CTD}})$). Auf diesen funktionellen Zusammenhang wurde bereits in Kapitel 8.1.2 (Abb. 8.4) eingegangen. Die Verteilung dient hier dazu, einen direkten Vergleich mit den anderen Verteilungen zu ermöglichen.

Symbol $\square$: Anpassungsparameter der Gesamtenergie-Verteilungen als Funktion der CTD-Energie ($E^{\mathrm{Gesamt}}(E_{\mathrm{CTD}})$). Mit Hilfe dieser Verteilung kann der Einfluß des Clusteralgorithmus studiert werden.

Symbol $\triangle$: Anpassungsparameter der Gesamtenergie-Verteilungen als Funktion der generierten Pionenergie ($E^{\mathrm{Gesamt}}(E_{\mathrm{gen}})$). Diese Verteilung illustriert den Einfluß, den das beschränkte Energieauflösungsvermögen der CTD auf die Messung hat.

Die Abbildung zeigt, daß der Clusteralgorithmus und das beschränkte Energieauflösungsvermögen der CTD einen signifikanten Einfluß auf die Energiespektren der aufschauernden Pionen haben, während die mip-Verteilungen nur gering beeinflußt werden. Folgende Beobachtungen können gemacht werden:

- Aus der Teilabbildung $\boxed{1}$ wird ersichtlich, daß die rekonstruierte Gesamtenergie der aufschauernden Pionen $<E_{\mathrm{G}}>$ größer ist, als die Energie, die in dem emSpaCal$^{\mathrm{n}}$-Cluster rekonstruiert wird. Dies wird durch den Clusteralgorithmus verursacht, der aufgrund von transversalen Energiefluktuationen nicht die gesamte im emSpaCal deponierte Energie zu einem Cluster gruppiert. E^{Gesamt} ist dabei um $(10.3\pm0.3)\%$ größer als E^{Cluster}.

