Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschußwinkel der Primärteilchen

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

am Lehrstuhl für
Experimentelle Physik V
im Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

vorgelegt von
Roman Pöschl
aus Hagen

Dortmund
April 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Der Speicherring HERA

Zur Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie können Speicherringe eingesetzt werden, in denen Teilchen auf gegenläufigen Bahnen umlaufen. Ein Beispiel für einen solchen Speicherring ist die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage, kurz HERA (Abbildung 1.1), am **D**eutschen-**E**lektronen-**S**ynchrotron, kurz DESY, in Hamburg. Die Anlage dient der Beschleunigung von Elektronen und Protonen, die in zwei Wechselwirkungszonen miteinander kollidieren. Hierbei haben die Elektronen eine Energie von 27.5 GeV und die Protonen eine Energie von 820 GeV. Die Schwerpunktsenergie bei dieser Kollision ist $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$. In der Meßzeit des Jahres 1995 wurde der Speicherring mit Positro-

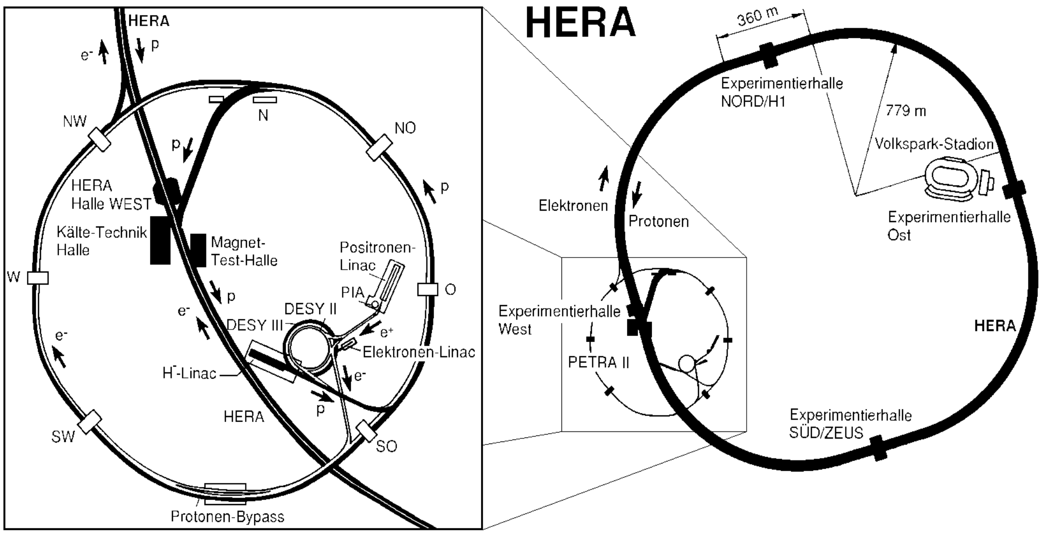

Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA (rechts) und die Vorbeschleuniger (links) auf dem DESY Gelände in Hamburg

nen anstelle von Elektronen betrieben. Da dies für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen keine Rolle spielt, ist im Text weiter nur von Elektronen die Rede.

Um die beiden Wechselwirkungszonen herum sind die Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) aufgebaut. Durch Auswertung der Daten, die mit diesen beiden Experimenten gewonnen werden, wird die Physik der Elektron-Proton-Streuung analysiert.

In der Experimentierhalle Ost ist 1995 das Experiment HERMES in Betrieb genommen worden, dessen Ziel es ist, Aufschlüsse über die Spinstruktur des Protons zu gewinnen. Ein weiteres Experiment, das seinen Betrieb im Jahr 1998 in der Halle West aufnehmen wird, ist HERA-B. Dieses Experiment hat die Aufgabe, die Ursachen der CP-Verletzung mit Hilfe von B-Mesonen zu untersuchen.

1.2 Die Physik der Elektron-Proton-Streuung

Die entstehenden Reaktionsprodukte der Elektron-Proton-Kollisionen werden in zwei Wechselwirkungszonen durch die Detektoren ZEUS und H1 nachgewiesen. Anschaulich gesehen dient das Elektron als Meßsonde, die den Inhalt des Protons abtastet. Eines der Hauptziele der beiden genannten Experimente ist die Untersuchung der Quark- und Gluonstruktur des Protons.

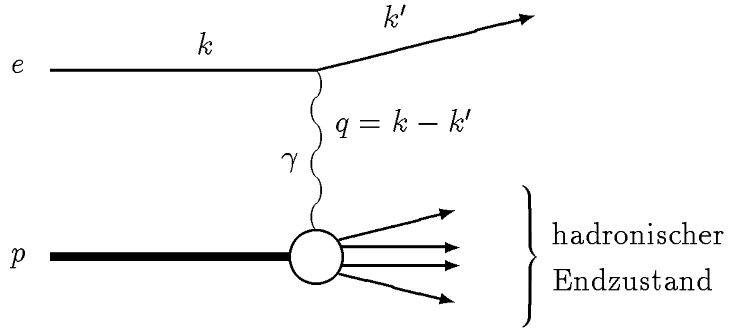

Abbildung 1.2: Elektron-Proton-Streuung, vermittelt durch den Austausch eines virtuellen Photons mit Viererimpuls q.

In Abbildung 1.2 ist die Elektron-Proton-Streuung schematisch dargestellt. Zwischen den Streupartnern wird ein Photon ausgetauscht. Die Variablen k und k' sind Viererimpulsvektoren des einlaufenden und auslaufenden Elektrons, und q ist der Viererimpulsübertrag des Elektrons auf das Proton. Im Hinblick auf den Viererimpulsübertrag werden zwei Prozesse unterschieden:

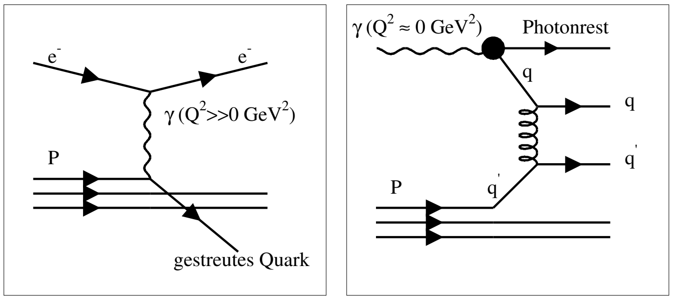

Abbildung 1.3: Feynmangraphen zweier wichtiger Streuprozesse der HERA-Physik. Links ist die tiefinelastische Streuung, rechts die Photon-Proton-Streuung dargestellt.

1) Photoproduktion: Besitzt das ausgetauschte Photon nur ein kleines $Q^2 = -q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$, so kann das Photon als quasi-reell aufgefaßt werden, und der Streuprozeß kann als Photon-Proton-Streuung verstanden werden. Der Wirkungsquerschnitt wird von Prozessen dominiert, bei dem das Photon in einen hadronischen Zwischenzustand fluktuiert. Dieser streut dann seinerseits am Proton. Ein Beispiel für einen solchen Prozeß ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Der fragmentierte Rest des Photons, in Abbildung 1.3 als Photonrest bezeichnet, führt zu einem hadronischen Energiefluß in Richtung des gestreuten Elektrons. Wegen des großen Wirkungsquerschnittes dieser Prozesse stellen sie die wichtigste Untergrundquelle beim Nachweis des gestreuten Elektrons der tiefinelastischen Streuung dar.

2) Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung: Im Rahmen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, für $Q^2 \gg 0\,\mathrm{GeV}^2$, streut das Elektron unter Austausch neutraler Eichbosonen, wie Photonen oder Z^0-Bosonen, oder geladener Eichbosonen, wie $W^{\pm}$-Bosonen, an einem Konstituenten des Protons. Ein Beispiel der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung ist anhand des Photonaustausches ebenfalls in Abbildung 1.3 dargestellt.

   Im Rahmen des Quark-Parton-Modells wird die Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung üblicherweise durch das Quadrat der Schwerpunktsenergie s und zwei weiteren unabhängigen Variablen festgelegt. Diese unabhängigen Variablen sind z. B. das Quadrat des Impulsübertrages Q^2 und die Variable x_B, die im einfachen Quark-Parton-Modell den Impulsbruchteil des Protonkonstituenten am Gesamtimpuls des Protons beschreibt. Die Bestimmung dieser kinematischen

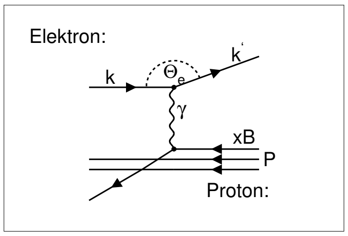

Abbildung 1.4: Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung. x_B ist der Impulsbruchteil des Partons am Gesamtimpuls des Protons.

Variablen soll an dieser Stelle erklärt werden. In Abbildung 1.4 ist die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung noch einmal schematisch dargestellt. Mit k und k', den Viererimpulsvektoren des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons, ergibt sich für das Quadrat des Viererimpulsübertrages

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 = 4E_eE'_e\cos^2(\frac{\theta_e}{2}), \tag{1.1}$$

wobei hier der Streuwinkel θ_e bezüglich der Flugrichtung des Protons gewählt wird. Die in dieser Arbeit häufig verwendete Variable θ kennzeichnet den Streuwinkel bezüglich der Flugrichtung des Elektrons. In diesem Fall gilt:

$$Q^2 = 4E_eE'_e\sin^2(\frac{\theta}{2}). \tag{1.2}$$

Der Impulsbruchteil des Partons am Gesamtimpuls des Protons ist durch

$$x_B = \frac{Q^2}{2P\cdot(k-k')} = \frac{E_eE'_e cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{E_p(E_e - E'_e sin^2(\frac{\theta_e}{2}))}. \tag{1.3}$$

definiert. Eine weitere kinematische Variable

$$y = \frac{P\cdot(k-k')}{P\cdot k} = 1 - \frac{E'_e}{E_e}sin^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{1.4}$$

bezeichnet den im Ruhesystem des Protons auf das Proton übertragenen Energieanteil. Anschaulich stellt diese kinematische Größe ein Maß für die Inelastizität dar.

Die kinematischen Variablen x_B,y und Q^2 sind über die Gleichung

$$Q^2 = sx_By \tag{1.5}$$

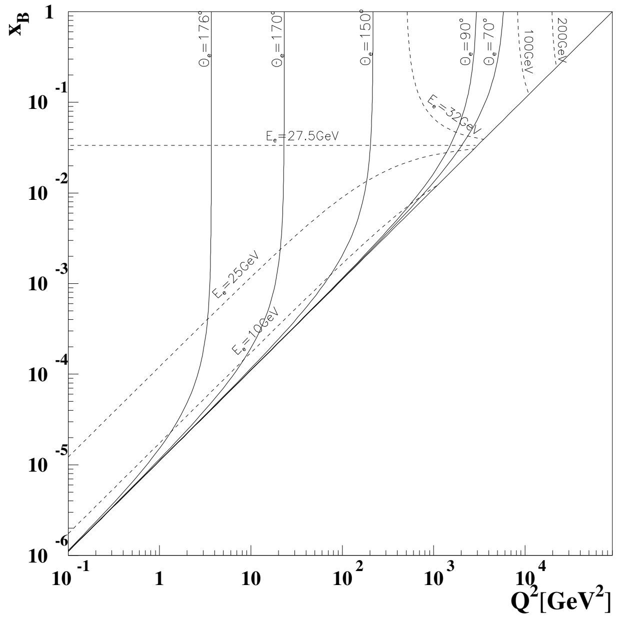

Abbildung 1.5: Kinematische Ebene der Variablen x_B und Q^2. Die Linien stellen Ebenen konstanter Energie und konstanten Streuwinkels des Elektrons dar.

mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ der Elektron-Proton-Streuung verknüpft.

In der Abbildung 1.5 ist die kinematische Ebene dargestellt, die durch die Variablen x_B und Q^2 aufgespannt wird. Durch die Messung des Wirkungsquerschnittes der Elektron-Proton-Streuung

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{ep}}{\mathrm{d}Q\mathrm{d}x_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x_B}\left[2(1-y)+\frac{y^2}{(1+R)}\right] F_2(x_B,Q^2) \tag{1.6}$$

in Abhängigkeit der kinematischen Variablen wird der Verlauf der Protonstrukturfunktion $F_2(x_B,Q^2)$ bestimmt. $F_2(x_B,Q^2)$ beschreibt, wie der Gesamtimpuls des Protons unter den Partonen aufgeteilt ist. Die Abhängigkeit der Protonstrukturfunktion von zwei kinematischen Variablen ist als Skalenverletzung bekannt.

Bei der Elektron-Proton-Streuung kann es auch zum Austausch massiver Eichbosonen Z^0 oder $W^\pm$ kommen. Durch die Analyse solcher Ereignisse ist es möglich, die Strukturfunktion $F_3(x_B,Q^2)$ zu messen, die den paritätsverletzenden Teil des ep-Wirkungsquerschnittes definiert.

Von Interesse ist die Messung und Analyse von Ereignissen mit kleinem x_B und kleinem Q^2. Dazu muß der Detektor eine hohe Energie- und Winkelauflösung gewährleisten.

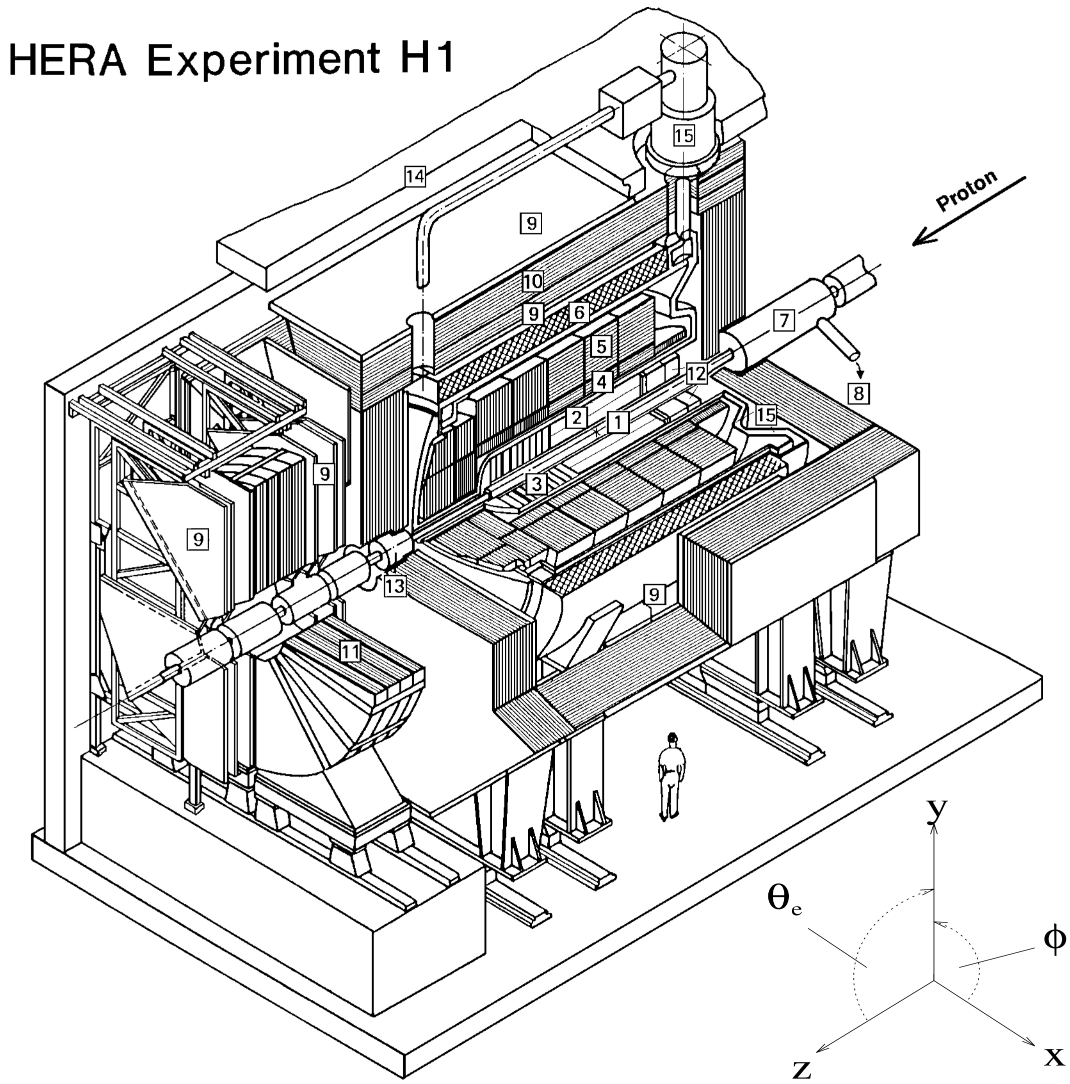

Abbildung 1.6: Der H1-Detektor. Die Protonflugrichtung definiert die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystems. Die Ziffern der wichtigsten Detektorkomponenten sind im Text erklärt.

1.3 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (Abbildung 1.6) bietet die Möglichkeit, Elektronen bis zu einem Polarwinkel $\theta_e = 177°$ nachzuweisen. Dies ermöglicht es, die Protonstrukturfunktion bei sehr kleinen x_B zu bestimmen. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [H1CH196]. Die angegebenen Ziffern beziehen sich auf Abbildung 1.6.

(2) Zentrale Spurkammern: Das Strahlrohr wird von zwei konzentrischen Driftkammern umgeben. Sie erlauben die Rekonstruktion geladener Spuren in einem Winkelbereich von $30° < \theta_e < 150°$. Die Impulsauflösung der Kammern beträgt $\frac{\sigma_p}{p} \approx 0.3\% \cdot p[\mathrm{GeV/c}]$ und die Winkelauflösung beträgt $\sigma_\theta \approx 1\,\mathrm{mrad}$.

(3) Vorwärts-Spurkammern: Durch die Vorwärtsspurkammern wird die Winkelakzeptanz für geladene Teilchen bis $\theta_e = 5°$ ausgedehnt. Winkel und Impulsauflösung entsprechen denjenigen der zentralen Spurkammern. Zusammen mit den zentralen Spurkammern ermöglichen die Vorwärts-Spurkammern die Messung des Wechselwirkungspunktes der Elektron-Proton-Streuung. Dieser Punkt wird im folgenden auch als Vertex bezeichnet.

(4,5) Flüssig-Argon-Kalorimeter: Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter erlaubt den Nachweis von Reaktionsprodukten der Elektron-Proton-Streuung im Winkelbereich $3° < \theta_e < 155°$.

(6,7) Supraleitende Spule und Kompensationsmagnet: Die supraleitende Spule erzeugt ein Magnetfeld von 1.16 T, dessen Feldlinien in die Protonrichtung, das ist die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystems, zeigen. Das Magnetfeld ermöglicht die Impulsmessung geladener Teilchen in den Driftkammern. Die Rückführung des magnetischen Flusses geschieht durch ein Eisenjoch, in dem zusätzlich Streamerkammern für den Nachweis von Myonen eingebettet sind (9,10).

Damit das Magnetfeld der supraleitenden Spule nicht die Teilchenbahn im Strahlrohr beeinflußt, ist an einem Ende des Detektors um das Strahlrohr eine supraleitende Kompensationsspule angebracht.

(12) Der rückwärtige Bereich: Elektronen, die mit großen Streuwinkeln von $\theta_e = 152°$ bis $\theta_e = 177°$ abgelenkt werden, können mit Hilfe eines Blei-Faser-Kalorimeters (SpaCal) und einer rückwärtigen Driftkammer (BDC) untersucht werden. Insbesondere die Eigenschaften des SpaCals sind zentraler Gegenstand dieser Arbeit. Aufgabe des SpaCals ist eine präzise Messung des Energie und des Auftreffortes der gestreuten Elektronen.

Da die beiden Detektorkomponenten SpaCal und BDC im Rahmen dieser Arbeit besonders wichtig sind, ist der rückwärtige Teil des Detektors in Abbildung 1.7 in einer Seitenansicht nochmals dargestellt.

Nahe dem Strahlrohr befinden sich die zentralen Silizium-Spurdetektoren (CST: Abkürzung für die englischsprachige Bezeichnung Central-Silicon-Tracker), die rückwärtigen Silizium-Spurdetektoren (BST), der rückwärtige, zentrale Teil des Eisenjochs (-Z-Endcap). Weiter sind in der Abbildung Teile des Flüssig-Argon-Kalorimeters mit CB2E, CB1E und BBE beschriftet.

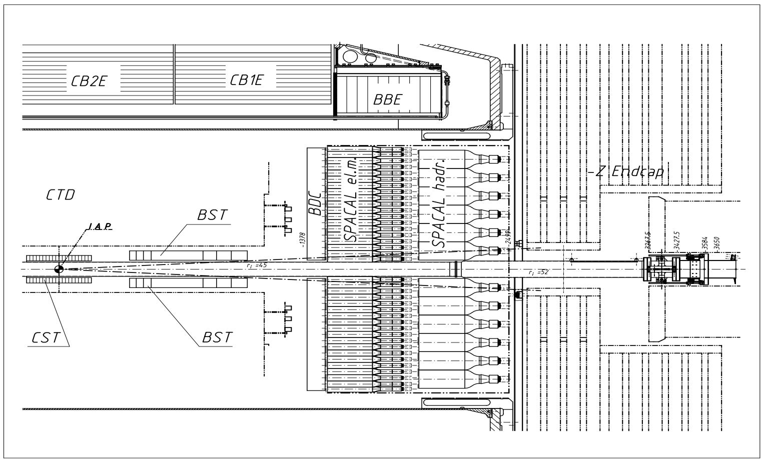

Abbildung 1.7: Seitenansicht des rückwärtigen Teils des H1-Detektors. Zu erkennen ist die Position der BDC und des SpaCals.

1.4 Der rückwärtige Bereich des H1-Detektors

Zu Beginn des Jahres 1995 sind zwei neue Detektorkomponenten, das SpaCal und die BDC, im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors installiert worden. Diese beiden Detektorkomponenten werden in diesem Abschnitt detaillierter beschrieben. Dabei wird besonders auf das neue Kalorimeter SpaCal eingegangen.

1.4.1 Das SpaCal im H1-Detektor

Das Kalorimeter im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors besteht aus einer Matrix, die aus Blei und szintillierenden Fasern zusammengesetzt ist (Abbildung 1.8). Den szintillierenden Fasern, die einen Durchmesser von 0.5 mm besitzen, verdankt das Kalorimeter seinen Namen Spaghetti-Kalorimeter oder kurz SpaCal.

Die Frontfläche des SpaCals befindet sich bei z=-149.1 cm im H1-Koordinatensystem. Für das SpaCal wurde eine nichtkompensierende Auslegung gewählt [HSGEL95]. Dies bedeutet, daß das Ansprechverhalten auf Elektronen und Hadronen derselben Energie nicht gleich ist. Das gesamte Kalorimeter besteht aus zwei Sektionen, einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter, wobei im folgenden nur der elektromagnetische Teil beschrieben werden soll, dessen Eigenschaften in dieser Arbeit untersucht werden. Die angegebenen technische Daten befinden sich in [HSGEL95]. Für eine detaillierte Beschreibung des hadronischen Teils sei auf [HSGHA96] verwiesen. Falls es nicht explizit erwähnt wird, ist mit dem Begriff SpaCal der elektromagnetische Teil des Rückwärtskalorimeters gemeint.

Die Bleiplatten, in die die szintillierenden Fasern eingelegt sind, haben eine Höhe von 0.76 mm. Der Abstand zweier Fasern beträgt 0.9 mm. Die Bleiplatten sind so übereinander gestapelt, daß eine Faser einer Ebene unter einer Erhebung im Bleiprofil der nächsthöheren Ebene plaziert wird (siehe auch hierzu Abbildung 1.8). Das Volumenverhältnis zwischen Blei und Fasermaterial ist 2.27:1.

Die Basiseinheit des Kalorimeters ist ein Submodul (Abbildung 1.9), das aus zwei Zellen der Größe $4.05 \times 4.05 \times 25\,\mathrm{cm}^3$ besteht. Acht solcher Submodulebilden ein Supermodul (siehe Abbildung 1.10). Die Zellen werden durch die Bündelung der Fasern definiert. Das Licht, das durch einen elektromagnetischen Schauer in den szintillierenden Fasern entsteht, wird via Totalreflexion zu einem Lichtmischer geführt, der das Szintillationslicht gleichmäßig auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers verteilt [DEC93]. Insgesamt besteht der elektromagnetische Teil des SpaCals aus 1192 solcher Zellen. Das Licht, das durch einen Teilchenschauer in den Fasern entsteht, wird mittels einer Auslesekette, die in [ARN95] genauer erklärt ist, unter anderem in ein digitales Signal verwandelt, das proportional zur Energie ist, die in einer Zelle deponiert wird.

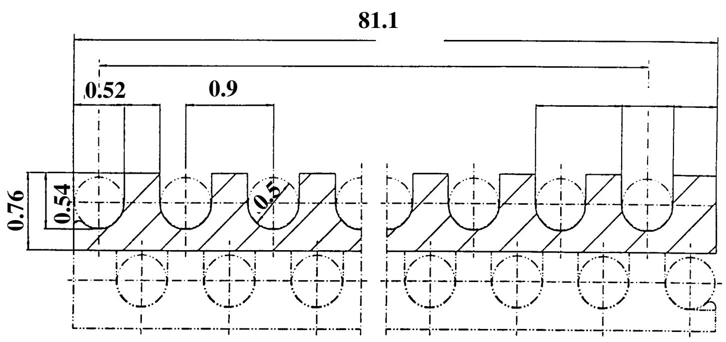

Abbildung 1.8: Blei-Szintillator-Matrix der SpaCal-Zellen. Die Maßangaben sind in mm. Zu erkennen sind die 0.5 mm dicken Szintillationsfasern, die in die 0.54 mm starken Vertiefungen des Bleiprofils eingelegt sind.

Weitere charakteristische Größen des SpaCals sind in Tabelle 1.1 eingetragen. Die Begriffe Strahlungslänge, kritische Energie und Molière-Radius sind Größen, die aus der theoretischen Beschreibung von Teilchenschauern stammen, die in Kapitel 2 skizziert wird.

In Abbildung 1.11 ist der Teil des SpaCals dargestellt, der es ermöglicht, gestreute Elektronen bis nahe an das Strahlrohr nachzuweisen.

Dieser Teil des SpaCals befindet sich im inneren Randbereich des Detektors und wird Insert genannt. Die Geometrie der Zellen wurde dem kreisförmigen Querschnitt des Strahlrohrs angepaßt. Im inneren Bereich des Inserts sind weitere vier Zellen zu erkennen,

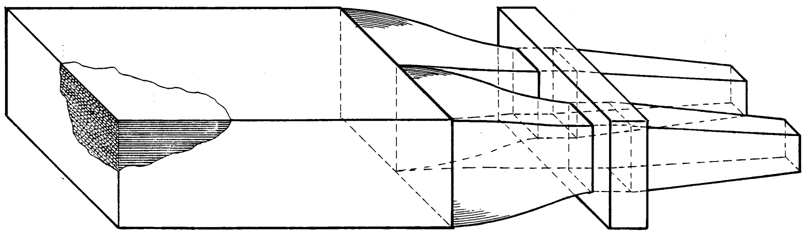

Abbildung 1.9: Schematische Darstellung eines SpaCal-Submoduls. Von links nach rechts sind das Auslesemedium mit der Blei-Faser-Matrix, die Bündelungszone, der Bündelungsrahmen und die Lichtmischer zu erkennen.

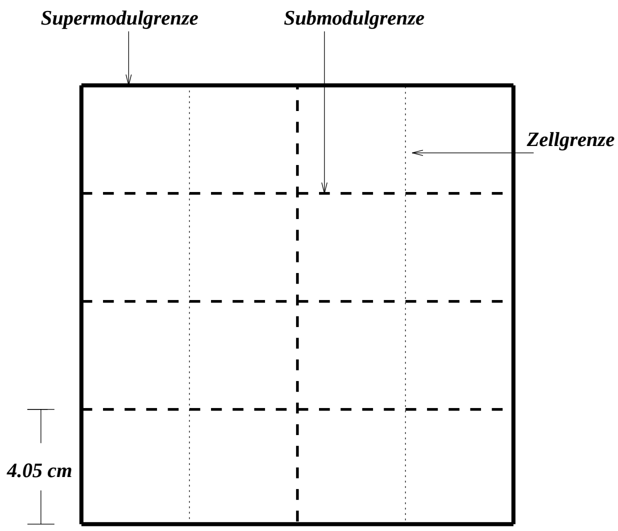

Abbildung 1.10: Schematische Frontansicht eines SpaCal-Supermoduls, das aus 16 Zellen, entsprechend 8 Submodulen, besteht.

	SpaCal
Strahlungslänge	0.9 cm
Mittlere Absorptionslänge	$\approx$ 20 cm
Molière-Radius	2.5 cm
Kritische Energie	$\approx$ 10 MeV
Inhomogenitäten	$\leq 8\%$
Relative Energieauflösung	$\frac{7.1\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$
Tiefe	25 cm

Tabelle 1.1: Charakteristische Parameter des elektromagnetischen SpaCals.

die um das Strahlrohr herum angeordnet sind. Diese Zellen stellen die Veto-Lage dar. Sie haben die Aufgabe, Ereignisse zu messen, die Energie sehr dicht am Strahlrohr deponieren. Dadurch kann es zu Leckverlusten kommen, da Energie im Strahlrohr verloren geht. Durch die Zähler der Veto-Lage ist es möglich, Ereignisse, bei denen in der Veto-Lage die Energie oberhalb einer bestimmten Schwelle deponiert wird, bei der Analyse zu verwerfen. Ein Tantalrohr schützt das Insert vor Synchrotronstrahlung.

Die Abbildung 1.12 zeigt das gesamte SpaCal in einer Frontansicht.

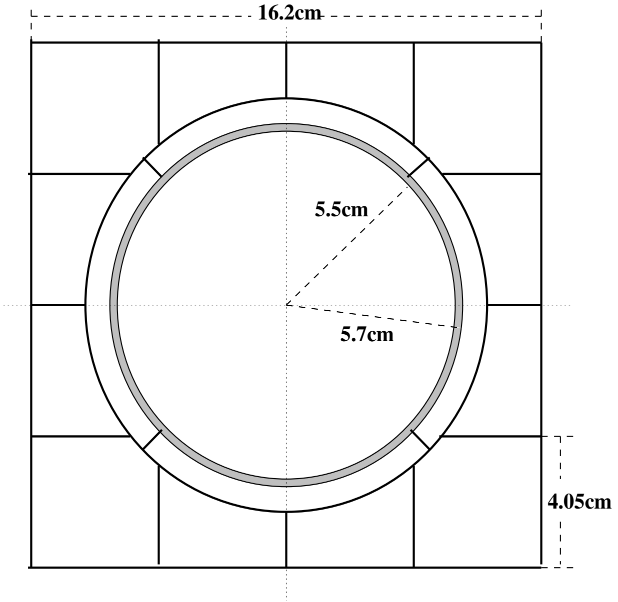

Abbildung 1.11: Schematische Darstellung des inneren Bereiches des SpaCals. Erkennbar sind die Insertzellen und die vier Zellen der Veto-Lage. Das Tantalrohr, das das Insert vor Synchrotronstrahlung schützt, ist grau unterlegt

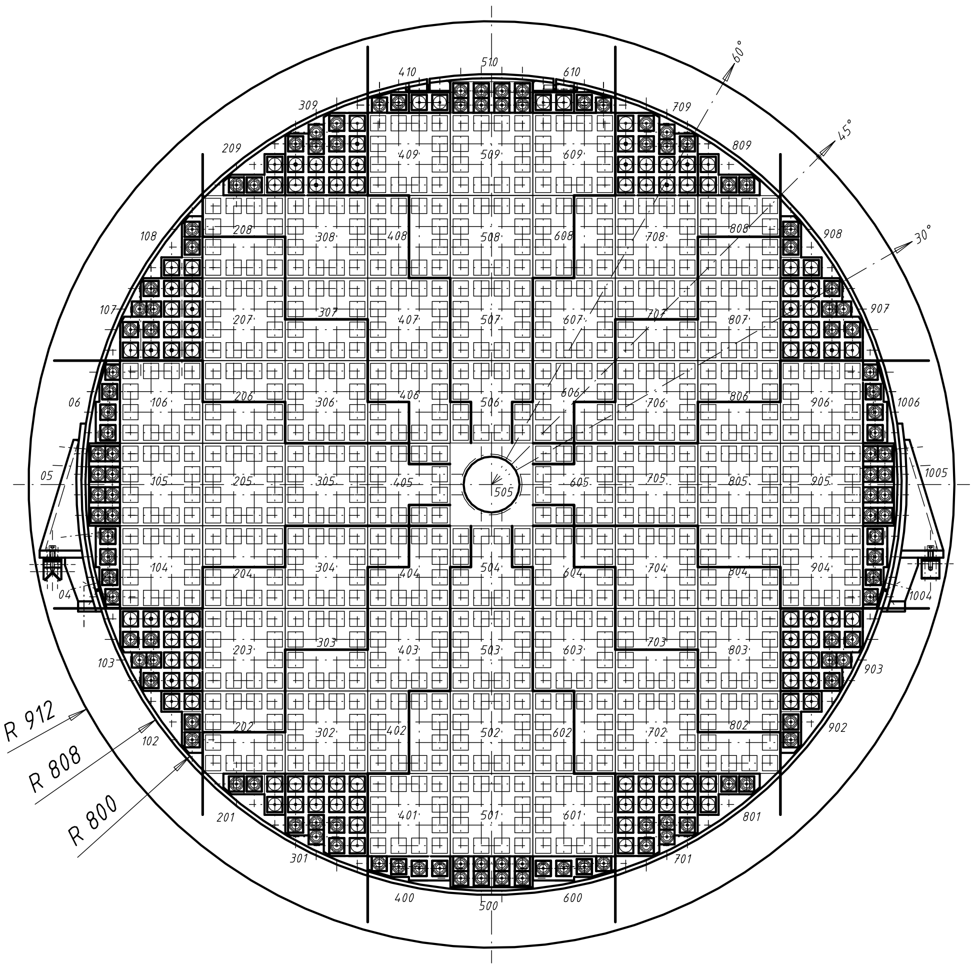

Abbildung 1.12: Frontansicht des SpaCals. Erkennbar ist die Zellstruktur des SpaCals. Insgesamt besteht der elektromagnetische Teil des SpaCals aus 1192 Zellen. Die Supermodule, bestehend aus 4×4 Zellen, sind weiß unterlegt. Schwarz unterlegt sind besondere Module, die den Rand des Kalorimeters ausfüllen.

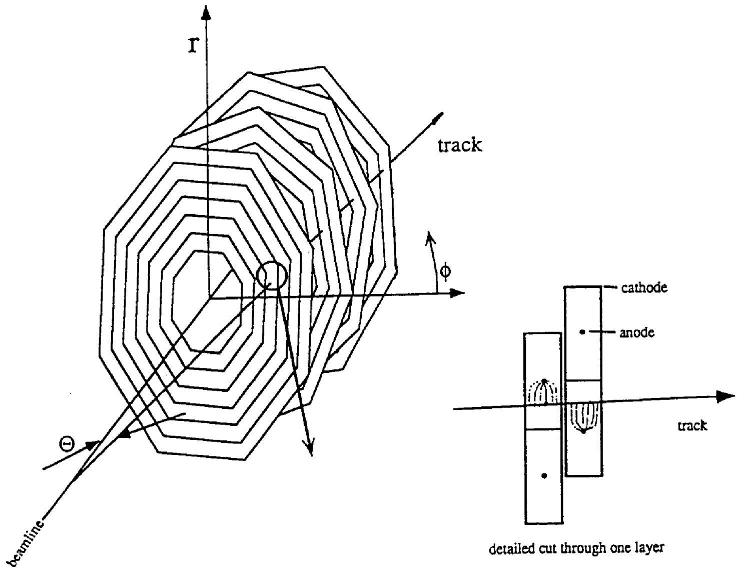

Abbildung 1.13: Schematische Darstellung der BDC. Dargestellt sind die gegeneinander rotierten Doppellagen. Unten rechts ist ein Schnitt durch eine solche Doppellage abgebildet.

1.4.2 Die BDC im H1-Detektor

Direkt vor dem SpaCal befindet sich in Richtung des Wechselwirkungspunktes die rückwärtige Driftkammer, kurz BDC. Ihre Aufgabe ist es, Spuren geladener Teilchen zu messen, um mit Hilfe der SpaCal-Information das gestreute Elektron zu identifizieren. Die BDC besteht aus vier oktagonalen Doppellagen mit Driftkammerzellen. Die Anordnung der Zähldrähte ist in Abbildung 1.13 dargestellt. Die vier Doppellagen sind um einen Winkel von $11.25°$ gegeneinander in ϕ-Richtung verdreht. Die einem Spinnennetz ähnliche Struktur der Zähldrähte ermöglicht eine präzise Messung des gestreuten Elektrons in radialer Richtung, da die Zähldrähte senkrecht zum Radiusvektor stehen. Die Spur eines Teilchens wird vermessen, indem eine Gerade durch die signalführenden Drähte in den Doppellagen gelegt wird (Abbildung 1.13). Die Rotation der Doppellagen verhindert das Auftreten von Ambiguitäten bei der Spurbestimmung.

Die Mitte der BDC befindet sich bei $z_{BDC} = -145.1\,\mathrm{cm}$ im H1-Koordinatensystem. Der Punkt, an dem die erwähnte Gerade eine Ebene bei z_{BDC} schneidet, wird als BDC-Durchstoßpunkt definiert.

Der Abstand der Zähldrähte verringert sich mit kleinerem radialen Abstand zum Strahlrohr. Dies trägt dem Anstieg der Untergrundrate bei kleinen Radien Rechnung, da diese Abstandsverringerung zu einer geringeren Driftzeit in den Driftkammerzellen führt [H1CUP93].

1.5 Unsicherheiten bei der Bestimmung der kinematischen Variablen

Die Fehler bei der Bestimmung der kinematischen Variablen sind direkt mit der Energie- und Winkelauflösung des Detektors verknüpft. Für die Meßungenauigkeit der kinematischen Variablen gilt[KLE91]:

$$\frac{\mathrm{d}Q^2}{Q^2} = \frac{\mathrm{d}E'_e}{E'_e} \oplus \tan(\theta_e/2) \cdot \mathrm{d}\theta_e \tag{1.7}$$

$$\frac{\mathrm{d}x_B}{x_B} = \frac{1}{y}\frac{\mathrm{d}E'_e}{E'_e} \oplus \left(\tan(\theta_e/2) + (\frac{1}{y} - 1)\cot(\theta_e/2)\right) \cdot \mathrm{d}\theta_e \tag{1.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}y}{y} = \frac{(y-1)}{y} \cdot \frac{\mathrm{d}E}{E} \oplus \frac{(1-y)}{y} \cdot \cot\theta_e/2 \cdot \mathrm{d}\theta_e \tag{1.9}$$

Das Symbol $\oplus$ bedeutet $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Aus diesen Gleichungen kann folgendes entnommen werden:

- Q^2: Die Messung von Q^2 ist durch den Term $\tan(\theta_e/2)$ beeinflußt. Bei einem Streuwinkel von $\theta_e = 177°$ wird dadurch die Auflösung von Q^2 um einen Faktor 40 schlechter. Darüberhinaus ist die Auflösung von Q^2 eine Funktion der Energieauflösung eines Detektors.

- x_B: Auch die Messung von x_B wird durch die Energieauflösung eines Detektors beeinflußt. Der Faktor $\frac{1}{y}$ erschwert die Bestimmung von x_B im Bereich kleiner y.

- y: Auch hier ist der Faktor $\frac{1}{y}$ der dominante Term. Um eine tolerierbare Auflösung von 20% in y zu erhalten, muß die Energieauflösung bei einer Energie von 30 GeV besser als 2% sein.

Die Detektorkomponenten im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors (Abbildung 1.6) müssen also eine gute Energie- und Winkelauflösung gewährleisten. Zur Messung extrem kleiner x_B bis 10^{-6} muß darüberhinaus eine hohe Winkelakzeptanz gegeben sein.

1.6 Aufgaben der Analysen in dieser Arbeit

Die gewählte Zellstruktur erlaubt eine präzise Bestimmung des Auftreffortes der Elektronen auf dem SpaCal. Testmessungen, die im Herbst 1994 am CERN in Genf vorgenommen wurden, haben gezeigt, daß mit dem SpaCal eine Ortsauflösung von ca. 0.2 cm für Elektronen mit einer Energie von 7 GeV erreicht werden kann [DIR95]. Dies ist eine entscheidende Verbesserung gegenüber dem alten rückwärtigen Kalorimeter, dem BEMC, das eine Ortsauflösung von 0.7 cm erreicht hat [BEM95].