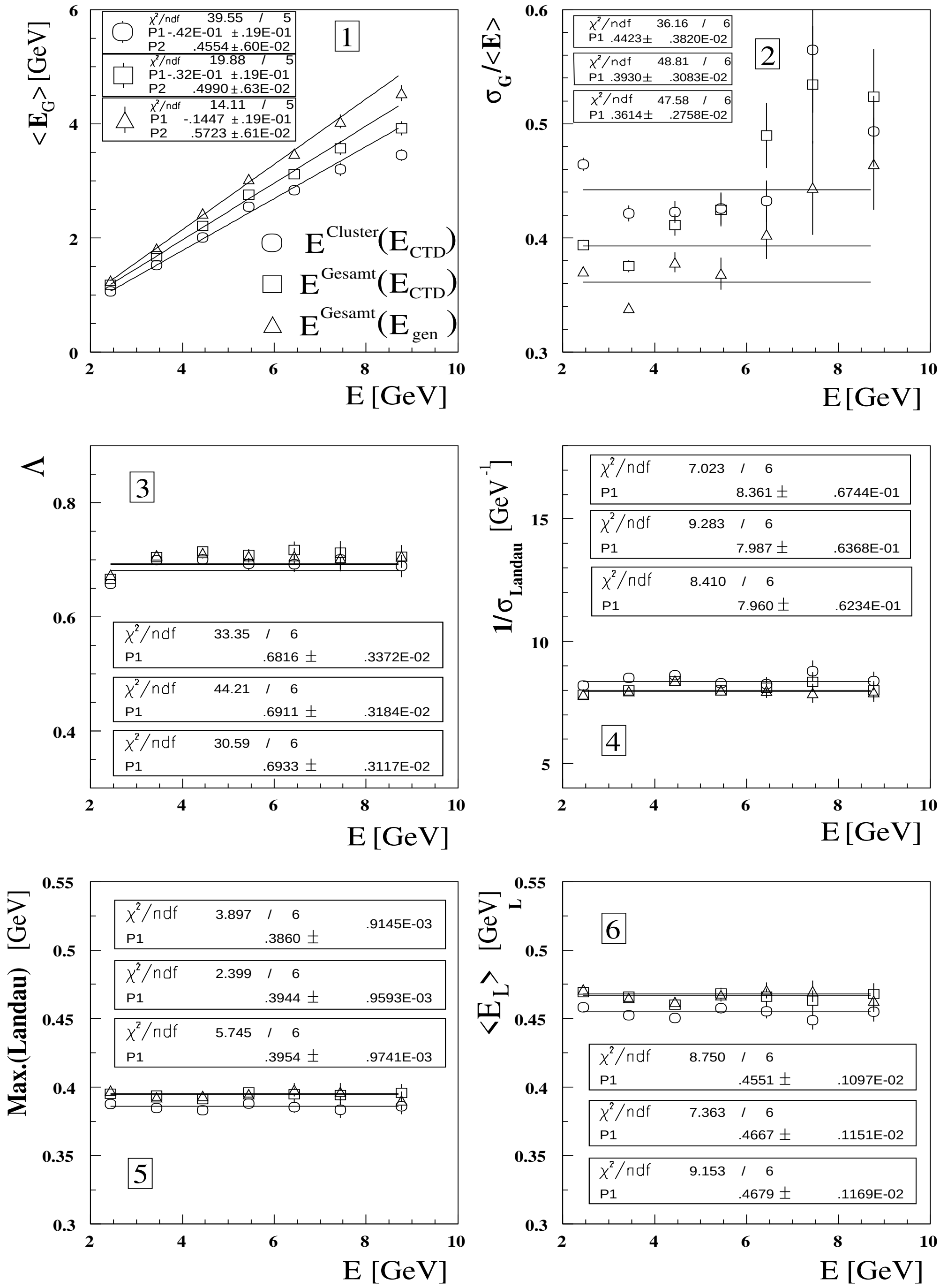


Abbildung 8.12: Anpassungsparameter (siehe Kapitel 8.1.1) der Simulation für drei unterschiedliche Vorgehensweisen. Die Verteilungen, die durch die Kreise symbolisiert werden, sind identisch mit denen aus Kapitel 8.1.2. Die Quadrate symbolisieren die Verteilungen ohne Anwendung des Clusteralgorithmus, d.h. für die Gesamtenergie im emSpaCal. Die Dreiecke symbolisieren die Verteilungen der Gesamtenergie als Funktion der generierten Energie.

- Der Umstand, daß nur ein Teil der deponierten Energie im emSpaCal^{n}-Cluster enthalten ist, hat auch einen Einfluß auf das gemessene Energieauflösungsvermögen des emSpaCals. Dieser Zusammenhang ist in Teilabbildung $\boxed{2}$ dargestellt. Die relative Energieauflösung verbessert sich von etwa 44% auf 39%, wenn statt der Clusterenergie die Gesamtenergie der aufschauernden Pionen betrachtet wird. Der Einfluß des Clusteralgorithmus auf die Bestimmung der Energie der aufschauernden Pionen liegt somit bei: $\sigma_{\mathrm{Cluster}}/\langle E\rangle = 20\%$.
  Wie bereits in Kapitel 8.1.2 erwähnt, wird die Approximation der $\sigma_E/\langle\mathrm{E}\rangle$-Verteilung durch eine Konstante nicht durch ein physikalisches Modell motiviert, sondern dient nur dazu, ein ungefähres Maß für die Ortsauflösung zu liefern. Daher wird auf die Angabe der Fehler verzichtet.

- Der Einfluß, den der Clusteralgorithmus auf die rekonstruierte Energie der mips hat, kann Teilabbildung $\boxed{6}$ entnommen werden. Die mittlere Gesamtenergie der mips liegt $2.5 \pm 0.2\%$ über der Clusterenergie. Mit diesem Ergebnis zeigt sich, daß ein mip durchaus in mehr als nur einem Cluster seine Energie deponieren kann. In Abbildung 8.13 ist der Grund für dieses Verhalten skizziert. Links in der Abbildung ist der auf die