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Einfluß von Einschußwinkeln der Elektronen auf die Ortsauflösung des SpaCals anhand simulierter Daten untersucht. Zunächst werden in Kapitel 3 Methoden zur Ortsrekonstruktion erklärt. In Kapitel 4 wird der Einfluß wachsender Einschußwinkel der Elektronen auf die Energieverteilung erläutert. In Kapitel 5 werden die beschriebenen Methoden anhand simulierter Daten getestet, und es wird die erreichbare Ortsauflösung des SpaCals abgeschätzt. In Kapitel 6 wird die erreichte Qualität der Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons mit dem SpaCal und der BDC in der Datennahmeperiode 1995 des H1-Detektors untersucht.

Kapitel 2

Grundlagen der Schauertheorie

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Mechanismen erklärt, die für den Energieverlust von Elektronen und Photonen in Materie verantwortlich sind. Anschließend wird beschrieben, wie ein elektromagnetischer Schauer entsteht. Abschließend wird kurz dargelegt, wie die Entwicklung elektromagnetischer Schauer im Rahmen der H1-Simulation beschrieben wird.

2.1 Energieverlust von Teilchen in Materie

2.1.1 Verlustmechanismen für Elektronen

In Abbildung 2.1 ist der Energieverlust pro Längeneinheit aufgetragen, den ein Elektron oder ein Positron beim Durchgang durch Materie erleidet. Zu diesem Energieverlust tragen die folgenden Prozesse bei:

- Møller-Streuung: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
- Bhabha-Streuung: $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$
- Annihilation: $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$
- Bremsstrahlung: $e^- + A \rightarrow e^- + A + \gamma$.

Abbildung 2.1 zeigt deutlich, daß bei Energien oberhalb von 100 MeV der Energieverlust durch Bremsstrahlung überwiegt. Da im Rahmen dieser Arbeit Elektronen analysiert werden, deren Energie einige GeV beträgt, soll dieser Verlustmechanismus im Mittelpunkt stehen. Detailliertere Ausführungen über die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie finden sich zum Beispiel in [GRU93].

Der Energieverlust der Elektronen pro Wegstrecke durch Bremsstrahlung wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, die hier in einer Näherung für hochenergetische

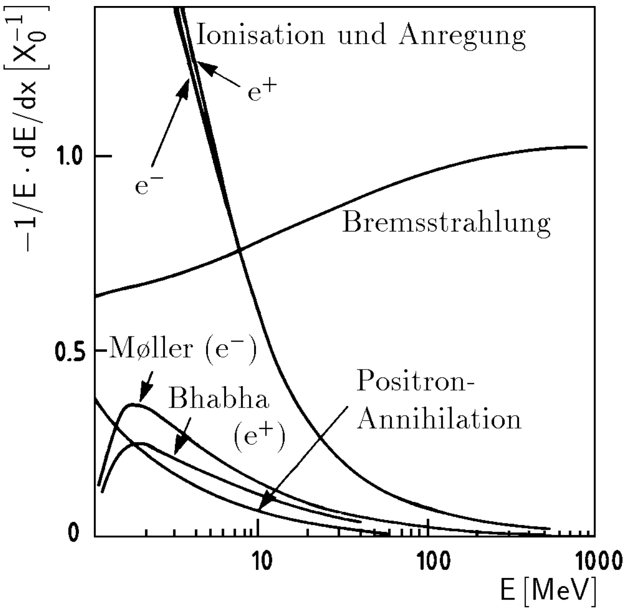

Abbildung 2.1: Anteil der verschiedenen Prozesse am Energieverlust pro Weglänge von Elektronen beim Durchgang durch Blei [APS94].

Elektronen angegeben ist [GRU93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0}. \tag{2.1}$$

Dabei sind Z, A die Ladungs- und Massenzahl des bremsenden Mediums und E ist die Elektronenergie. Diese Näherung gilt wenn $E \gg m_e c^2/\alpha Z^{1/3}$ ist. Die Größe X_0 ist eine materialspezifische Konstante und hat die Dimension [g/cm^2]. Sie charakterisiert den Energieverlust eines Elektrons pro Weglänge, in Abhängigkeit von der Massenzahl und Kernladungszahl des Absorbers und wird als Strahlungslänge bezeichnet. Ein Absorber mit hoher Kernladungszahl, z.B. Blei mit Z=82, führt zu einem höheren Energieverlust pro Weglänge als ein Absorber mit niedriger Kernladungszahl, z.B. Aluminium mit Z=13. Deshalb werden beim Bau eines Kalorimeters bevorzugt Materialien mit hoher Kernladungszahl verwendet, um so eine kompakte Bauweise von Kalorimetern zu ermöglichen.

Integration der Gleichung 2.1 führt auf:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}. \tag{2.2}$$

Diese Funktion beschreibt den Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Bremsstrahlung. Nach Durchlaufen der Strecke X_0 ist die Energie des Teilchens auf 1/e abgefallen. Die Energie, bei der der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung gleich dem Energieverlust durch Ionisation ist, wird als kritische Energie bezeichnet und ist gegeben durch:

$$\left(\frac{dE_{krit}}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE_{krit}}{dx}\right)_{brems}. \tag{2.3}$$

Für Elektronen liegt diese kritische Energie bei [BER64]:

$$E_{krit} = \frac{800\,\mathrm{MeV}}{Z+1.2}. \tag{2.4}$$

2.1.2 Verlustmechanismen für Photonen

Da bei einem Bremsstrahlungsprozeß ein hochenergetisches Photon abgestrahlt wird, das wiederum seine Energie im Absorbermaterial deponiert, soll hier ein Überblick über die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie gegeben werden. Die wichtigsten Prozesse, die zum Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von Photonen mit Materie beitragen, sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die folgenden Prozesse spielen eine Rolle:

- **Photoeffekt**(τ): Der Photoeffekt dominiert bei Energien unterhalb von 1 MeV. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes ist näherungsweise der 5. Potenz der Kernladungszahl des Absorbers proportional.

- **Comptoneffekt**(σ_{incoh}): Der Comptoneffekt dominiert den Wirkungsquerschnitt bei Energien zwischen 1 MeV und 10 MeV.

- **Paarbildung**(κ_n): Die Paarbildung im Kernfeld bestimmt den Photonwirkungsquerschnitt bei Energien oberhalb von 10 MeV. Dieser Prozeß spielt die wichtigste Rolle bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie, die zur Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in einem Kalorimeter führen. Das Photon konvertiert in ein Elektron-Positron-Paar. Die mittlere freie Weglänge, die ein Photon bis zur Konversion zurücklegt, beträgt $\lambda_{paar} = 9/7\,X_0$.

  Weniger wichtige Prozesse sind:

- Rayleigh-Streuung: σ_{coh}

- Paarbildung im Feld der Hüllenelektronen: κ_e

- Photonukleare Absorption: σ_{pn}.

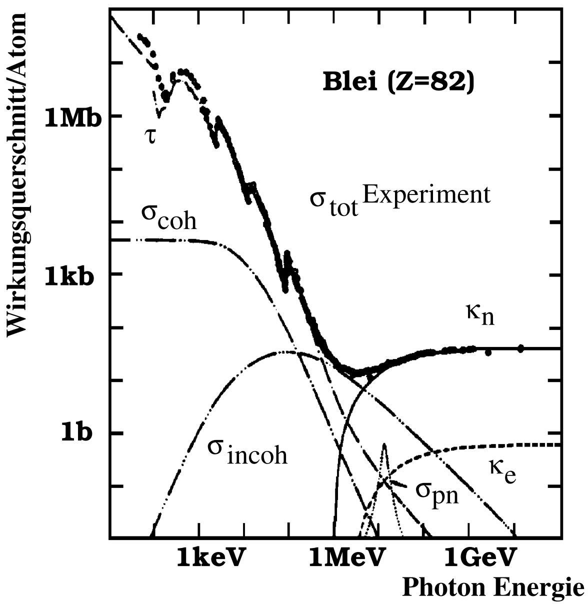

Abbildung 2.2: Photonwirkungsquerschnitte in Blei in Barn als Funktion der Photonenergie [APS94].

2.2 Entwicklung elektromagnetischer Schauer

Trifft ein Elektron auf einen Materieblock, so strahlt es durch Wechselwirkungen mit den Atomkernen Photonen ab, die ihrerseits wieder in Elektron-Positron-Paare konvertieren. Die wiederholte Abfolge dieser Prozesse führt zur Bildung eines elektromagnetischen Schauers, dessen wesentliche Merkmale anhand eines einfachen Modells erklärt werden sollen [HEI54].

Das Elektron strahlt nach einer Strahlungslänge ein Photon ab, das seinerseits nach $9/7X_0$ in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Diese Prozesse setzen sich solange fort, bis die Energie aller Teilchen die kritische Energie des Absorbers unterschreitet. Dieser Annahme folgend, entwickelt sich der Schauer in longitudinaler Richtung bis zu einer Tiefe $t = \frac{lnE/E_{krit}}{\ln 2}$ und die Anzahl der Teilchen beträgt $n = \frac{E_0}{E_{krit}}$. Das bedeutet, daß die Anzahl der Schauerteilchen proportional zu der Energie des Primärteilchens ist.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen dienen der Bestimmung des Schauerschwerpunktes, der sich gemäß der Approximation B von Rossi [ROS52] in der Tiefe

$$t_{sch} = 1.10 \ln \frac{E}{E_{krit}} + 0.4 \qquad (2.5)$$

entlang der Schauerachse befindet. t_{sch} ist in Einheiten der Strahlungslänge angegeben.

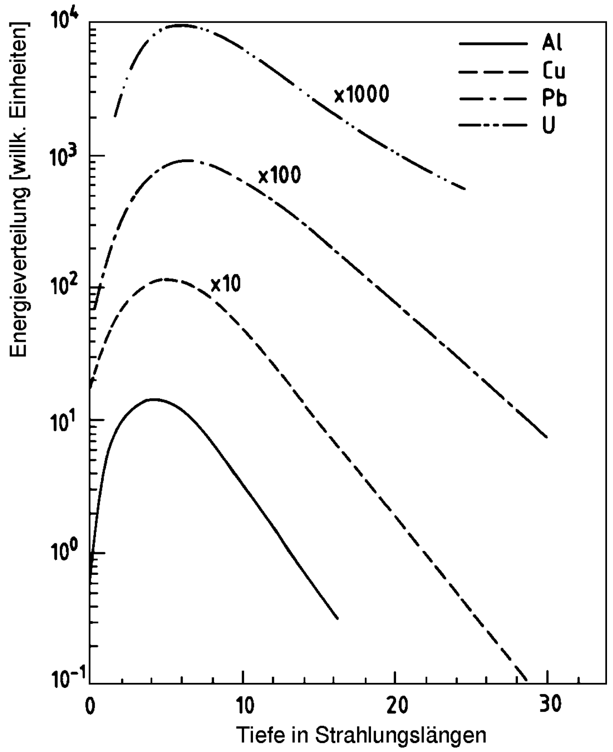

Abbildung 2.3: Longitudinale Schauerprofile, die Elektronen mit einer Energie von 6 GeV in Aluminium, Kupfer, Blei und Uran erzeugen [FAB85].

Die gesamte longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers läßt sich durch [LON75]

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(bt)^{a-1} b e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.6}$$

parametrisieren. Für kleine Schauertiefen t steigt die Anzahl der Schauerteilchen proportional zu t^a bis zu einem Maximum an. Danach dominieren Absorptionsprozesse, denen die Exponentialfunktion e^{-bt} Rechnung trägt. Das longitudinale Schauerprofil ist in Abbildung 2.3 für verschiedene Materialien dargestellt. Literaturwerte sind A=4.54...10.88, a=1.00...2.74 und b=0.454...0.515 [LON75]. Das Verhältnis der Energiedeposition im Schauermaximum gegenüber Bereichen, deren t größer als das des Schauermaximums ist, sinkt mit wachsender Energie der Primärteilchen [PET92].

Bei der Ortsrekonstruktion des Auftreffortes von Elektronen auf ein Kalorimeter ist bei kleinen Auftreffwinkeln der Elektronen die laterale Entwicklung eines Schauers von Bedeutung. Die laterale Ausdehnung wird hauptsächlich durch Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen und Positronen hervorgerufen und kann durch den Molière-Radius

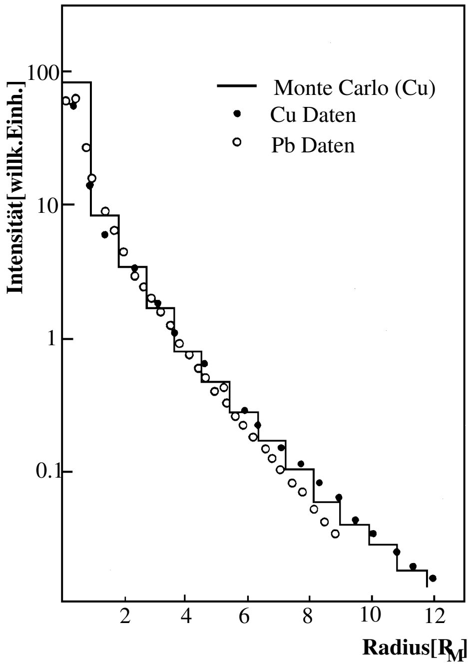

Abbildung 2.4: Gemessene und simulierte laterale Schauerausdehnung, die Elektronen mit einer Energie von 6 GeV in Kupfer und Blei erzeugen [BAT70].

charakterisiert werden:

$$R_M = \frac{21\,\mathrm{MeV}}{E_{krit}} X_0. \tag{2.7}$$

Die laterale Ausdehnung des Schauers wächst mit zunehmender longitudinaler Schauertiefe an. 98% der Energie eines Schauers befinden sich in einem Zylinder mit dem Durchmesser $2R_M$ um die Schauerachse [BOG93]. Abbildung 2.4 zeigt das laterale Schauerprofil, das von Elektronen mit einer Energie von 6 GeV in Kupfer und Blei erzeugt wird. In der Arbeit von Awes et al. [AWE92] wird ein exponentieller Abfall der Energie mit wachsendem transversalen Abstand zur Schauerachse angenommen. Experimentelle Ergebnisse zeigen jedoch, daß zwei exponentielle Verteilungen das transversale Schauerprofil besser beschreiben [BUG86]. Die transversale Ausdehnung des Schauers in großer Entfernung zur Schauerachse wird durch niederenergetische Photonen bestimmt, für die der Absorptionskoeffizient μ kleiner als die Strahlungslänge X_0 ist.

2.3 Ortsrekonstruktion mit einem Kalorimeter

Mit Hilfe der transversalen Energieverteilung ist es möglich, den Schauerschwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers zu rekonstruieren, indem die Mittelpunktskoordinaten der Kalorimeterzellen mit geeigneten Gewichtungsfaktoren versehen werden. Diese Gewichtungsfaktoren leiten sich aus der Energiedeposition in den Zellen ab (siehe Abschnitt 3.3). Ein wichtiges Kriterium für eine präzise Ortsrekonstruktion mit einem Kalorimeter ist das Verhältnis zwischen der gewählten Zellgröße und dem Molière-Radius des Kalorimeters. Dies soll anhand zweier Grenzfälle diskutiert werden.

- Bei einem unendlich großen Kalorimeter, das nur aus einer Zelle besteht, wird der geometrische Mittelpunkt des Kalorimeters als Ort des Schauerschwerpunktes bestimmt, da die Information aus Nachbarzellen nicht zur Bestimmung herangezogen werden kann.
- Ist der Molière-Radius des Kalorimeters viel kleiner als die Zelldimension, so kann bei kleinen Einschußwinkeln ebenfalls keine Information aus den Nachbarzellen benutzt werden. Der elektromagnetische Schauer breitet sich nur in einer Zelle aus, falls sich der Einschußort des Teilchens nicht in der Nähe einer Zellgrenze befindet.

Deswegen muß beim Bau eines Kalorimeters darauf geachtet werden, daß die Zelldimensionen in der gleichen Größenordnung wie der Molière-Radius des Kalorimeters sind, um auf diese Weise eine optimale Ortsrekonstruktion mit einem Kalorimeter zu erreichen.

Mit zunehmender Schauerenergie sinkt die statistische Fluktuation der Anzahl der Schauerteilchen. Es wird eine Variation der Ortsauflösung gemäß

$$\sigma_{ort} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} + const. \tag{2.8}$$

erwartet.

2.4 Die Simulation von Teilchenschauern bei H1

Im Rahmen dieser Arbeit werden Daten ausgewertet, die mit Hilfe von simulierten Teilchenschauern im SpaCal erzeugt worden sind. Dabei wird das Simulationsprogramm H1FAST verwendet, das die Schauerentwicklung in einem Kalorimeter sowohl mit Hilfe parametrisierter Schauer beschreibt [PET92], [RUD89], als auch durch eine detaillierte Simulation wiedergibt. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß wesentlich weniger Rechenzeit bei der Simulation eines Teilchenschauers benötigt wird als bei Verwendung einer rein detaillierten Simulation z.B. GEANT [GEA93]. Befindet sich in einem Umkreis von 1.5 Molière-Radien um den Schauerstartpunkt, der durch ein Bremsstrahlungsereignis hervorgerufen wird, ausschließlich Absorber- oder Auslesematerial, so ist die Entwicklung des Schauers durch die Parametrisierungen gegeben. Andernfalls wird auf die detaillierte Simulation zurückgegriffen. So werden z.B. an den Supermodulgrenzen des SpaCal Teilchenschauer detailliert simuliert. Dort werden alle mechanische Details, wie z.B. ein 0.1 mm dickes Stahlband zur Stabilisierung der Supermodule, bei der Simulation berücksichtigt [PHA96].

Die laterale Energiedichteverteilung wird im Rahmen von H1FAST nicht durch eine Exponentialfunktion beschrieben, sondern aus Rechenzeitgründen durch eine Dichtefunktion der Form:

$$f(r) = \frac{2ra}{(r^2 + a^2)}. \tag{2.9}$$

a ist ein freier Parameter, der den Abstand von der Schauerachse bestimmt, in dem 50% der Energie eines Schauers zu finden sind. Die Arbeiten von Rudowicz [RUD89] haben aber gezeigt, daß die Energieverteilungen in verschiedenen Tiefen des Kalorimeters mit Daten übereinstimmen, die durch eine rein detaillierte Simulation gewonnen wurden. Die longitudinale Energiedichteverteilung wird gemäß der Gleichung 2.6 parametrisiert. Auch in diesem Fall zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der schnellen und der detaillierten Simulation.

Kapitel 3

Ortsrekonstruktion

3.1 Notwendigkeit einer guten Ortsrekonstruktion

In der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, wie sie am Speicherring HERA studiert werden kann, werden bei kleinem Q^2 Elektronen in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors gestreut. Die Auslegung des SpaCals muß eine eindeutige Messung und Identifikation des gestreuten Elektrons ermöglichen. Eine Hauptanforderung an das SpaCal ist daher, eine gute Ortsrekonstruktion des Auftreffpunktes der Elektronen zu gewährleisten [H1CUP93].

Die Messung des Elektrons wird durch konkurrierende Prozesse erschwert, die im elektromagnetischen Teil des SpaCals ein Elektronensignal vortäuschen können. Abbildung 3.1 zeigt das Energiespektrum der geladenen Teilchen aus der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion. Bei kleinen Energien ist eine hohe Rate von Teilchen erkennbar, die die der Elektronen um mehrere Größenordnungen übersteigt. Diese Teilchen entstehen vornehmlich bei der Photoproduktion und sind in der Abbildung 1.3 unter dem Oberbegriff Photonrest zusammengefaßt.

Entsprechend der Abbildung 3.2 können diesem Untergrund folgende Prozesse zugeordnet werden:

1) Aufgeschauerte geladene Pionen können als Elektron fehlidentifiziert werden. Zur Identifizierung dieser Ereignisse wird die unterschiedliche longitudinale und laterale Schauerausdehnung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern genutzt [HSGEP95].

2) Photonen aus einem π^0-Zerfall erzeugen zwei elektromagnetische Schauer im SpaCal, die dem eines Elektrons ähnlich sind. Durch Bestimmung der Position der Schauer kann der Öffnungswinkel der Photonen berechnet und dadurch z.B. die Pionmasse rekonstruiert werden [SWA95]. Weder das ungeladene Pion noch die Photonen erzeugen ein Signal in einer Spurkammer, die sich vor dem SpaCal befindet.

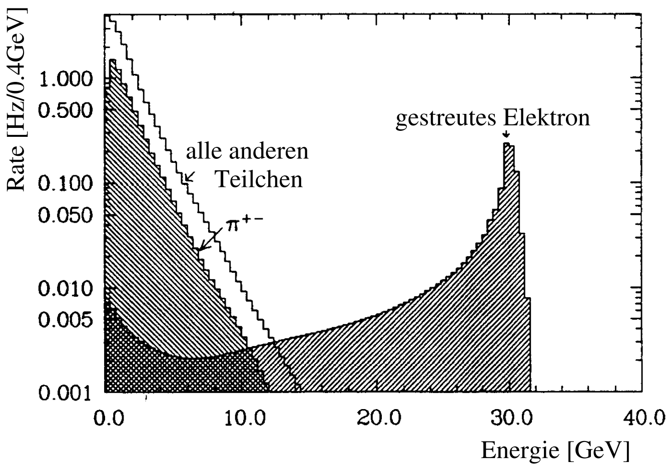

Abbildung 3.1: Spektrum der geladenen Teilchen, die durch tiefinelastische Streuung und Photoproduktion erzeugt werden[WEG91].

Daher kann keinem der beiden Schauer eine Spur zugeordnet werden. Somit kann dieser Untergrund durch das Fehlen einer Spur in der Spurkammer und der Rekonstruktion der Pion-Masse identifiziert werden.

3) Ein Paar, das aus einem geladenen Pion und einem Photon besteht, kann ein typisches Elektronsignal in dem Spurkammer-Kalorimetersystem vortäuschen. Das geladene Pion erzeugt eine Spur in der Spurkammer, und das Photon erzeugt einen elektromagnetischen Schauer, der dem eines Elektrons gleicht. Diese Ereignisse können identifiziert werden, indem eine gute Übereinstimmung zwischen der Spurkammerinformation und der Schauerposition verlangt wird. Im Falle eines gestreuten Elektrons sollten die Spurkammerinformation und die Schauerposition innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Je genauer der Schauerschwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers bestimmt werden kann, desto enger können diese Fehlergrenzen gesetzt werden, und desto besser kann ein Ereignis, bei dem ein Photon-Pion-Paar auftritt, als Untergrundereignis identifiziert werden.

3.2 Cluster und Clusteralgorithmus

Der elektromagnetische Teil des Spaghetti-Kalorimeters besteht aus 1192 Zellen, die jeweils eine Dimension von $4.05 \times 4.05 \times 25\,\mathrm{cm}^3$ haben. Der Auftreffort eines Teilchens wird

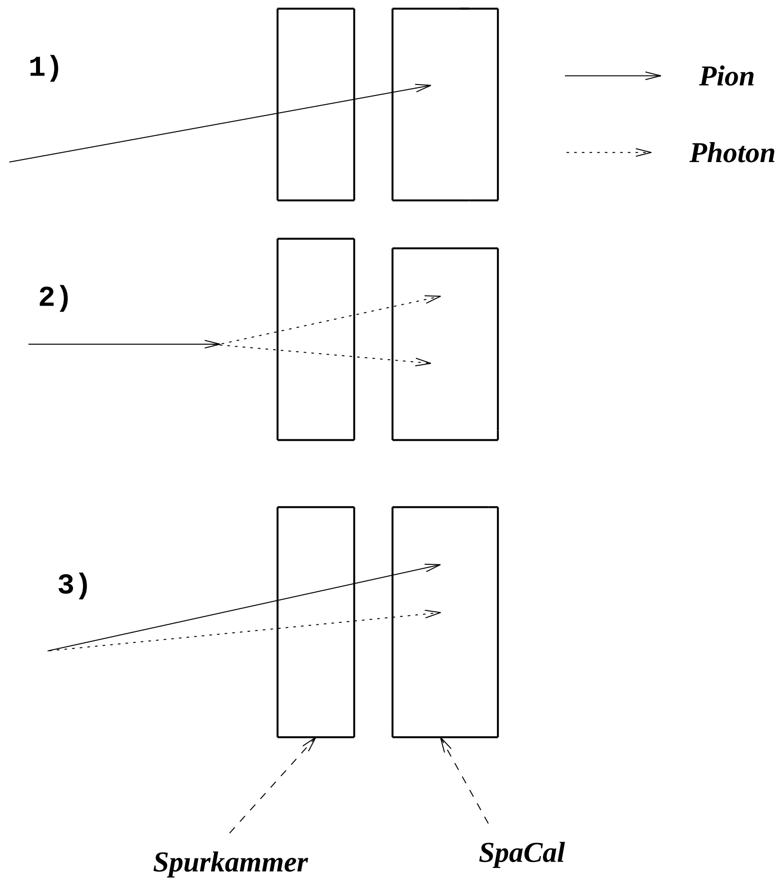

Abbildung 3.2: Die Abbildung skizziert die im Text beschriebenen Untergrundprozesse bei der Messung des gestreuten Elektrons. 1) geladenes Pion, 2) π^0-Zerfall 3) Paar, das aus einem Photon und einem geladenen Pion besteht.

dadurch rekonstruiert, daß die Energiedeposition des Teilchens in den einzelnen Zellen gemessen wird, und dann der Schwerpunkt des elektromagnetischen Clusters mit geeigneten Gewichtungsmethoden unter Benutzung eines Clusteralgorithmus rekonstruiert wird.

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse konzentriert sich in erster Linie auf die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes, der sich vom Auftreffpunkt des Teilchens auf der Oberfläche unterscheidet, weil die Teilchen in der Regel unter einem nichtverschwindenden Einschußwinkel in das Kalorimeter eindringen. Eine Untersuchung des Einflusses eines Einschußwinkels auf die Größe dieses parallaktischen Effektes wird in Kapitel 4 durchgeführt. Bevor in Abschnitt 3.3 auf die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes mit Hilfe dreier verschiedener Methoden eingegangen wird, sollen an dieser Stelle die bereits verwendeten Begriffe Cluster und Clusteralgorithmus erklärt werden.

Ein Cluster ist eine räumlich zusammengehörende Gruppe von Zellen, in denen Energie deponiert wird. Die Zellen, die zu einem Cluster zusammengefügt werden, werden durch einen Clusteralgorithmus bestimmt. Ziel des Clusteralgorithmus [SCL95] ist es, alle Zellen zu einer Einheit zusammenzufügen, in denen Energie deponiert wird, die von einem Teilchen stammt. Im Rahmen der Analyse tiefinelastischer Ereignisse ist die Benutzung eines Clusteralgorithmus insofern von Bedeutung, als es bei einem Ereignis passieren kann, daß mehrere Teilchen Energie im SpaCal deponieren z.B. dadurch

a) daß das Elektron via Bremsstrahlung ein Photon emittiert, oder

b) daß neben dem gestreuten Elektron auch Teilchen des hadronischen Endzustandes in das SpaCal treffen.

Aufgabe des Clusteralgorithmus ist es, die Schauer der einzelnen Teilchen räumlich voneinander zu trennen und dabei möglichst viel Information über den jeweiligen Schauer zu erhalten. So wäre es denkbar, daß nur die Zelle, in der die meiste Energie deponiert wird, als ein einzelliger Cluster betrachtet wird. Damit geht aber Information aus den Nachbarzellen verloren, was dazu führt, daß als rekonstruierter Ort des Schwerpunktes dieses Clusters der geometrische Mittelpunkt der Zelle mit der höchsten Energiedeposition ermittelt wird. Durch den Clusteralgorithmus werden die Nachbarzellen nach bestimmten Kriterien mit dieser Zelle zu einem Cluster zusammengefügt. Eine präzise Ortsrekonstruktion des Schwerpunktes dieses Clusters erlaubt dann eine räumliche Trennung zweier benachbarter Cluster. Wenn im Rahmen dieser Arbeit von einem Schauerschwerpunkt die Rede ist, dann ist damit der mit geeigneten Gewichtungsmethoden (siehe Abschnitt 3.3) rekonstruierte Schwerpunkt eines solchen Clusters gemeint.

Im folgenden werden die wichtigsten Schritte aufgeführt, nach denen Zellen zu einem Cluster zusammengefügt werden:

1) Alle Zellen, in denen Energie durch ein Ereignis deponiert wird, werden ihrer Energie nach sortiert.

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) Danach werden alle Zellen, die den heißesten Zellen topologisch benachbart sind, mit diesen zu Clustern zusammengefügt. Dabei sinkt der Energieinhalt der Zellen mit wachsendem Abstand zur heißesten Zelle. Das Zusammenfügen der Zellen zu Clustern geschieht solange, bis der Energieinhalt einer Zelle unterhalb einer Schwelle liegt, die z. B. durch das elektronische Rauschen der SpaCal-Zellen definiert wird.

Zum Zeitpunkt der Analyse wurde bei H1 20 MeV als sicherer Schnitt auf das elektronische Rauschen der SpaCal-Zellen angesehen.

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

5) Abschließend werden die Cluster ihrer Energie nach sortiert.

Nun kann es vorkommen, daß eine Zelle topologisch zu zwei verschiedenen Clustern gehört (Abbildung 3.3). Dann wird die Zelle dem Cluster zugeordnet, zu der die Nachbarzelle gehört, in der die meiste Energie deponiert wird. Weitere Einzelheiten zum Clusteralgorithmus sind in der H1-Note [SCL95] zu finden.

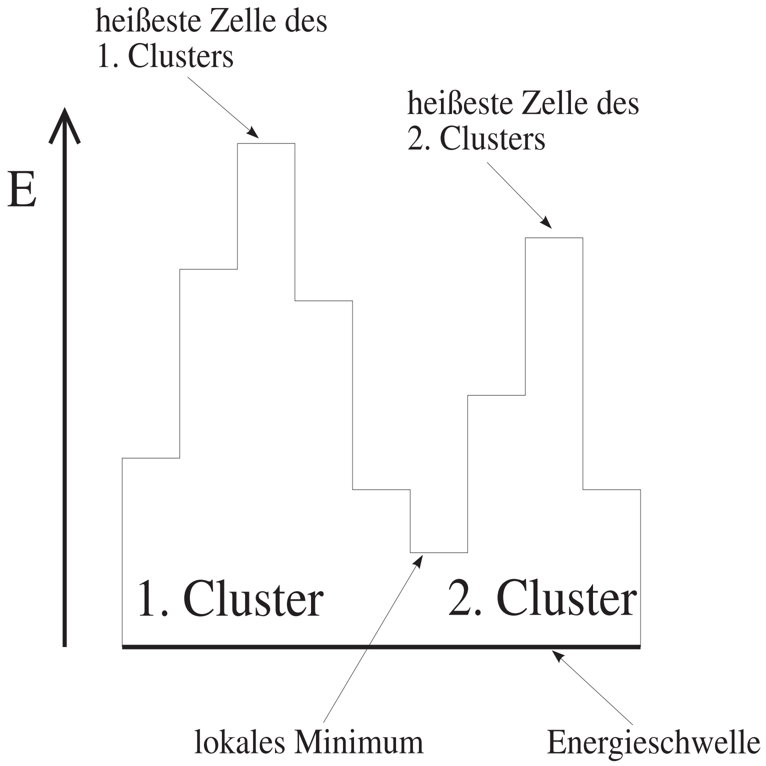

Abbildung 3.3: Topologie der durch den Clusteralgorithmus gebildeten Zellverbände. In diesem Fall wird das lokale Minimum dem zweiten Cluster zugeordnet.

Ist auf diese Art und Weise ein Cluster gebildet worden, so kann mit Hilfe einer der im Abschnitt 3.3 erklärten Methoden der Clusterschwerpunkt bestimmt werden. Dieser Clusterschwerpunkt ist mit dem Schauerschwerpunkt des aus dem Ereignis hervorgegangenen elektromagnetischen Schauers identisch.

3.3 Gewichtungsmethoden beim SpaCal

Die Hauptaufgabe von Studien zur Ortsauflösung besteht darin, die räumliche Position des Schauerschwerpunktes eines elektromagnetischen Schauers präzise zu bestimmen. Der Ort des Schauerschwerpunktes ist die im Experiment gemessene Größe, während der tatsächliche Auftreffpunkt nur mit Hilfe von Korrekturfunktionen gefunden werden kann. Der Schauerschwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers wird aus der Energiedeposition in den Zellen eines Clusters abgeleitet, indem die Zellmittelpunkte einer jeden Zelle mit einem Gewichtungsfaktor versehen werden. In der Literatur finden sich unterschiedliche Vorschläge, wie die Gewichtungsfaktoren aus der in den Zellen deponierte Energie berechnet werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit werden drei Gewichtungsmethoden und ihr Einfluß auf die Ortsrekonstruktion untersucht. Die Namen dieser Gewichtungsmethoden leiten sich aus der analytischen Form der Gewichtungsfaktoren ab.

a) Lineare Gewichtung [ARG84]: In diesem Fall werden die Ortskoordinaten des Schauerschwerpunktes gemäß

$$x_{lin} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i}, \tag{3.1}$$

rekonstruiert, wobei x_i und E_i die Mittelpunktskoordinate einer Zelle und die in einer Zelle deponierte Energie repräsentieren.

Beim linearen Ansatz wird die Mittelpunktskoordinate einer Zelle mit deren Energieinhalt gewichtet. Dies bedeutet, daß Zellen, deren Mittelpunkt mehr als ein Molière-Radius vom Ort des Schauerschwerpunktes entfernt liegt, ein wesentlich niedrigeres Gewicht bekommen als Zellen, die sich im Bereich des Molière-Radius befinden. Bei der linearen Gewichtung wird somit vornehmlich der Mittelpunkt der energiereichsten Zelle als Schauerschwerpunkt rekonstruiert. Unter diesen Bedingungen wird also ein nicht-linearer Zusammenhang zwischen der rekonstruierten Koordinate x_{lin} und der tatsächlichen Koordinate des Schauerschwerpunktes erwartet.

b) Wurzel-Gewichtung [SHE95]: Bei dieser Methode werden die Ortskoordinaten des Schauerschwerpunktes gemäß

$$x_{sqr} = \frac{\sum_i x_i \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}}. \tag{3.2}$$

errechnet.

Um den Beitrag der Zellen an den Rändern der transversalen Energieverteilung aufzuwerten, ist im Rahmen der Diskussion über die Verbesserung der Ortsrekonstruktion die sogenannte Wurzel-Gewichtung vorgeschlagen worden [SHE95]. Bei der Wurzel-Gewichtung bekommen Zellen, die nur einen geringen Teil der Gesamtenergie beinhalten, stärkeres Gewicht gegenüber der energiereichsten Zelle als dies bei der linearen Gewichtung der Fall ist.

c) Logarithmische Gewichtung [AWE92]: Bei der logarithmischen Gewichtung werden die Ortskoordinaten des Schauerschwerpunktes gemäß

$$x_{log} = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i}, \tag{3.3}$$

berechnet, wobei

$$w_i = max(0, W_0 + ln(E_i / \sum_i E_i)) \tag{3.4}$$

ist.

Die Gewichtungsfaktoren w_i leiten sich aus dem Verlauf des transversalen Schauerprofils ab. Näherungsweise wird angenommen, daß sich die laterale Schauerausbreitung vereinfacht durch

$$E(\xi) = Ae^{-\alpha\xi} \tag{3.5}$$

beschreiben läßt (vergleiche Abschnitt 2.2). Die Koordinate ξ ist die Distanz zur Schauerachse. $E(\xi)$ ist die Energie, die in einem Abstand ξ von der Schauerachse in einem Kalorimeterelement dξ deponiert worden ist. A und α sind freie Parameter der Dimension einer Energie bzw. einer inversen Länge.

Eine Motivation der sich daraus ergebenden Gewichtungsfaktoren w_i befindet sich in Anhang A. Ein weiteres auffallendes Merkmal der logarithmischen Gewichtung ist das Auftreten eines dimensionslosen Abschneideparameters W_0 (Gleichung 3.4), der dafür sorgt, daß nur solche Zellen bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt werden, deren Energieanteil an der Gesamtenergie oberhalb einer bestimmten Schwelle liegt. Mit dem W_0-Parameter wird festgelegt, wie groß die Energiedeposition in einer untersuchten Zelle sein muß, damit diese Zelle bei der Ortsrekonstruktion noch mit berücksichtigt wird. Der Einfluß des W_0-Parameters auf die Ortsrekonstruktion wird im folgenden anhand zweier Grenzfälle diskutiert.

Wird der W_0-Parameter zu klein gewählt, $W_0 \to 0$, so werden nur Zellen mit dem höchsten Energieinhalt bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt. Das bedeutet,

W_0	3.1	3.3	3.5	3.7	3.9	4.1	4.3	4.5	4.7	4.9	5.1
$\frac{E_{min}}{E_0}$	0.045	0.037	0.03	0.025	0.020	0.017	0.014	0.011	0.009	0.007	0.006

Tabelle 3.1: W_0-Parameter und Mindestanteil $\frac{E_{min}}{E_0}$ an der Gesamtenergie E_0 eines elektromagnetischen Schauers.

daß nur wenige Zellen die Ortsrekonstruktion dominieren und das Resultat von der Position des Schauerschwerpunktes abhängt. Für große W_0-Parameter, $W_0 \to \infty$, werden alle Zellen über der durch den Parameter festgelegten Energieschwelle nahezu gleich gewichtet, und der rekonstruierte Ort ist einfach der geometrische Mittelpunkt dieser Zellen. In der Tabelle 3.1 sind die Energieanteile $\frac{E_{min}}{E_0}$ an der Gesamtenergie eines Clusters aufgelistet, die eine Zelle besitzen muß, um bei Verwendung eines der aufgelisteten W_0-Parameter noch bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt zu werden. Aus Gleichung 3.4 folgt direkt, daß

$$\frac{E_i}{\sum_i E_i} > e^{-W_0} \tag{3.6}$$

ist. Beim Vergleich von Gleichung 3.5 mit Gleichung 3.6 wird klar, daß der Abschneideparameter W_0 direkt mit dem transversalen Abstand ξ verbunden ist. So ist z.B. ein kleiner W_0-Parameter äquivalent zu einem Energieschnitt, der nur Zellen berücksichtigt, die sehr nah bei der energiereichsten Zelle liegen. Prinzipiell hängt die Wahl des optimalen W_0-Parameters von der Energie, der Zellgröße und dem Auftreffwinkel der Primärteilchen ab. Die Optimierung der Ortsrekonstruktion durch Variation des W_0-Parameters wird in Abschnitt 5.4 erläutert.

3.3.1 Vergleich der Gewichtungsfaktoren

Ein Vergleich der Gewichtungsmethoden wird beispielhaft mit simulierten Elektronen durchgeführt, die mit einer Energie von 30 GeV und unter einem Winkel von 3° auf das SpaCal treffen. Der Schauerschwerpunkt wird an einer Position erzeugt, die in Abbildung 3.4 definiert ist. In Abbildung 3.5 sind die Gewichtungsfaktoren als Funktion des Bruchteils an der Gesamtenergie, der in einer Zelle deponiert worden ist, dargestellt.

Es wird für die drei Gewichtungsmethoden jeweils genau dann ein Meßwert eingetragen, wenn die Energiedeposition in einer Zelle oberhalb einer bestimmten Schwelle liegt.

- Bei der logarithmischen Gewichtung wird diese Schwelle durch den W_0-Parameter definiert. Es wird ein W_0-Parameter von 4.8 verwendet, weil sich dies gemäß der

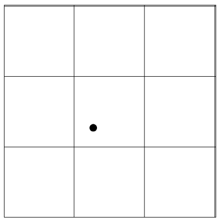

Abbildung 3.4: Position des Schauerschwerpunktes auf den in diesem Abschnitt Bezug genommen wird.

Untersuchungen in Abschnitt 5.4 als die optimale Wahl für den Parameter bei der betrachteten Energie und dem betrachteten Winkel erweist. Der benutzte W_0-Parameter erfordert eine Zellenergie von ca. 250 MeV, um eine Zelle bei der Ortsrekonstruktion zu berücksichtigen.