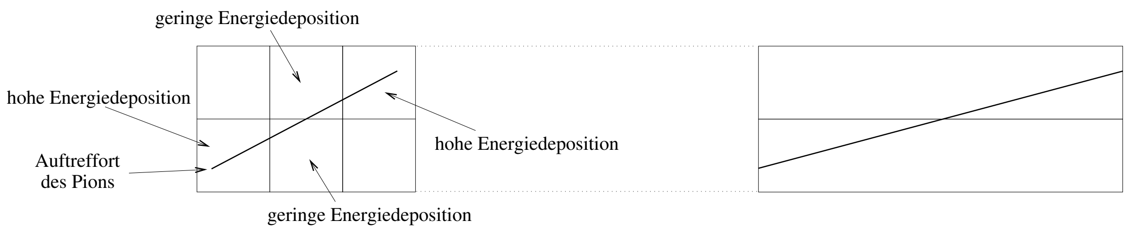


Abbildung 8.13: Möglicher Weg eines mips durch die Zellstruktur des emSpaCals. Links ist der Weg auf die SpaCal-Oberfläche projiziert. Damit das Teilchen mehrere Zellen durchqueren kann, muß es unter einem hohen Einschußwinkel auf das SpaCal treffen. In der ersten und letzten Zelle, die es durchquert, deponiert das Teilchen mehr Energie, als in den den beiden mittleren Zellen. Dadurch bilden sich zwei lokale Maxima. Rechts ist die Seitenansicht dargestellt.

  SpaCal-Oberfläche projizierte Weg eines mips durch die Zellstruktur dargestellt. In der ersten und letzten Zelle, die das Teilchen durchquert, deponiert es mehr Energie, als in den beiden mittleren Zellen. Dadurch bilden sich zwei lokale Maxima und der Clusteralgorithmus rekonstruiert potentiell zwei Cluster.

- Das Ansprechverhalten des SpaCals gegenüber mips ist unabhängig von der Energie des Teilchens. Deshalb werden keine Veränderungen der Breiten und Positionen der Landauverteilungen beim Wechseln der Energie-Referenzskala von E_{CTD} nach E_{gen} erwartet. Diese Annahme wird durch Teilabbildung $\boxed{4}$ bis $\boxed{6}$ bestätigt.

- Das beschränkte Energieauflösungsvermögen der CTD hat aber einen Einfluß auf die Messung der rekonstruierten SpaCal-Energie der aufschauernden Pionen, was in Teilabbildung $\boxed{1}$ und $\boxed{2}$ ersichtlich wird.

  - Ändert man die Energie-Referenzskala von E_{CTD} nach E_{gen}, so steigt die gemessene relative Energieauflösung $\sigma_{\mathrm{G}}/\langle E\rangle$ von 39% auf 36% (Teilabb. $\boxed{2}$), da dieser Wert nun nur noch durch die Energieauflösung des emSpaCals bestimmt wird und die Faltung mit der Energieauflösung der CTD entfällt. Die relative Energieauflösung der CTD berechnet sich für den verwendeten Datensatz zu $\sigma_{\mathrm{CTD}}/<E> \approx 15\%$. Diese Wert ist signifikan größer als der, der für die Impulsauflösung der CTD in Tabelle 3.1 angegeben ist ($\frac{\sigma_p}{p^2} < 0.01\,[\mathrm{GeV}^{-1}]$). Die Ursache der Diskrepanz liegt zum einen in dem sehr großen θ-Bereich der hier verwendet wird, wodurch nur wenige Hits zur Spurrekonstruktion zur Verfügung stehen, zum anderen kann mit der hier verwendete Methode der Wert für $\sigma_{\mathrm{CTD}}/<E>$ nur grob abgeschätzt werden.

– Die systematische Abhängigkeit der mittleren rekonstruierten Energie $<E_{\mathrm{G}}>$ (Teilabb. $\boxed{1}$) von der Energie-Referenzskala kann folgendermaßen verstanden werden: Das Energiespektrum der Pionen ist nicht konstant, sondern weist einen exponentiellen Abfall zu hohen Energien auf. Für den hier verwendeten Datensatz ist dieser Zusammenhang in Kapitel 4.5.1 in Abbildung 4.6 dargestellt. In der Abbildung ist das Pion-Spektrum gegen die CTD-Energie aufgetragen. Dieses Spektrum ist nicht identisch mit dem generierten Spektrum, da es durch das begrenzte Energieauflösungsvermögen der CTD verschmiert wird. Das bedeutet, daß durch die Faltung der Exponentialfunktion (Energiespektrum) mit der Gaußfunktion (Energieauflösungsvermögen der CTD), die zu einer Vergrößerung des negativen Exponenten der Exponentialfunktion führt, die E_{CTD}-Skala systematisch gegen die E_{gen}-Skala in Richtung hoher Energie verschoben wird, und zwar um $E_{\mathrm{CTD}} = 1.15 \pm 0.008 \cdot E_{\mathrm{gen}} - 0.11 \pm 0.03$ im Bereich von 2 GeV bis 10 GeV.