- Bei der Untersuchung der linearen Gewichtung und der Wurzel-Gewichtung wird lediglich ein Schnitt auf die Energiedeposition in einer Zelle bei 20 MeV angebracht, um elektronisches Rauschen zu unterdrücken. Dies spielt bei der Simulation keine Rolle, ist aber bei der Datennahme mit dem realen Detektor zu berücksichtigen.

Es ist anhand von Abbildung 3.5 deutlich zu erkennen, daß durch die logarithmische Gewichtung Zellen mit einer geringen Energiedeposition bezüglich der energiereichsten Zelle ein höheres Gewicht bekommen, als dies bei den beiden anderen Methoden der Fall ist. Desweiteren kann der Abbildung 3.5 entnommen werden, daß durch die logarithmische Gewichtung weniger Zellen ein Gewicht ungleich Null bekommen als durch die beiden anderen Methoden. Dies ist auf den oben beschriebenen Einfluß des W_0-Parameters auf die Mindestenergie einer Zelle zurückzuführen.

Die lineare Gewichtung ist durch eine extrem hohe Gewichtung der Zelle mit dem größten Energieanteil ausgezeichnet.

Die Wurzel-Gewichtung liegt in ihrer Sensitivität gegenüber dem Schauerrand zwischen der linearen Gewichtung und der logarithmischen Gewichtung. So ist zum Beispiel das Verhältnis zwischen den Gewichtungsfaktoren der energiereichsten und der nächstenergiereichsten Zelle mit ungefähr 5:1 kleiner als bei der linearen Gewichtung, wo das Verhältnis einen Wert von ungefähr 18:1 annimmt. Demgegenüber beträgt dieses Verhältnis bei der logarithmischen Gewichtung ungefähr 3:1.

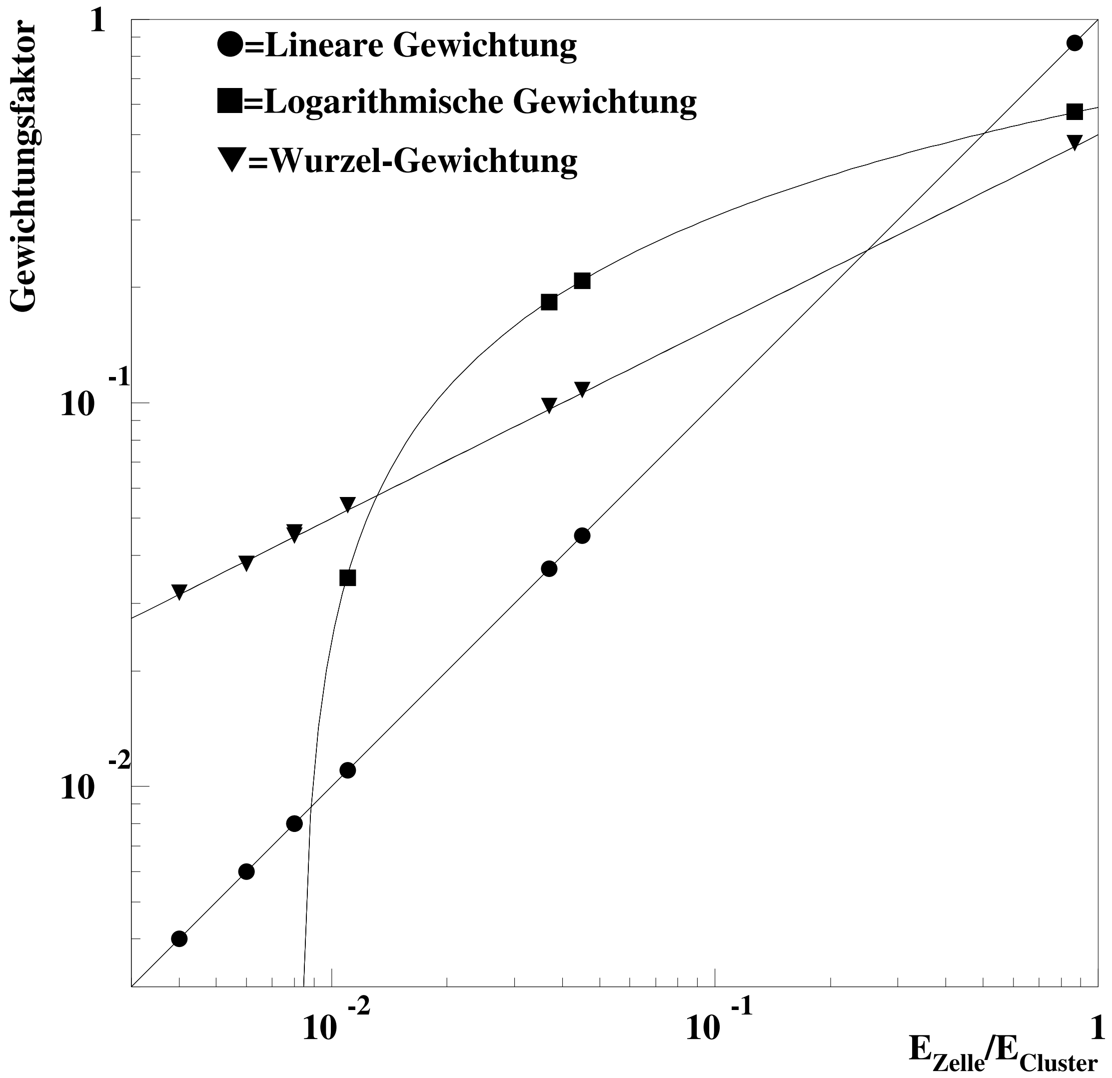

Abbildung 3.5: Graphischer Vergleich der drei in dieser Arbeit untersuchten Gewichtungsmethoden für Elektronen, die unter einem Winkel von 3° mit einer Energie von 30 GeV auf das SpaCal treffen. Bei der logarithmischen Gewichtung wird ein W_0-Parameter von 4.8 verwendet.

Kapitel 4

Auswirkungen des Einschußwinkels auf die Ortsrekonstruktion

In diesem Kapitel wird dargelegt, wie sich ein ansteigender Einschußwinkel β (vergleiche Abbildung 4.1) auf die meßbare Energieverteilung in den SpaCal-Zellen auswirkt, und es wird die Größe des parallaktischen Effektes als Funktion des Einschußwinkels und der Energie untersucht. Für diese Vorstudien wird mit dem Simulationsprogramm H1FAST (vergleiche Abschnitt 2.4) die Energiedeposition durch Elektronen simuliert, deren Einschußorte auf dem SpaCal gemäß Abbildung 4.2 verteilt sind. Die Variablen X_{spac} und Y_{spac} kennzeichnen die x- und y-Koordinaten der Auftreffort der Elektronen auf dem Kalorimeter im SpaCal-Koordinatensystems.

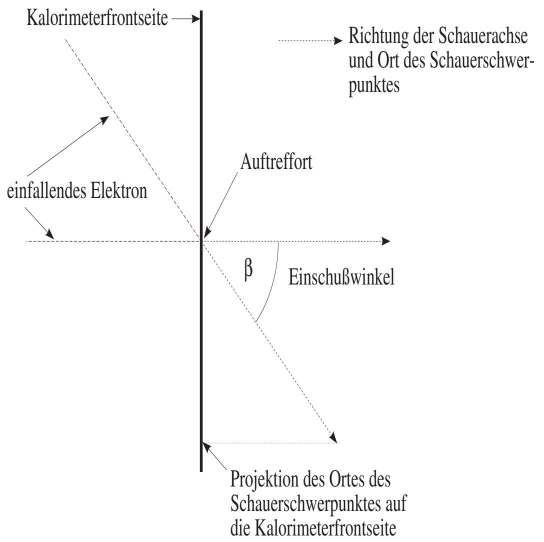

Abbildung 4.1: Die Abbildung definiert den Einschußwinkel β und zeigt, daß bei einem nichtverschwindenden Einschußwinkel β der Auftreffort und der Ort des Schauerschwerpunktes nicht zusammenfallen.

Die Energie der Elektronen beträgt 2, 4, 10, 15 und 30 GeV. Um bei diesen Untersuchungen Detektoreffekte wie passives Material zu vermeiden wird der Startpunkt der Elektronen auf die SpaCal-Oberfläche gelegt.

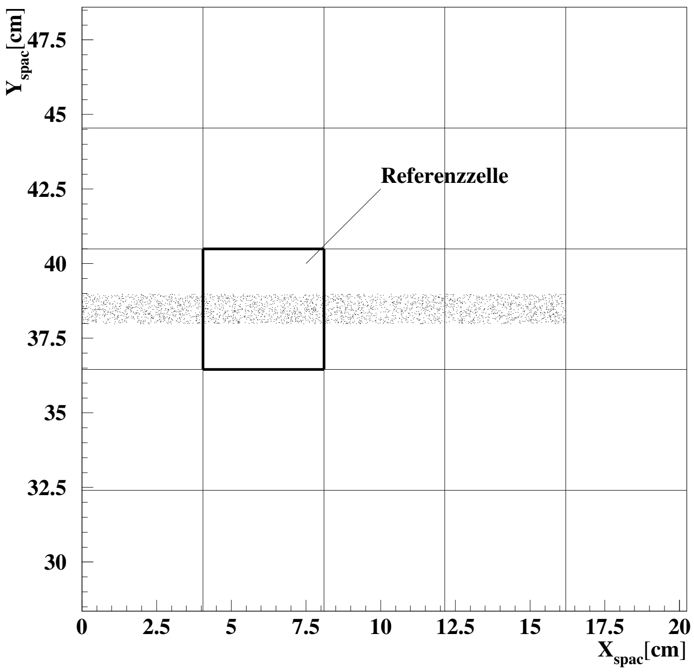

Abbildung 4.2: Auftrefforte der in diesem Kapitel analysierten Ereignisse. X_{spac} und Y_{spac} bezeichnen die x- und y-Koordinaten des SpaCal-Koordinatensystems.

4.1 Die Veränderung des transversalen Schauerprofils

Der Einfluß großer Einschußwinkel auf das transversale Schauerprofil wird am Beispiel von Elektronen mit einer Energie von 30 GeV untersucht. Die verwendete Methode basiert auf einem Vorschlag von Acosta et al. [ACO92]. Dabei wird das Signal der Referenzzelle Zelle (E_{Zelle}) als Funktion des Einschußortes der Elektronen für variable Einschußwinkel β untersucht. Die in Abbildung 4.2 markierte Zelle dient als Referenzzelle. Als weitere Definition wird mit Δx der Abstand zwischen dem Einschußort der Elektronen und der Zellmitte bezeichnet (Abbildung 4.3).

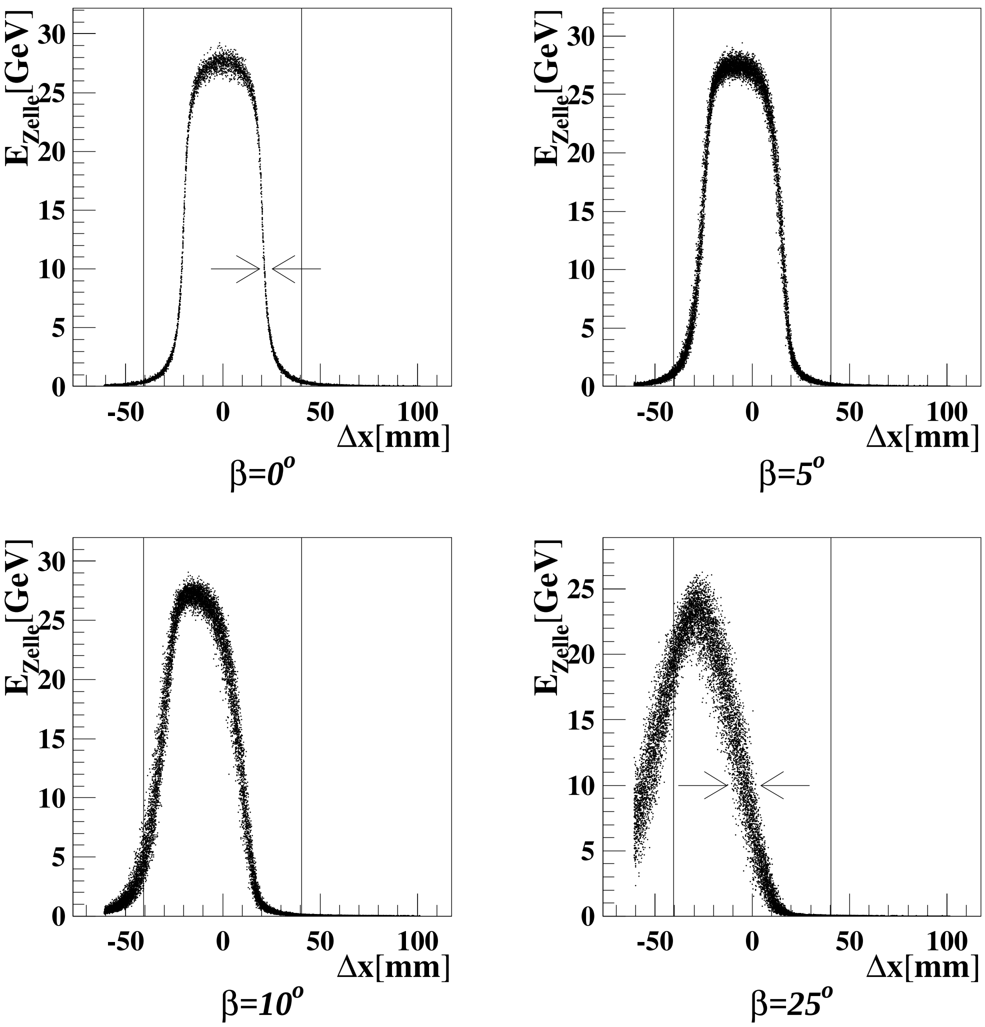

Abbildung 4.3: Energiedeposition in einer Zelle als Funktion des Abstandes ihres Mittelpunktes vom Einschußort der Elektronen. Das Spektrum der Abstände der Einschußorte der Elektronen, die z. B. 10 GeV in der Zelle deponieren, ist für den Einschußwinkel $\beta = 25°$ breiter als für den Einschußwinkel $\beta = 0°$. Die Verbreiterung ist durch Pfeile markiert. Die Zellgrenzen sind durch die vertikalen Linien gekennzeichnet.

Die Abbildung 4.3 dokumentiert, daß für steigende Einschußwinkel β die maximale Energie genau dann in der Zelle deponiert wird, wenn der Einschußort einen gewissen Abstand Δx von der Zellmitte hat. Weiterhin ist zu erkennen, daß bei konstanter Energiedeposition in der Zelle der Abstand Δx bei großen Einschußwinkeln stärker variiert, als dies für kleine Winkel der Fall ist.

Dies ist besonders klar zu erkennen, wenn in der Abbildung 4.3 die Verteilungen für $\beta = 0°$ und $\beta = 25°$ miteinander verglichen werden. Die stärkere Fluktuation bei dem Einschußwinkel $\beta = 25°$, insbesondere in den Flanken der Verteilung, ist auf longitudinale und transversale Schauerfluktuationen zurückzuführen. Bei dem Einschußwinkel $\beta = 0°$ bestimmen nur die transversalen Schauerfluktuationen die Energieverteilung. Es kommt mit wachsendem Einschußwinkel zu einer Überlagerung von transversalem und longitudinalem Schauerprofil, wobei die longitudinalen Schauerfluktuationen stärker sind als die transversalen.

4.2 Der parallaktische Effekt

Der parallaktische Effekt entsteht dadurch, daß der Ort des Schauerschwerpunktes, der die eigentliche Meßgröße darstellt, und der Auftreffort eines Teilchens, das einen elektromagnetischen Schauer induziert, nicht identisch sind, sondern in Abhängigkeit des Einschußwinkels gegeneinander verschoben sind (Abbildung 4.1).

Die Verschiebung sollte sowohl mit dem Einschußwinkel, als auch mit der Einschußenergie der Elektronen ansteigen. Die erste Abhängigkeit ist an Abbildung 4.1 zu erkennen. Die zweite Abhängigkeit wird einsichtig, wenn bedacht wird, daß die longitudinale Ausdehnung des Schauers mit steigender Energie anwächst (Gleichung 2.5). Aufgabe dieses Abschnittes ist es, eine Parametrisierung dieses parallaktischen Effektes anzugeben, die es erlaubt die oben geschilderten Abhängigkeiten zu quantifizieren.

Die rekonstruierten Orte des Schauerschwerpunktes werden beispielhaft mit Hilfe der logarithmischen Gewichtung (Abschnitt 3.3) ermittelt. Die Abbildung 4.4 zeigt das Verhalten der Verschiebung zwischen Einschußort und Schauerschwerpunkt als Funktion des Einschußwinkels und der Energie. Der erwartete Anstieg mit der Energie und dem Einschußwinkel ist deutlich zu erkennen.

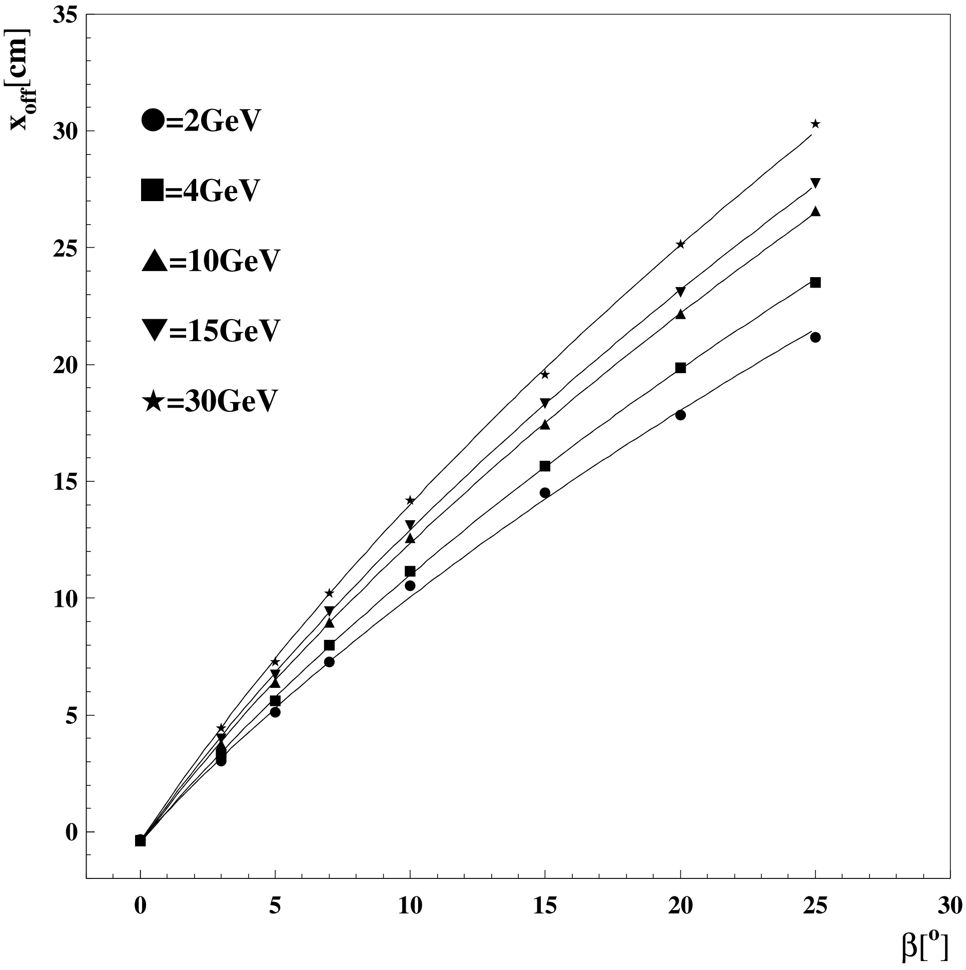

Abbildung 4.4: Verschiebung (x_{off}) zwischen Einschußort und gemessenem Schauerschwerpunkt als Funktion des Einschußwinkels β und der Energie. Deutlich ist die Vergrößerung der Verschiebung als Funktion des Einschußwinkels und der Energie zu erkennen. Die Kurven werden durch Gleichung 4.1 beschrieben.

An die Verteilung wird eine Funktion der Form

$$x_{off}(\beta, E)\,[\mathrm{mm}] = v_1(E) + v_2(E)\sqrt{0.1\beta + 1} \tag{4.1}$$

angepaßt. In der Abbildung 4.5 ist der Verlauf der energieabhängigen Parameter $v_1(E)$ und $v_2(E)$ dargestellt. Die Parameter hängen gemäß

$$v_1\,[\mathrm{mm}] = (-23.18 \pm 2.44) + (-3.56 \pm 0.93)\ln E \tag{4.2}$$

und

$$v_2\,[\mathrm{mm}] = (22.78 \pm 2.40) + (3.58 \pm 0.92)\ln E \tag{4.3}$$

von der Energie ab.