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt sind zwar nur für die Simulation streng gültig, können aber zur Korrektur der Ergebnisse aus Kapitel 8.1 verwendet werden. Die korrigierten Werte sind in Tabelle 8.1 eingetragen. Berechnet werden sie wie folgt:

- Die E_{CTD}-Skala wird durch die E_{gen}-Skala ersetzt: $E_{\mathrm{CTD}} = 1.15 \cdot E_{\mathrm{gen}} - 0.11$
- Die relative Energieauflösung ohne den Einfluß der CTD berechnet sich aus:

$$\left(\frac{\sigma_{E^{\mathrm{Cluster}}}}{E^{\mathrm{Teilchen}}}\right)^2 = (\sigma_{\mathrm{G}}/<E>)^2\text{-}(\sigma_{\mathrm{CTD}}/<E>)^2,$$

wobei für $\sigma_{\mathrm{G}}/<E>$ die in Kapitel 8.1 gemessenen Energieauflösungen einzusetzen sind und $\sigma_{\mathrm{CTD}}/<E> = 0.15$ dem Einfluß der CTD auf die Energieauflösung entspricht.

Elektromagnetisches SpaCal:

- Die Gesamtenergie der aufschauernden Pionen berechnet sich aus:

$$E^{\mathrm{Gesamt}} = E^{\mathrm{Cluster}} + 0.103 \cdot E^{\mathrm{Cluster}}.$$

- Die Gesamtenergie der mips im emSpaCal ist:

$$E^{\mathrm{Gesamt}} = E^{\mathrm{Cluster}} + 0.025 \cdot E^{\mathrm{Cluster}}.$$

- Die relative Energieauflösung der Gesamtenergie berechnet sich aus:

$$\left(\frac{\sigma_{E^{\mathrm{Gesamt}}}}{E^{\mathrm{Teilchen}}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{E^{\mathrm{Cluster}}}}{E^{\mathrm{Teilchen}}}\right)^2 - (\sigma_{\mathrm{Cluster}}/<E>)^2,$$

wobei der Wert $(\sigma_{\text{Cluster}}/<E>) = 0.2$ dem Einfluß des Clusteralgorithmus auf die Energieauflösung entspricht.

Hadronisches SpaCal:

- Da die Pionen vor dem Erreichen des hadSpaCals einen Teil ihrer Energie im emSpaCal deponieren, wird die E_{gen}-Skala um die mittlere deponierte Energie der mips im emSpaCal verschoben. Da das emSpaCal auf die Energiedeposition elektromagnetischer Schauer kalibriert ist, muß die $E_{\text{mips}}^{\text{Gesamt}}$-Energie mit dem ebymip-Wert (0.75) gewichtet werden: $E_{\text{gen}}^{\text{kor}} = E_{\text{gen}} - 0.75 \cdot E_{\text{mips}}^{\text{Gesamt}}$.
- Es wird keine Unterscheidung zwischen der Clusterenergie und der Gesamtenergie gemacht, da für mips kein und für aufschauernde Pionen ein zu vernachlässigender Unterschied zwischen den beiden Energien aufgrund der großen Zellen des hadSpaCals erwartet wird.
- Ab einer Teilchenenergie von etwa 7 GeV liegt das Verhältnis von rekonstruierter Energie der aufschauernden Pionen zur Teilchenenergie signifikant unter dem Mittelwert dieses Verhältnisses. Da die angegebenen Fehler nur die statistischen Fehler der Messungen repräsentieren, gelten die angegebenen Werte nur für den Bereich von von etwa 2 GeV bis 7 GeV Teilchenenergie.