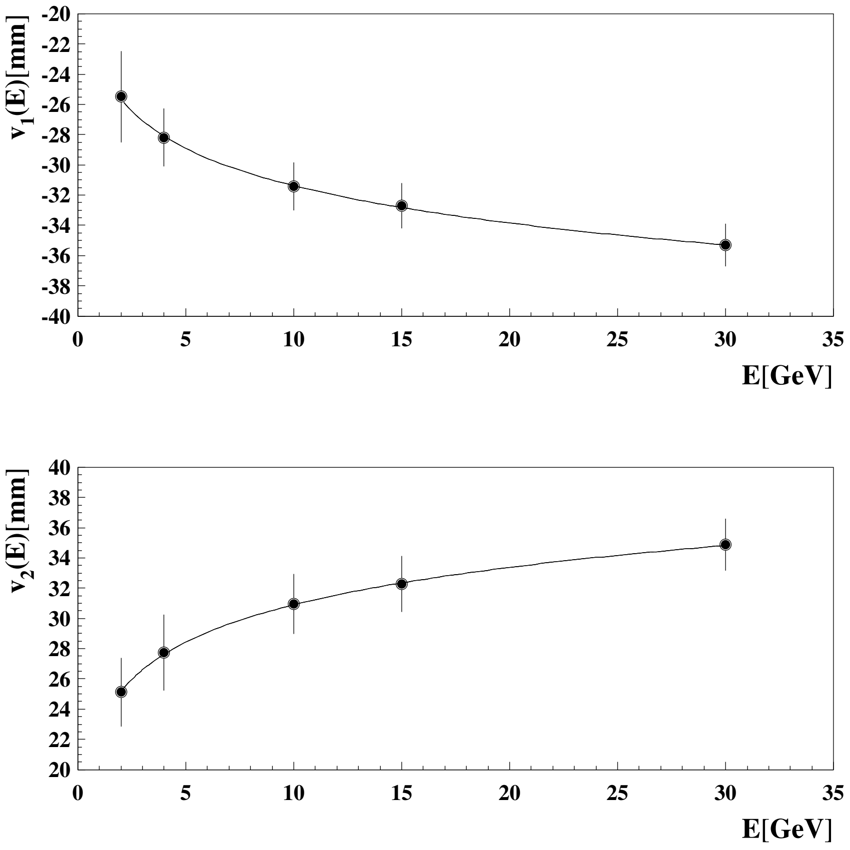

Abbildung 4.5: Energieabhängigkeit der Parameter v_1(E) und v_2(E), die zur Berechnung der durch den parallaktischen Effekt entstehenden Verschiebung zwischen Einschußpunkt und gemessenem Schauerschwerpunkt dienen. Die Kurven werden durch Gleichungen 4.2 und 4.3 beschrieben.

Kapitel 5

Analyse der Ortsrekonstruktion simulierter Ereignisse

In diesem Kapitel wird die Ortsrekonstruktion des SpaCals anhand simulierter Ereignisse studiert. Dabei wird das Verhalten der drei in Kapitel 3 eingeführten Gewichtungsmethoden bei verschiedenen Einschußwinkeln untersucht, und die Ergebnisse werden miteinander verglichen. Den Abschluß dieses Kapitels bildet eine Analyse der Qualität der Ortsrekonstruktion über einen weiten Energie- und Winkelbereich im SpaCal. Der in diesem Kapitel benutzte Polarwinkel θ ist bezüglich der Flugrichtung der Elektronen definiert und hängt mit dem bei H1 üblichen Polarwinkel θ_e über die Beziehung $\theta = (180° - \theta_e)$ zusammen. Der benutzte Azimutwinkel ϕ ist identisch mit dem bei H1 benutzten Azimutwinkel. Bei dem Azimutwinkel $\phi = 0°$ ist der Einschußwinkel gleich dem in Abbildung 4.1 definierten Einschußwinkel β (siehe auch Abschnitt 5.4).

5.1 Beschreibung der simulierten Ereignisse

Für die Untersuchungen werden Elektronen mit Hilfe des Programms H1SIM (Version 3.06.14) simuliert. Der Startpunkt der Elektronen befindet sich im Wechselwirkungspunkt, dem Ursprung des H1-Koordinatensystems. Weiterhin gehen in die Simulation die realistischen Verhältnisse im H1-Detektor ein. Das bedeutet, daß das Magnetfeld des H1-Detektors und passives Material, das sich aus Sicht der Elektronen vor dem SpaCal befindet, in der Simulation berücksichtigt werden.

Die Untersuchungen, die in den Abschnitten 5.3 und 5.5 durchgeführt werden, zielen darauf ab, den Einfluß des Einschußwinkels anhand zweier ausgeleuchteter Zellen zu studieren. Die Mittelpunkte dieser Zellen befinden sich bei $\theta = 5°$, $\phi = 45°$ und $\theta = 22°$, $\phi = 45°$.

Die Energien der Elektronen betragen 4, 8 und 30 GeV. Mit 30 GeV wird eine Energie gewählt, bei der es eine hohe Rate tiefinelastisch gestreuter Elektronen gibt (Abbil-

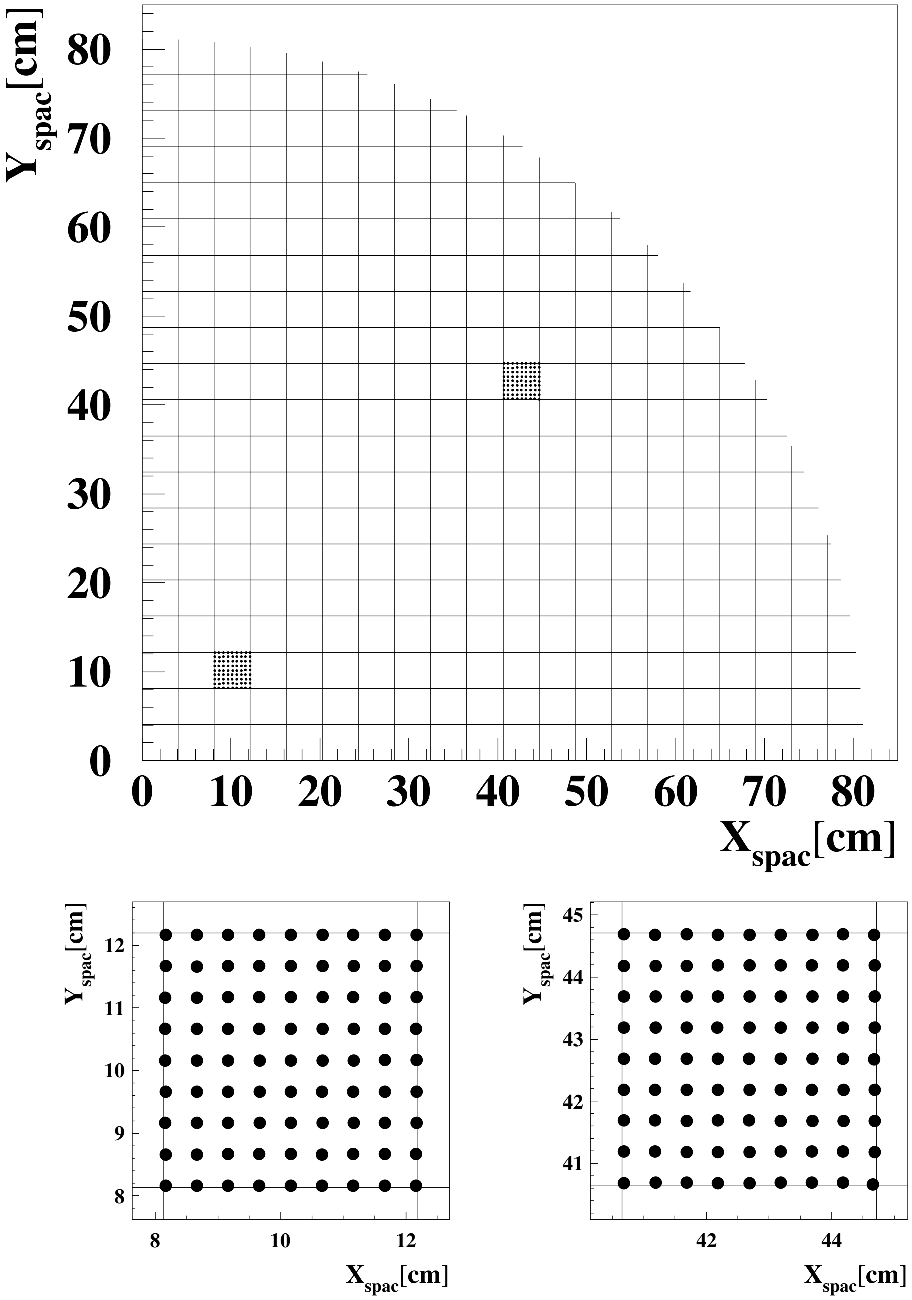

Abbildung 5.1: Oben: Positionen der ausgeleuchteten Zellen im SpaCal. Unten: Positionen der generierten Schauerschwerpunkte innerhalb der ausgewählten Zellen.

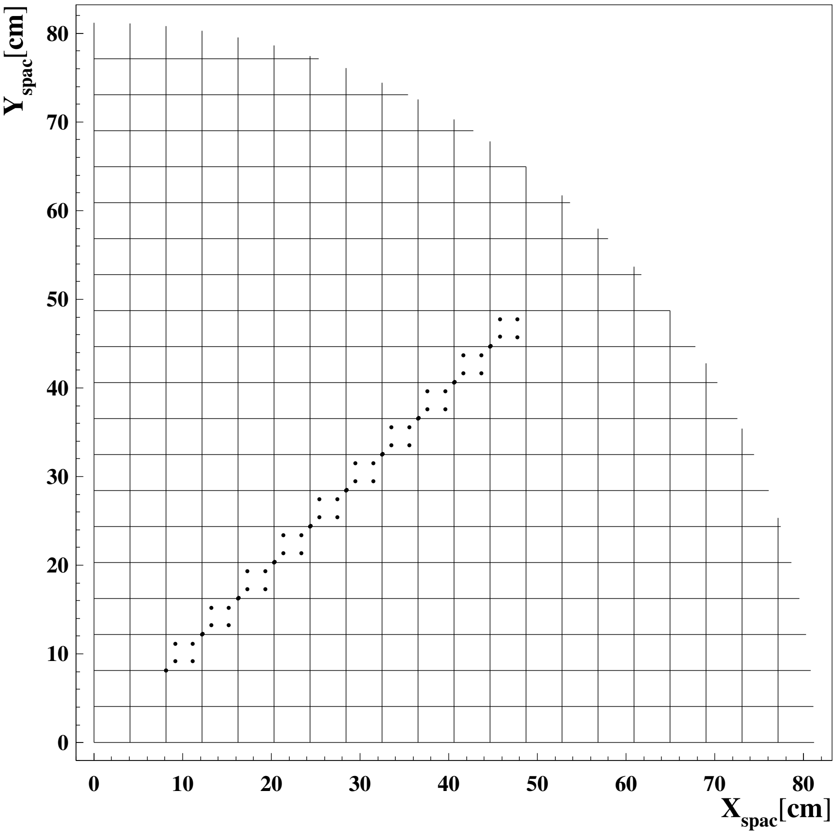

Abbildung 5.2: Position der simulierten Schauerschwerpunkte zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit des optimalen W_0-Parameters (Abschnitt 5.4) und der Ortsauflösung (Abschnitt 5.6).

dung 3.1). Mit 4 GeV und 8 GeV wird ein Energiebereich untersucht, bei dem das Signal des tiefinelastisch gestreuten Elektrons durch Signale von Teilchen vorgetäuscht werden kann, die z.B. bei der Photoproduktion entstehen (Abbildung 3.1).

Die Auftrefforte auf dem SpaCal der im Wechselwirkungspunkt generierten Elektronen werden so gewählt, daß die Elektronen einen Schauerschwerpunkt im SpaCal an einem der in Abbildung 5.1 dargestellten Punkte erzeugen. Es werden pro Punkt 1000 Ereignisse simuliert. Die Lage der Schwerpunkte des elektromagnetischen Schauers, der sich im

SpaCal ausbildet, wird als Funktion der Energie E der Elektronen durch die Gleichung

$$t_{sch} = 0.822 \cdot \ln(415.15E) \tag{5.1}$$

vorgegeben [MUR95]. Die Größe t_{sch} wird längs der Schauerachse gemessen. Die Gleichung 5.1 ist aus der Analyse simulierter Daten, die mit H1FAST generiert worden sind, abgeleitet worden. Die ermittelten Positionen des Schauerschwerpunktes dienen bei der Analyse als Referenzkoordinaten, mit denen die Koordinaten des rekonstruierten Schauerschwerpunktes verglichen werden.

Ferner werden Elektronen simuliert, die einen Schauerschwerpunkt in Zellen erzeugen, deren Mittelpunkte sich bei $\phi = 45°$ befinden (Abbildung 5.2). Die Energien der Elektronen betragen dabei 4, 8, 15, 25 und 30 GeV. Auch hier werden pro Punkt 1000 Ereignisse simuliert. Diese Ereignisse werden in den Abschnitten 5.4 und 5.6 analysiert.

Es wird also eine Messung simuliert, die auf einer exakten Impulsmessung im Zentralbereich des H1-Detektors und einer Ortsmessung mit Hilfe des SpaCals beruht. Die in den nachfolgenden Abschnitten durchgeführten Analysen basieren auf der Anwendung des in Abschnitt 3.2 beschriebenen Clusteralgorithmus.

Ein Nebeneffekt, der bei diesen Studien den systematischen Fehler dominiert, ist der der Vielfachstreuung, die durch passives Material verursacht wird, das sich vor dem SpaCal im H1-Detektor befindet und zu einer Unsicherheit in der Referenzkoordinate führt. Die Winkelverschmierung durch die Vielfachstreuung ist gegeben durch [GRU93]:

$$\theta_{VF} = \frac{13.6[\text{MeV}]}{E[\text{MeV}]} \cdot \sqrt{l}. \tag{5.2}$$

Die Variable l ist die Anhäufung des passiven Materials in Einheiten der Strahlungslänge X_0. Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung des passiven Materials, das ein Elektron durchläuft, das vom Startpunkt kommend auf das SpaCal trifft. Die verschiedenen Grautöne repräsentieren die Materialdicke in Einheiten von X_0. In die Abbildung 5.3 gehen nur Bereiche ein, in denen X_0 zwischen 0.4 und 2.0 liegt, um die unterschiedlichen X_0 besser herauszustellen. In der Mitte der Abbildung sind Bereiche zu erkennen, in denen sich weniger als 0.4 Strahlungslängen passives Material befinden. In den übrigen Bereichen befindet sich überwiegend zwischen 0.4 und 1.2 Strahlungslängen passives Material, das inhomogen vor dem SpaCal verteilt ist.

Zur Veranschaulichung des passiven Materials wird die Frontseite des SpaCals in $1 \cdot 1\,\text{cm}^2$ große Flächenelemente aufgeteilt. Die Materialdicke zwischen diesen Flächenelementen und dem Wechselwirkungspunkt wird in Einheiten der Strahlungslänge X_0 in Abbildung 5.4 dargestellt. Wird weiterhin berücksichtigt, daß sich der wesentliche Teil des passiven Materials etwa 50 cm vor dem SpaCal befindet (Abbildung 1.7), so läßt sich aus Abbildung 5.4 eine realistische Abschätzung des Fehlers in der Referenzkoordinate vornehmen: Wenn angenommen wird, daß ein Elektron zwischen dem Startpunkt und dem SpaCal auf etwa 50 cm $l = 0.7X_0$ passives Material durchquert (Abbildung 5.4), führt dies bei Elektronen mit einer Energie von 4 GeV zu einer Unsicherheit in der Referenzkoordinate von 1.4 mm. Allerdings nimmt dieser Effekt mit wachsender Energie ab und wird für die höchsten Energien vernachlässigbar klein.

Ein weiterer systematischer Effekt entsteht dadurch, daß die Elektronen durch Wechselwirkungen mit dem passiven Material Photonen abstrahlen und dadurch einen Teil ihrer Energie verlieren. Insbesondere niederenergetische Elektronen werden stark vom Magnetfeld beeinflußt und laufen auf einer anderen Trajektorie, als durch die Wahl der Anfangsparameter vorgesehen ist. Dieser Effekt wird in Abschnitt 5.2 diskutiert.

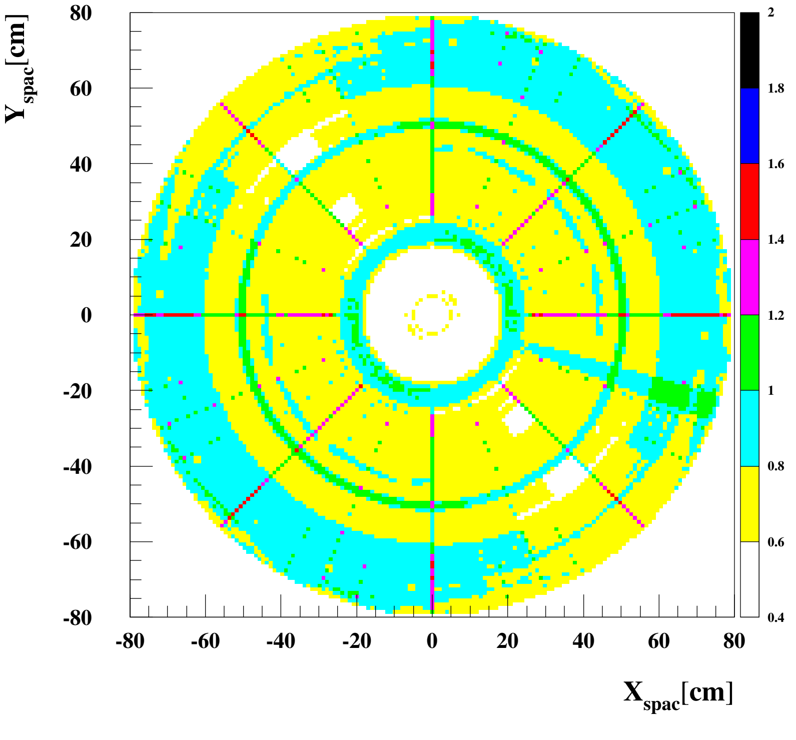

Abbildung 5.3: Verteilung des passiven Materials, das ein Teilchen durchläuft, das vom H1-Vertex kommend auf das SpaCal trifft. Die Grautöne repräsentieren die Materialdicke in Einheiten der Strahlungslänge X_0[LBA95].

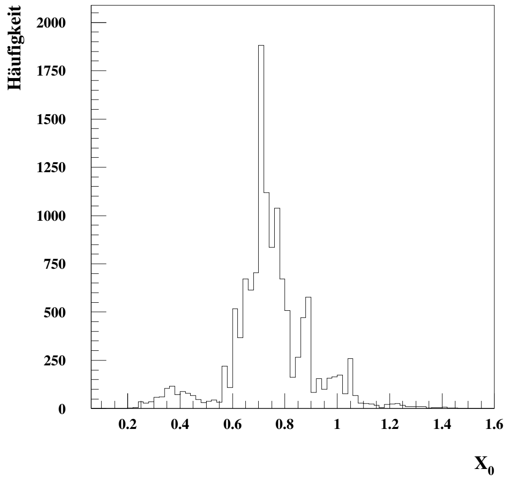

Abbildung 5.4: Häufigkeit der Strahlungslängen, die ein Teilchen durchläuft, das vom H1-Vertex auf das SpaCal trifft.

5.2 Strahlungseffekte und Detektoreffekte

Im Material, das sich vor dem SpaCal im H1-Detektor befindet, verlieren die Elektronen einen Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung. Dadurch weichen die Elektronen von der durch die Wahl der Anfangsparameter der Simulation vorgesehen Trajektorie ab.