Tabelle 8.1: Mittlere rekonstruierte Energie und relative Energieauflösung aufschauernder Pionen und mittlere rekonstruierte Energie von mips im elektromagnetischen und hadronischen SpaCal nach Anwendung der Korrekturen aus diesem Abschnitt.

	elektromagnetisches SpaCal		hadronisches SpaCal	
	Daten	MC	Daten	MC
Aufschauernde Pionen (2 GeV - 7 GeV)				
$\frac{E^{\text{Cluster}}}{E^{\text{Teilchen}}}$ $\frac{E^{\text{Gesamt}}}{E^{\text{Teilchen}}}$	$(51.8 \pm 0.7)\,\%$ $(57.1 \pm 0.7)\,\%$	$(50.3 \pm 0.7)\,\%$ $(55.4 \pm 0.7)\,\%$	$(60 \pm 2)\,\%$	$(42 \pm 6)\,\%$
$\frac{\sigma_{E^{\text{Cluster}}}}{E^{\text{Teilchen}}}$ $\frac{\sigma_{E^{\text{Gesamt}}}}{E^{\text{Teilchen}}}$	$\approx 39\,\%$ $\approx 34\,\%$	$\approx 41\,\%$ $\approx 36\,\%$	$\approx 38\,\%$	$\approx 60\,\%$
mips (2 GeV - 10 GeV)				
$E_{\text{mips}}^{\text{Cluster}}$ $E_{\text{mips}}^{\text{Gesamt}}$	(366.6 ± 0.3) [MeV] (376 ± 1) [MeV]	(455 ± 1) [MeV] (468 ± 1) [MeV]	(573 ± 3)[MeV]	(507 ± 10)[MeV]

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Studien zur Ortsauflösung des SpaCals gegenüber Positronen und der Bestimmung der Energiedeposition von Hadronen im SpaCal, unter Verwendung der vom H1-Detektor aufgezeichneten Daten des Jahres 1997.

Dabei wurde erstmals der Ortsrekonstruktionsalgorithmus auf der Basis gemessener Daten mit dem im H1-Detektor integrierten SpaCal optimiert. Es konnte gezeigt werden, daß der bestehende Ortsrekonstruktionsalgorithmus, der auf MC-Simulationen basiert, verbesserungsfähig ist. Dazu wurde zum einen ein Koordinatensystem (CSSystem) gewählt, daß sich mehr an den Eigenschaften der Schauerausbreitung orientiert und zum anderen wurde der freie Parameter (W_0) der Gewichtungsfunktion des Ortsrekonstruktionsalgorithmus zunächst durch zwei (W_{0_r} und W_{0_ϕ}) und später durch drei ($W_{0_{rn}}, W_{0_{rp}}$ und W_{0_ϕ}) W_0-Parameter ersetzt, da nur ein W_0-Parameter nicht in der Lage war, den unterschiedlichen Schauerprofilen rechnung zu tragen. Die Motivation zu dieser Vorgehensweise lieferten zuvor durchgeführte Studien lateraler Schauerausdehnungen, in denen qualitativ gezeigt wurde, wie sich unter einem von 0 verschiedenem Einschußwinkel die longitudinalen und die transversalen Schauerprofile überlagern. Diese Überlagerungen führen zu einer anisotropen Verteilung des auf die SpaCal-Oberfläche projizierten Schauers und zu einer damit einhergehenden systematischen Abhängigkeit des rekonstruierten Clusterschwerpunktes vom W_{0_r}-Parameter. Nach einer Ortskalibration des SpaCals relativ zur BDC und einer Diskussion des Ortsauflösungsvermögens der Referenzdetektoren konnte die Ortsauflösung des SpaCals in radialer Richtung als Funktion des BDC-Radius zu

$$\sigma_r^{\text{Positron}} = (0.147 \pm 0.001)\,\text{cm} + (0.00408 \pm 0.00004) \cdot r_{\text{BDC}}\,[\text{cm}]$$

und als Funktion der Clusterenergie zu

$$\sigma_r^{\text{Positron}} = (0.066 \pm 0.004)\,\text{cm} + \frac{(0.82 \pm 0.02)\,\text{cm}}{\sqrt{E\,[\text{GeV}]}}$$

bestimmt werden.

Mit Hilfe der geschilderten Maßnahmen konnte eine bis zu 31% bessere Übereinstimmung zwischen der BDC- und der SpaCal-Ortsinformation in radialer Richtung erzielt werden. Die Ortsauflösung des SpaCals in azimutaler Richtung kann zwar nicht direkt bestimmt werden, aber auf der Basis der Diskussion in Kapitel 7.3.3 wird ein Wert von

$$r \cdot \sigma_\phi^{\text{Positron}} \approx 0.2\,\text{cm}$$

angenommen. Diese These könnte unter Zuhilfenahme der CTD-Spur-Information belegt werden, da sie eine präzisere Bestimmung des Azimutalwinkels des Auftreffortes des Positrons auf das SpaCal ermöglicht. Desweiteren könnten eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit der hier ermittelten optimalen W_0-Parameter von der Clusterenergie ebenfalls zu einer Verbesserung der Ortsauflösung des SpaCals führen, da sich Hinweise ergeben haben, daß der optimale W_0-Parameter energieabhängig ist.

Desweiteren wurde die Energiedeposition von Hadronen im SpaCal, die bisher nur auf der Basis von Teststrahlmessungen bekannt war, systematisch untersucht. Da die beiden SpaCal-Komponenten jeweils nur etwa eine Wechselwirkungslänge besitzen, wurde explizit zwischen aufschauernden und nicht aufschauernden Hadronen unterschieden. Der Anteil der aufschauernden Pionen im elektromagnetischen SpaCal lag in den Daten bei $(66.3 \pm 0.4)\%$ und in der H1-Fast-Simulation bei $(68.1 \pm 0.3)\%$. Es konnte eine gute Übereinstimmung der mittleren rekonstruierten Energie der aufschauernden Hadronen zwischen den Daten und der Simulation für das elektromagnetische SpaCal festgestellt werden, wobei die Abweichungen zwischen den Energiemessungen unter 3% lagen. Die Simulation beruht dabei auf einen Datensatz, der vollständig aus geladenen Pionen besteht. Signifikante Abweichungen zwischen Daten und Simulation zeigten sich aber bei dem Vergleich der mip-Energie-Spektren. Diese Diskrepanz ($\approx$ 22%), die nicht in den Teststrahluntersuchungen beobachtet worden war, kann auf eine unzureichende Beschreibung der Bündelstruktur in der Simulation zurückgeführt werden, die sich insbesondere bei den in dieser Arbeit verwendeten kleinen Polarwinkeln θ negativ bemerkbar machen. Im hadronischen SpaCal lag außerdem die rekonstruierte Energie der aufschauernden Hadronen in der Simulation systematisch um bis zu 40% (bei 3.5 GeV) unter der der Daten. Da jedoch der Anteil der aufschauernden Hadronen in der Simulation, der bei $(74 \pm 1)\%$ lag, wesentlich größer ist, als der der Daten ($(64 \pm 1)\%$), ist die Diskrepanz der pro Hadron im Mittel rekonstruierten Energie zwischen Daten und Simulation geringer (11%, bei 3.5 GeV). Mit der Studie der freien einstellbaren Parameter der H1-Fast-Simulation konnte qualitativ gezeigt werden, daß es prinzipiell möglich ist, diese Diskrepanz zu minimieren. Dadurch sollten zukünftige Studien in der Lage sein, quantitative Werte für diese Parameter zu liefern. Desweiteren sollte in Zukunft untersucht werden, ob die von der ELAN-Gruppe ermittelten Kalibrationskonstanten mit den Ergebnissen dieser Studie kompatibel sind und bis zu welchem Umfang dadurch eine exaktere Beschreibung des hadronischen Endzustandes gewährleistet wird.

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration, The H1 detector at HERA, NIM A386 (1997) 310-347

[2] F. Jacquet, A. Blondel, Detectors for Charge Current Events, DESY 79/48 (1979) 391-394

[3] G. Ingelman et al., Quark Momentum distributions from ep collisions: strategies and prospects, Z. Phys. C44 (1989) 291-306

[4] R. Stamen, Analyse quasireeller GED-Compton-Ereignisse, Diplomarbeit, Dortmund (1998)

[5] A.A. Glazov, Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA, Dissertation, Berlin (1996)

[6] H1 SPACAL GROUP, Hadronic Response and e/π Separation with the H1 Lead/Fibre Calorimeter, NIM A382 (1996) 395-412

[7] H1 SPACAL GROUP, Tuning of the SPACAL Response in the Framework of H1SIM, H1 Internal Note 03/96-474

[8] R. Pöschl, Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschußwinkel der Primärteilchen, Diplomarbeit, Dortmund (1995)

[9] V. Lendermann, Simulation of Passive Material in the Backward Region of the H1 Detector, H1-IN-575(08/1999), Dortmund (1999)

[10] A.A. Glazov, Talk given in the H1 group meeting at DESY, (22.1.1998)