Bei der Untersuchung der Ortsauflösung wird die rekonstruierte x_{rek} mit einer generierten Koordinate x_{gen} verglichen. In Abbildung 5.5 ist eine solche Verteilung für Elektronen mit einer Energie von 4 GeV, die unter einem Winkel von $\theta = 22°$ und $\phi = 45°$ auf das SpaCal treffen, mit der zugehörigen Energieverteilung des Clusters mit der höchsten Energie ($E_{1.Cluster}$) dargestellt. Die dazugehörigen Positionen der Schauerschwerpunkte x_{rek1} sind mit der logarithmischen Gewichtung errechnet worden.

Die Verteilung in Abbildung 5.5 a) weist einen Ausläufer zu positiven Werten von $(x_{rek1} - x_{gen})$ auf. Dabei weicht bei ca. 4% aller Ereignisse der rekonstruierte Schauerschwerpunkt um mehr als 2 cm von der generierten Koordinate des Schauerschwerpunktes ab. Die Energieverteilung in Abbildung 5.5 b) weist einen Ausläufer zu niedrigen Clusterenergien auf. In Abbildung 5.5 c) ist die $(x_{rek1} - x_{gen})$-Verteilung der Ereignisse gezeigt, bei denen die Energie des ersten Clusters kleiner als 3 GeV ist. Es wird deutlich, daß der Ausläufer in der $(x_{rek1} - x_{gen})$-Verteilung mit dem niederenergetischen Ausläufer des ersten Clusters verknüpft ist.

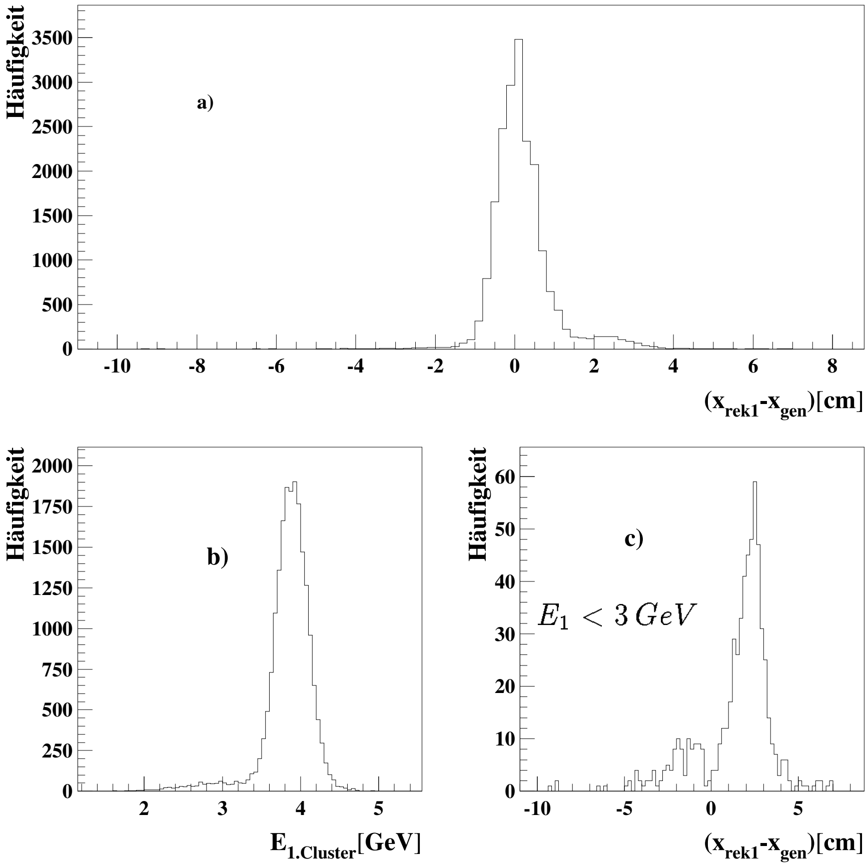

Abbildung 5.5: Abbildung a) zeigt die Verteilung der Abstände zwischen dem rekonstruierten Schauerschwerpunkt (x_{rek1}) und dem generierten Schauerschwerpunkt (x_{gen}). Der Ausläufer zu größeren positiven Abständen ist deutlich zu erkennen. In b) ist die Energieverteilung des ersten Clusters dargestellt. In c) ist das Gleiche dargestellt wie in der Abbildung a), aber für Ereignisse, bei denen die Energie des ersten Clusters kleiner als 3 GeV ist.

Die Abbildung 5.6 zeigt, daß mit diesen Ereignissen ein zweiter Cluster verknüpft ist, der bis zu 2 GeV Energie besitzt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß der Ausläufer in der $(x_{rek1} - x_{gen})$-Verteilung auf einen Bremsstrahlungsprozeß zurückzuführen ist, bei dem das Elektron ein Photon abstrahlt und dadurch auf einer anderen Trajektorie verläuft, als dies durch die Wahl der Anfangsparameter der Simulation vorgesehen ist.

Einen weiteren Hinweis darauf, daß die beiden Cluster durch einen Bremsstrahlungsprozeß miteinander korreliert sind, liefert die Abbildung 5.7. In dieser Abbildung wird der aus den gemessenen Schauerschwerpunkten der beiden Cluster x_{rek1} und x_{rek2} gemäß

$$x_s = \frac{x_{rek1} E_{1.Cluster} + x_{rek2} E_{2.Cluster}}{E_{1.Cluster} + E_{2.Cluster}} \tag{5.3}$$

gebildete Schwerpunkt der Clusterpositionen mit der generierten Koordinate x_{gen} ver-

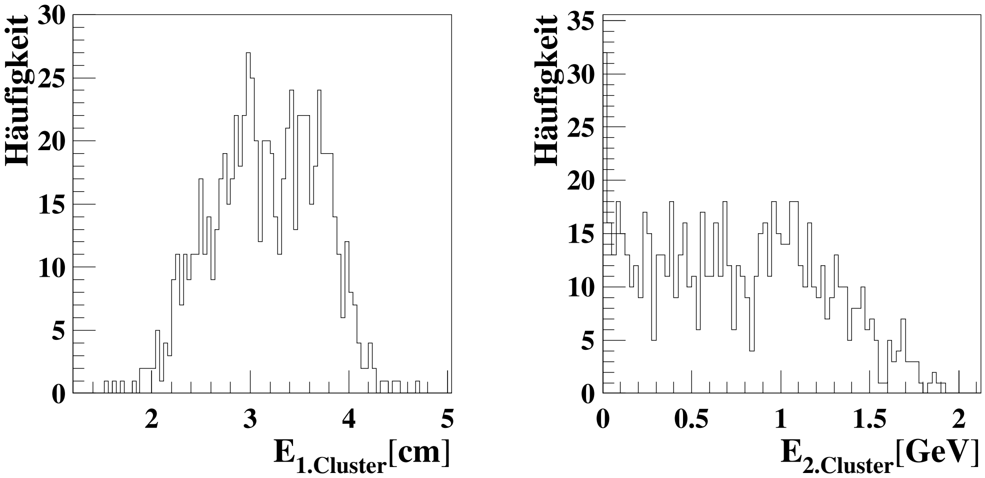

Abbildung 5.6: Energie in den beiden erzeugten Clustern für Ereignisse, bei denen $(x_{rek} - x_{gen})$ größer als 2 cm ist. Links ist die Energieverteilung des ersten Clusters und rechts ist die des zweiten Clusters abgebildet.

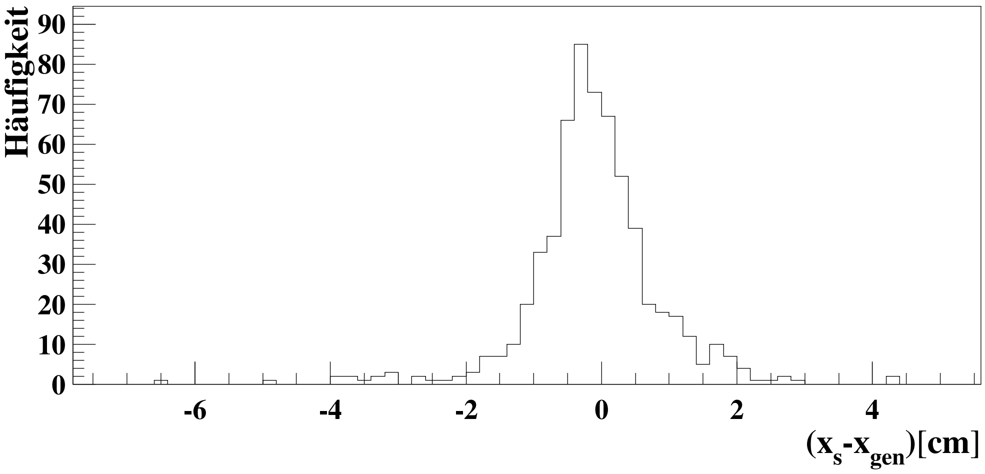

Abbildung 5.7: Verteilung der Abstände zwischen der Schwerpunktskoordinate x_s und den generierten Koordinaten x_{gen} der Schauerschwerpunkte.

glichen. $E_{1.Cluster}$ und $E_{2.Cluster}$ sind die Energien des ersten und des zweiten Clusters. Hierbei werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen der erste Cluster weniger als 3 GeV Energie beinhaltet. Wäre die Bildung des zweiten Clusters auf einen Bremsstrahlungsprozeß zurückzuführen, so müßte aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung die Schwerpunktskoordinate x_s wieder mit der generierten Koordinate x_{gen} zusammenfallen. Die Abbildung 5.7 zeigt, daß die Differenz, die aus x_s und x_{gen} gebildet wird, um Null herum verteilt ist, während die Differenz, die aus x_{rek1} und x_{gen} gebildet wird (Abbildung 5.5 c)), systematisch zu positiven Werten verschoben ist.

Die Untersuchungen stützen also die Vermutung, daß der in Abbildung 5.5 a) beobachtete Ausläufer in der $(x_{rek1} - x_{gen})$-Verteilung auf Bremsstrahlungsereignisse zurückzuführen ist.

5.3 Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem Ort des Schauerschwerpunktes

Die Qualität der Ortsrekonstruktion kann aus dem gemessenen Zusammenhang zwischen der rekonstruierten und der generierten Koordinate (x_{gen}) abgelesen werden.

Bei einer präzisen Messung des Schauerschwerpunktes wird zwischen der rekonstruierten Koordinate x_{rek} und der generierten Koordinate x_{gen} die Relation $x_{rec} = x_{gen}$ erwartet. In diesem Abschnitt wird untersucht wie gut dieser Zusammenhang für die drei Gewichtungsmethoden reproduziert werden kann. Die Untersuchungen werden beispielhaft für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV durchgeführt, die einen Schauerschwerpunkt an einem der in Abbildung 5.1 dargestellten Punkte erzeugt haben. Die Analyse wird für die Einschußwinkel $\theta = 5°$ und $\theta = 22°$ getrennt durchgeführt.

Besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der rekonstruierten Koordinate und der generierten Koordinate, so kann an den Verlauf eine Funktion der Form

$$x_{rek} = a + b(x_{gen} - x_{Mittel}) \tag{5.4}$$

angepaßt werden. Die Variable x_{Mittel} bezeichnet die Mittelpunkte der in Abbildung 5.1 dargestellten Zellen, die sich bei 10.16 cm bzw. 42.64 cm befinden. Die Form der Gleichung 5.4 wird anstelle der Form $a' + b'x_{gen}$ gewählt, damit die Anpassungsparameter a und b möglichst wenig korreliert sind. Im Falle einer optimalen Korrelation wird $a = x_{Mittel}$ und $b = 1.0$ erwartet.

5.3.1 Untersuchung bei einem Einschußwinkel $\theta = 5^\circ$

a) Lineare Gewichtung ($x_{rek} = x_{lin}$): Die gemäß Gleichung 3.1 mit der linearen Gewichtung ermittelten Koordinaten werden mit einer Funktion der Form

$$x_{gen} = p_1 + p_2 \arctan(p_3(x_{lin} - p_4)), \tag{5.5}$$

die in Abbildung 5.8 dargestellt ist, korrigiert. In der Abbildung ist deutlich das bekannte S-Kurven-Verhalten der linearen Gewichtung zu erkennen [ARG84], bei der vorzugsweise der Mittelpunkt einer Zelle rekonstruiert wird. In der Tabelle 5.1 ist eine Auflistung der Parameter $p_1, ..., p_4$ gegeben, die sich für verschiedene Energien und Einschußwinkel ergeben haben. Die Fehler der Parameter liegen ein bis zwei Größenordnungen unter der in Tabelle 5.1 angegebenen Genauigkeit. Von nun an wird mit x_{lin} die Meßgröße bezeichnet, die mit Hilfe der Gleichung 3.1 ermittelt und mit Hilfe der Gleichung 5.5 korrigiert wird.

In der Abbildung 5.9 ist die Koordinate x_{lin} gegen die generierte Koordinate x_{gen} aufgetragen. Es wird deutlich, daß mit Hilfe der Korrekturfunktion die Korrelation zwischen rekonstruierter und generierter Koordinate verbessert werden kann, aber das S-Kurven-Verhalten immer noch sichtbar ist.

Die Werte der Anpassungsparameter sind $a = (10.10 \pm 0.03)$ cm und $b = (0.99 \pm 0.01)$. Während also die Steigung b den geforderten Wert von 1.0 innerhalb der Fehlergrenzen annimmt, weicht der Wert von a um zwei Standardabweichungen von dem geforderten Wert 10.16 cm ab.

	4 GeV		8 GeV		30 GeV	
	$\theta = 5^\circ$	$\theta = 22^\circ$	$\theta = 5^\circ$	$\theta = 22^\circ$	$\theta = 5^\circ$	$\theta = 22^\circ$
p_1 [cm]	10.19	42.93	10.18	42.94	10.16	42.93
p_2 [cm]	1.48	1.61	1.47	1.61	1.46	1.71
p_3 [cm^{-1}]	2.10	1.00	2.40	1.00	2.70	1.02
p_4 [cm]	10.23	42.87	10.25	42.90	10.25	42.90

Tabelle 5.1: Parameter zur Korrektur der linearen Gewichtung.

b) Logarithmische Gewichtung ($x_{rek} = x_{log}$): Bei der Analyse der Korrelation zwischen rekonstruierter und generierter Koordinate, die mit der logarithmischen Gewichtung hergestellt werden kann (Gleichungen 3.3 und 3.4), wird unter anderem die Bedeutung des W_0-Parameters deutlich. Im linken Bild der Abbildung 5.10 ist die rekonstruierte Koordinate x_{log} gegen die generierte Koordinate x_{gen} aufgetragen, wobei

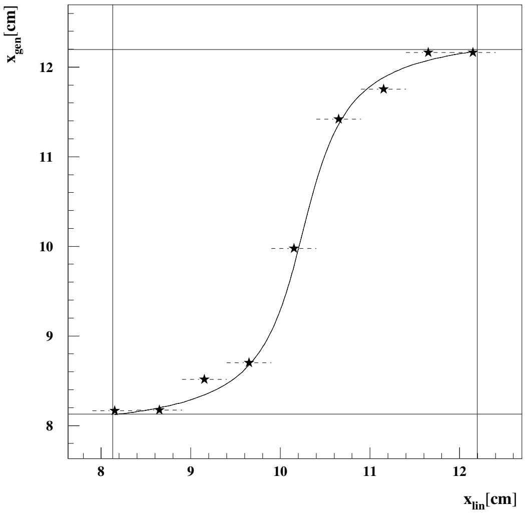

Abbildung 5.8: Die Abbildung zeigt den Zusammenhang zwischen den generierten x_{gen} und den mit linearer Gewichtung rekonstruierten x_{lin} Koordinaten der Schauerschwerpunkte für 30 GeV Elektronen, die unter einem Winkel von $\theta = 5°$ auf das Kalorimeter treffen. An den Verlauf der Meßpunkte wird eine Gleichung der Form 5.5 angepaßt. Die horizontalen und vertikalen Linien markieren die Zellgrenzen der betrachteten SpaCal-Zellen.

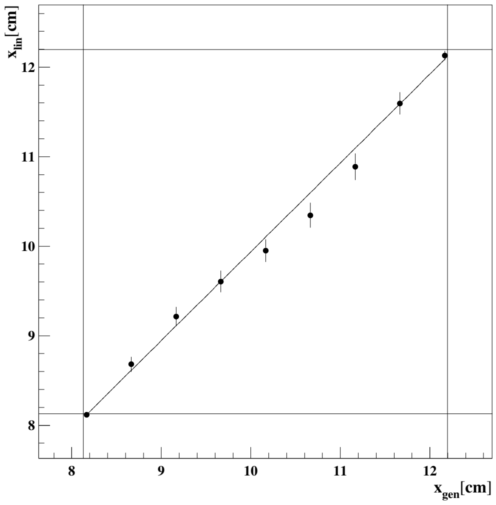

Abbildung 5.9: Korrelation zwischen den generierten Koordinaten x_{gen} und den mit linearer Gewichtung rekonstruierten und mit Gleichung 5.5 korrigierten Koordinaten x_{lin}. Die Elektronen treffen mit einer Energie von 30 GeV unter einem Winkel von $\theta = 5°$ auf das SpaCal. Die horizontalen und vertikalen Geraden markieren die Zellgrenzen.

ein W_0-Parameter von 3.0 verwendet wird. Der Verlauf der Punkte zeigt deutlich, daß dieser W_0-Parameter dazu führt, daß vornehmlich die Mitte einer Zelle rekonstruiert wird. Durch Verwendung eines W_0-Parameters von 4.8 (Abbildung 5.10 rechts) dagegen kann ein gute Korrelation zwischen der rekonstruierten und der generierten Koordinate hergestellt werden. Es zeigt sich, daß 4.8 die sinnvollere Wahl des W_0-Parameters ist. Die Anpassungsparameter nehmen bei Benutzung des W_0-Parameters 4.8 die Werte $a = (10.18 \pm 0.04)$ cm und $b = (0.98 \pm 0.03)$ an und stimmen damit innerhalb der Fehlergrenzen mit den geforderten Werten überein.