[11] H.A. Bethe, Ann.d.Physik. 5, 325 (1930)

[12] C. Caso et al, Passage of Particles through matter, The European Physical Journal C3 (1998) 1, (URL: http://pdg.lbl.gov/)

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

[14] J.D. Jackson, Phys. Rev. D59: 017301 (1999)

[15] H.H. Anderson and J.F. Ziegler, Hydrogen: Stopping Power and Ranges in All Elements. Vol. 3 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Pergamon Press (1977)

[16] J. Lindhard, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 28, No. 8 (1954)

[17] L. Landau, J.Phys. USSR 8, 201 (1944)

[18] J.E. Moyal, Theory of Ionisation Fluctuation, Phil. Mag. 46 (1955) 263

[19] E. Segrè, Nuclei and Particles, Benjamin, New York (1965)

[20] P. Marmier, E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol. I, Academic Press, New Yourk (1969)

[21] O. Klein, Y. Nishina, Z. Phys. 52, 853 (1929)

[22] B. Rossi, High-Energie Particles, Prentice-Hall (1952)

[23] R. Wigmans, Energy loss of particles in dense matter-calorimeter, ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Triest, 1987

[24] R. Wigmans, High resolution hadron calorimeter, NIM A265 (1988) 273-290

[25] U. Amaldi, Fluctuation in Calometry Measurements, Phys. Scripta 23 (1981) 592

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

[27] T.A. Gabriel und W. Schmidt, NIM 134 (1976) 271

[28] E. Longo and I. Sestili, Nucl. Instr. and Methods 128, 283 (1975)

[29] W.R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, „The EGS4 Code System“ , SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center (Dec. 1985)

[30] E. Hughes, Proc. of the I Int. Conf. on Calor. in HEP, p. 525, FNAL, Batavia (1990)

[31] ATLAS TileCal Collaboration, Hadronic Shower Development in Iron-Scintillator Tile Calorimetry, hep-ex/9904032, (1999)

[32] G. Molière, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen, Z. Naturforsch. 2a, 133 (1947)

[33] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146, 83 (1934)

[34] U. Amaldi, Experimental Techniques IN HIGH-ENERGIE NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS, edited by T. Ferbel (1991)

[35] D. Wegener, Hadronkalorimeter – Entwicklung und Anwendung, Phys. Bl. 45, 358 (1989)

[36] A. Drescher et al., The ARGUS Elektron/Photon Calorimeter, NIM 216 (1993) 35

[37] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters, NIM A265 (1988) 273

[38] H. Brückmann, On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters, DESY 87-064 (1994)

[39] ZEUS Collaboration, Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter to Electrons, Pions and Protons in the Momentum Range 0.5-10 GeV/c, NIM A290 (1990) 95

[40] C. Issever, Entwicklung eines alternativen Gewichtungsverfahrens für das H1-Kalorimeter, Diplomarbeit, Dortmund (1996)

[41] B. Schwab, Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experiments, Dissertation, Heidelberg (1996)

[42] H1 BEMC GROUP, The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger, DESY 95-177 (1995)

[43] M. Weber, The new H1 Spaghetti Calorimeter, DESY-Bericht 95-067 (1995)

[44] H1 SPACAL GROUP, The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter, NIM A386 (1997) 397-408

[45] H1 SPACAL GROUP, H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: The Hadronic Section, DESY 96-013 (1996)

[46] H1 SPACAL GROUP, The Electronics of the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeters, NIM A426 (1999) 518-537

[47] H1 SPACAL GROUP, Response of mesh-type photomultiplier tubes in strong magnetic fields, NIM A350 (1994) 221-225

[48] J. Janoth, Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse erster Daten, Dissertation, Heidelberg (1996)

[49] R. Wigmans, Prformance and Limitation of Hadron Calorimetry, CERN-PPE/91-205 (1991);
M. Livan and Wigmans, Scintillating-Fibre Calorimeter, CERN 95-02 (1995)

[50] S. Schleif, Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ mit Ereignissen aus radiativer Elektron-Proton-Streuung am H1-Experiment bei HERA unter besonderer Berücksichtigung des rückwärtigen Kalorimeters, Heidelberg (1998)

[51] R. Poeschl, Dissertation in Vorbereitung

[52] T.C. Awes et al., A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters, NIM A311 (1992) 130

[53] A. Zhokin, J. Katzky, S. Schleif, ELAN-Meeting (April, 1996)

[54] F. James, Reports on Progress in Physics, Vol. 43, 1145-1189 (1980)

[55] S. Peters, Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer, Dissertation, Hamburg (1992)

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

[57] R. Brun et al., GEANT3 User's Guide, CERN-DD/EE 84-1, Genf (1986)

[58] H. Fesefeld, The Simulation of Hadronic Showers, Physics and Application, PITHA 85/02, Aachen (1985)

[59] J. B. Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, Oxford (1964)

[60] M. Dirkmann, Untersuchung an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereichs und des Nachweises von π-Mesonen, Diplomarbeit, Dortmund (1995)

[61] J.M. Katzy, Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken-x und kleinen Impulsübertägen am H1-Experiment bei HERA, Dissertation, Heidelberg (1997)

[62] A. Wegner, Monte Carlo Studies of Electron and Pions in the backward Area with an additional Streamer Tube Layer, H1 internal note, H1-01/91-160

[63] V. Lendermann, SpaCal and BDC alignment '97, H1-ELAN Meeting (7.3.2000)

[64] R. Poeschl, persönliche Mitteilung

[65] P. Sievers, Persönliche Mitteilung

[66] P. Sievers, Untersuchungen zur Verbesserung der Energiemessung im Rueckwärtsbereich des H1-Experiments, Diplomarbeit, Heidelberg (1999)

[67] R. Wallny, The 25 cm problem, talk given in the H1 data quality meeting, (3.2.1998)

[68] H1 Collaboration, The H1 Detector at HERA, Internal Report, H1-96-01, (1996)

[69] R. Wallny, persönliche Mitteilung

[70] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley (1987)

[71] F. Lehner, Untersuchung an Modulen eines neuen Spaghetti-Kalorimeters für den H1-Detektor, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[72] V. Shekelyan, A. Zhokin, Backward SPAghetti CALorimeters (Guide to Simulation program H1SIM), H1 Internal Note 03-11/89 (update 1994)

Danksagung

In der Zeit meines Studiums und insbesondere bei der Durchführung dieser Diplomarbeit habe ich die Hilfe vieler Mitmenschen erfahren. Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit. Die Möglichkeit, vor Ort am DESY in einer internationalen Gruppe tätig sein zu können, gewährte mir tiefe interessante Einblicke in die wissenschaftliche Forschung der Hochenergiephysik und die damit einhergehenden aktuellen Fragestellungen.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. P. Buchholz, der freundlicherweise die Aufgabe des Zweitgutachters übernommen hat.

Ein großer Dank gilt Roman Pöschl, der mir die Anregung zu dieser Arbeit gab und der durch sein Interesse einen wesentlich Betrag zu ihrem Gelingen leistete. Insbesondere half er mir geduldig über die mir unüberwindlich erschienenen Softwarehürden und lieferte unzählige, hilfreiche Hinweise zu der Korrektur dieser Arbeit.

Ein Dankeschön auch an Prof. Dr. Gerardo Herrera, der sich durch sein freundliches Wesen und sein stets offenes Ohr als ein idealer Diskussionspartner erwies und an Dr. Manfred Fleischer, der mich ganz herzlich in der H1-Gruppe willkommen geheißen hat.

Bei allen weiteren Mitgliedern der H1-Kollaboration und des E5-Lehrstuhls bedanke ich mich für die hilfreichen Gespräche, wertvollen Informationen und die angenehme Arbeitsatmosphäre, darüber hinaus und insbesondere bei
Christoph Wissing und Jürgen Naumann für die Durchsicht einiger Kapitel dieser Arbeit,
Çiğdem İşsever, Marion Hensel und Rainer Stamen für die nette Gesellschaft am Mittagstisch,
Victor Lendermann für sein Interesse an meiner Arbeit und
Miguel Mondragon für die Schaffung eines angenehmen Büroklimas.

Auch möchte ich Cordi hier nicht unerwähnt lassen, die viele Reisestrapazen auf sich genommen hat, um mit mir das große fremde Hamburg außerhalb des DESYs zu erkunden – danke.

Der größte Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ohne quälende Fragen der Finanzierung ermöglicht haben.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie gefördert.