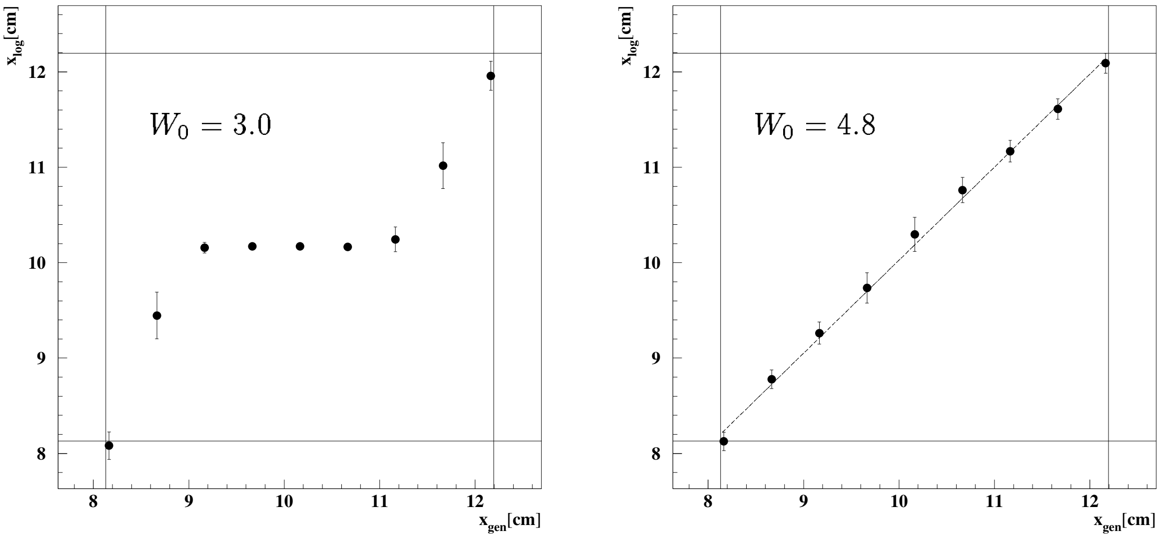

Abbildung 5.10: Korrelation zwischen den generierten Koordinaten x_{gen} und den mit logarithmischer Gewichtung rekonstruierten Koordinaten x_{log} für die W_0-Parameter 3.0 (links) und 4.8 (rechts) für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV, die unter einem Winkel $\theta = 5°$ auf das SpaCal treffen. Die horizontalen und vertikalen Geraden markieren die Zellgrenzen.

c) Wurzel-Gewichtung ($x_{rek} = x_{sqr}$): Die Abbildung 5.11 zeigt die Korrelation, die mit Hilfe der Wurzel-Gewichtung erzielt wird. Der Schnitt auf die Mindestenergie einer Zelle von 20 MeV, der hier angewendet wird, wurde bei H1 als optimaler Wert bestimmt, weswegen auf eine Variation dieses Optimierungsparameters verzichtet wird. Bereits der Augenschein zeigt, daß bei dem vorliegenden Einschußwinkel nicht der geforderte Zusammenhang zwischen rekonstruierter und generierter Koordinate hergestellt werden kann. Die Anpassungsparameter nehmen die Werte

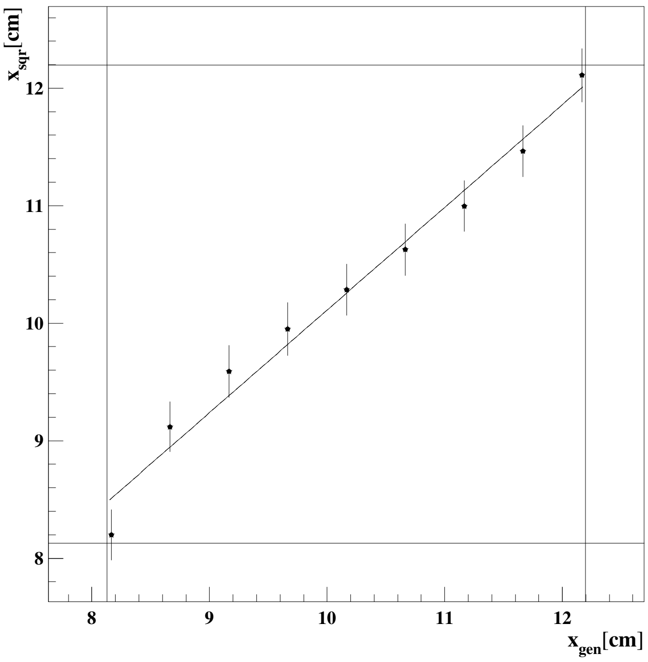

Abbildung 5.11: Korrelation zwischen den generierten Koordinaten x_{gen} und den mit der Wurzel-Gewichtung rekonstruierten Koordinaten x_{sqr}. Die Elektronen treffen mit einer Energie von 30 GeV unter einem Winkel $\theta = 5°$ auf das SpaCal. Die horizontalen und vertikalen Geraden markieren die Zellgrenzen.

	a[cm]	b
Erwartete optimale Werte	10.16	1.00
lineare Gewichtung	10.10±0.03	0.99±0.01
logarithmische Gewichtung	10.18±0.04	0.98±0.03
Wurzel-Gewichtung	10.25±0.07	0.87±0.06

Tabelle 5.2: Anpassungsparameter für die drei Gewichtungsmethoden für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV, die unter einem Winkel von $\theta = 5°$ auf das SpaCal treffen.

$a = (10.25 \pm 0.07)$ cm und $b = (0.87 \pm 0.06)$ an und weichen damit signifikant von den geforderten Werten für die Parameter ab.

In der Tabelle 5.2 sind die Anpassungsparameter a und b für die verschiedenen Gewichtungsmethoden für den Winkel $\theta = 5°$ zusammengefaßt.

	a[cm]	b
Erwartete optimale Werte	42.65	1.00
lineare Gewichtung	42.62±0.07	0.90±0.04
logarithmische Gewichtung	42.59±0.10	0.99±0.08
Wurzel-Gewichtung	42.96±0.11	1.00±0.09

Tabelle 5.3: Anpassungsparameter für die drei Gewichtungsmethoden für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV, die unter einem Winkel von $\theta = 22°$ auf das SpaCal treffen.

5.3.2 Untersuchung bei einem Einschußwinkel $\theta = 22°$

a) Lineare Gewichtung ($x_{rek} = x_{lin}$): Bei dem größeren Einschußwinkel verschlechtert sich der Zusammenhang, der mit Hilfe der linearen Gewichtung nach Anwendung der Korrekturfunktion 5.5 erreicht wird (Abbildung 5.12 a)). Dies läßt sich darauf zurückführen, daß sich das Verhalten der unkorrigierten linearen Gewichtung nicht mehr so gut durch eine Arcustangens-Funktion beschreiben läßt, wie bei dem vorher betrachteten Einschußwinkel $\theta = 5°$. Ein Hinweis dafür ist der Wert von χ^2/N_f, der bei dem hier betrachteten Einschußwinkel einen Faktor 4 größer ist. Die Werte der Anpassungsparameter sind $a = (42.62 \pm 0.07)$ cm und $b = (0.90 \pm 0.04)$. Während der Wert von a innerhalb der Fehlergrenzen mit dem geforderten Wert von 42.65 cm übereinstimmt, weicht der Wert von b um mehr als zwei Standardabweichungen von 1.0 ab.

b) Logarithmische Gewichtung ($x_{rek} = x_{log}$): Es wird ein W_0-Parameter von 3.6 verwendet (siehe Abschnitt 5.4). Die Abbildung 5.12 b) zeigt, daß auch bei $\theta = 22°$ eine gute lineare Korrelation zwischen rekonstruierter und generierter Koordinate hergestellt werden kann. Die Werte der Anpassungsparameter sind $a = (42.59 \pm 0.10)$ cm und $b = (0.99 \pm 0.08)$ und stimmen damit innerhalb der Fehlergrenzen mit den geforderten Werten überein.

c) Wurzel-Gewichtung ($x_{rek} = x_{sqr}$): Gegenüber $\theta = 5°$ verbessert sich die Korrelation, die mit der Wurzel-Gewichtung erzielt werden kann (Abbildung 5.12 c)). Die Bestimmung der Geradensteigung b ergibt einen Wert von $b = (1.0 \pm 0.09)$. Der Wert von $a = (42.96 \pm 0.11)$ cm weicht allerdings etwa drei Standardabweichungen vom geforderten Wert ab.

In der Tabelle 5.3 sind die Anpassungsparameter a und b für die verschiedenen Gewichtungsmethoden zusammengefaßt.

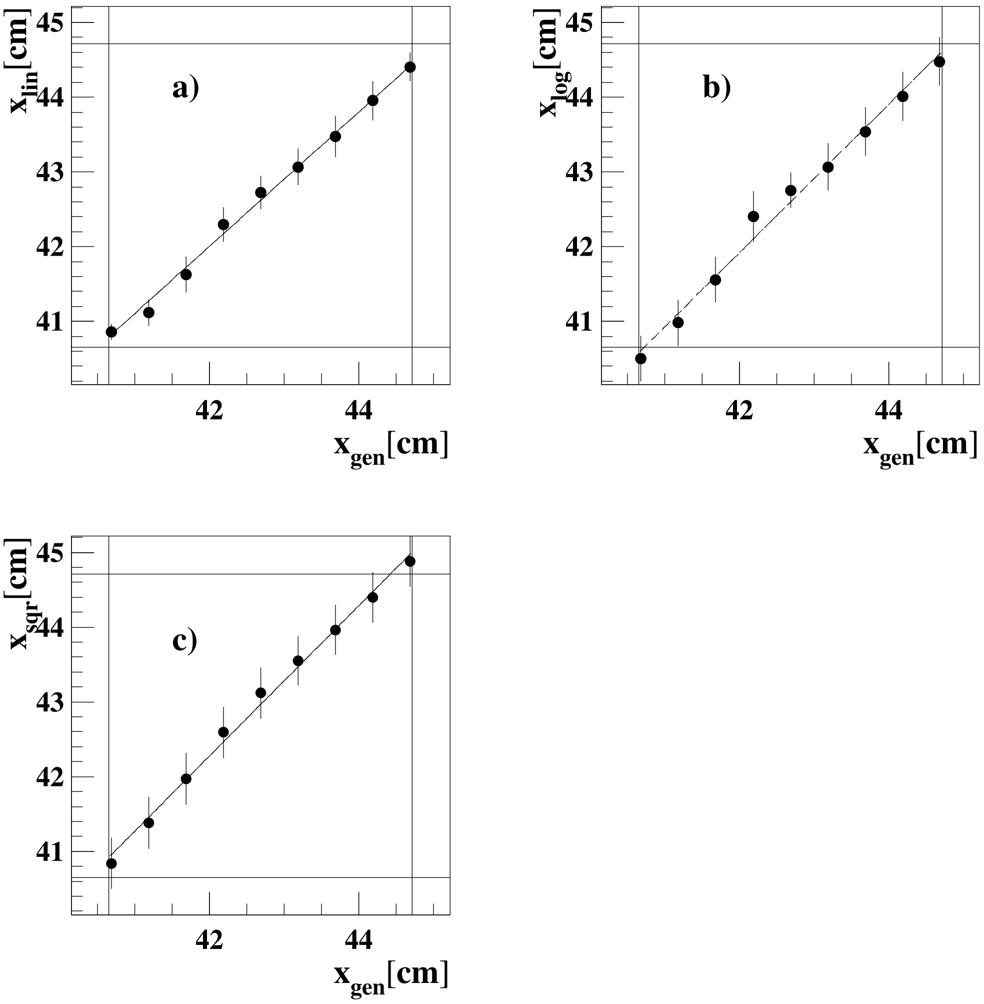

Abbildung 5.12: Korrelation zwischen den generierten und rekonstruierten Koordinaten, die mit Hilfe der drei Gewichtungsmethoden bei einem Einschußwinkel von $\theta = 22°$ und einer Energie der Elektronen von 30 GeV ermittelt werden. Die horizontalen und vertikalen Linien markieren die Zellgrenzen.

.

5.3.3 Schlußfolgerungen

Nach Verwendung der Korrekturfunktion 5.5 ist es möglich, mit der linearen Gewichtung eine gute Korrelation zwischen rekonstruierter und generierter Koordinate zu erzielen. Allerdings müssen dazu 4 Parameter hinsichtlich Energie und Einschußwinkel angepaßt werden. Ein solches Verfahren ist instabil, weil die Konvergenz der Parameter $p_1, .., p_4$ bei Anpassung der Gleichung 5.5 stark von der Wahl der Anfangsparameter abhängig ist. Die Wurzel-Gewichtung liefert bei einem großen Einschußwinkel ein Resultat, das mit dem der logarithmischen Gewichtung vergleichbar ist, während es bei kleinen Einschußwinkeln zu erheblich schlechteren Resultaten führt. Die Untersuchungen zeigen, daß nur mit der logarithmischen Gewichtung sowohl bei kleinen, als auch bei großen Einschußwinkeln die geforderte Identität zwischen der generierten und der rekonstruierten Koordinate innerhalb der Fehlergrenzen hergestellt werden kann.

5.4 Optimierung der Ortsauflösung für die logarithmische Gewichtung

Bereits in der Abbildung 5.10 wird deutlich, daß die Ergebnisse, die mit der logarithmischen Gewichtung erzielt werden, von der Wahl des W_0-Parameters abhängig sind.

In diesem Abschnitt wird das Verhalten des optimalen W_0-Parameters als Funktion des Einschußwinkels und der Energie untersucht. Die Einschußpunkte der dazu simulierten Ereignisse sind in Abbildung 5.2 auf Seite 42 dargestellt. Die angegebenen Einschußwinkel beziehen sich auf die Mittelpunkte der in Abbildung 5.2 dargestellten Einschußzellen.

Ein weiteres Kriterium, nach dem die Qualität der Ortsrekonstruktion untersucht werden kann, wird aus dem Vergleich des rekonstruierten Schauerschwerpunktes x_{log} mit dem generierten Schauerschwerpunkt x_{gen} gewonnen. Die Breite der Verteilung der Differenzen $x_{log} - x_{gen}$ (rms, siehe Anhang B) dient als Maß für die Ortsauflösung.

Die Abbildung 5.13 zeigt das typische Verhalten des rms als Funktion des W_0-Parameters am Beispiel von Elektronen mit einer Energie von 30 GeV bei einem Einschußwinkel von $\theta = 10°$ und $\phi = 45°$. Es ist deutlich zu erkennen, daß das rms bei W_0=4.5 eine Minimum durchläuft. Als optimaler W_0-Parameter ($W_{0,opt}$) wird der Wert von W_0 definiert, bei dem das rms den niedrigsten Wert erreicht. In diesem speziellen Fall ist also $W_{0,opt} = 4.5$.

Wie in Anhang A gezeigt wird, ist der W_0-Parameter zunächst davon abhängig, wie stark der Schnitt auf die relative Energiedeposition in einer Zelle ist, was sich in der

Gleichung

$$\ln(E_i / \sum_i E_i)) > -(\xi_{cut}/R_M - \ln(\Delta\xi/2R_M)) = -W_0 \tag{5.6}$$

durch den Term ξ_{cut}/R_M ausdrückt, wenn der Abstand zur Schauerachse in Einheiten des Molière-Radius R_M ausgedrückt wird. Es ist in erster Linie die Abschneidegröße ξ_{cut}, durch die der Einfluß der Schauerfluktuationen unterdrückt werden kann. Der Term $\ln(\Delta\xi/2R_M)$ zeigt die Abhängigkeit des W_0-Parameters vom Verhältnis zwischen der Zelldimension $\Delta\xi$ und dem Molière-Radius R_M, die umso wichtiger wird, je kleiner die Größe ξ_{cut} gewählt wird.

Bei wachsendem Einschußwinkel wird die Messung des Schauerschwerpunktes empfindlich gegenüber longitudinalen Schauerfluktuationen, wie in Kapitel 4 gezeigt wurde. Daher darf erwartet werden, daß der optimale W_0-Parameter mit wachsendem Einschußwinkel kleiner wird. Aus Gleichung 5.6 ergibt sich keine Abhängigkeit des W_0-Parameters bezüglich der Energie, so daß erwartet werden darf, daß der optimale W_0-Parameter ebenfalls nicht energieabhängig ist.

In Abbildung 5.14 ist der optimale W_0-Parameter als Funktion des Winkels θ für Elektronen mit einer Energie von 4, 8, 15, 25 und 30 GeV aufgetragen. Es ist deutlich die Abnahme des optimalen Parameters für steigende Winkel zu erkennen. Das Verhalten des W_0-Parameters läßt sich durch $w_1(E) + w_2(E) \cdot \theta$ beschreiben. In Tabelle 5.4 sind die

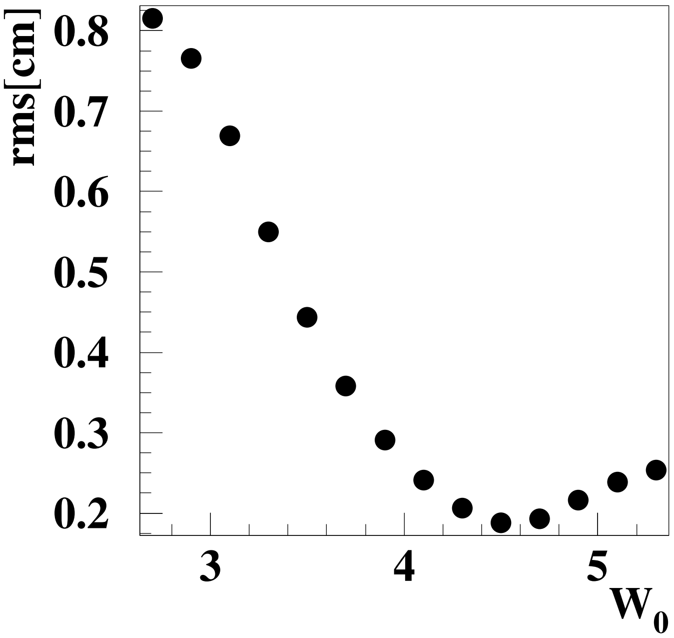

Abbildung 5.13: Ortsauflösung (rms) als Funktion des W_0-Parameters für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV bei einem Einschußwinkel von $\theta = 10°$ und $\phi = 45°$.

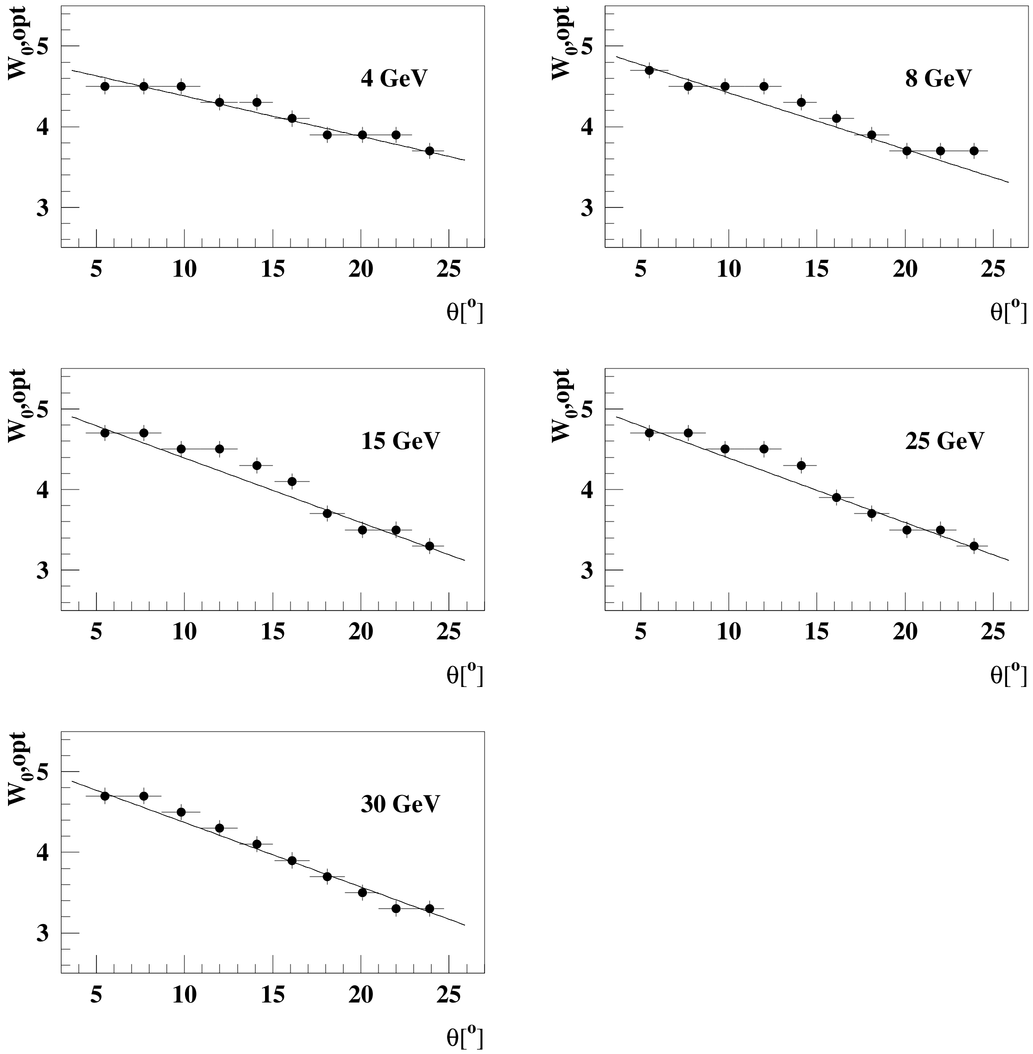

Abbildung 5.14: θ-Abhängigkeit von $W_{0,opt}$ für verschiedene Energien der Elektronen. Der optimale W_0-Parameter der logarithmischen Gewichtung nimmt für alle Energien mit ansteigendem Winkel ab.

Werte von $w_1(E)$ und $w_2(E)$ für verschiedene Energien eingetragen.

Die Abbildung 5.15 unterstützt die obige Vermutung, daß der W_0-Parameter nahezu unabhängig von der Energie ist. Die Vernachlässigung der Energieabhängigkeit führt schließlich zu:

$$W_{0,opt} = (5.12 \pm 0.12) + (-0.07 \pm O(10^{-3})) \cdot \theta. \tag{5.7}$$

Der W_0-Parameter muß separat für die x- und y-Koordinate des Clusterschwerpunktes berechnet werden, da beispielsweise die Schauerachse keine Komponente in y-Richtung

E[GeV]	w1	w2
4	4.88± 0.07	-0.05±$O(10^{-3})$
8	5.12± 0.07	-0.07±$O(10^{-3})$
15	5.19± 0.07	-0.08±$O(10^{-3})$
25	5.19± 0.08	-0.08±$O(10^{-3})$
30	5.17± 0.07	-0.08±$O(10^{-3})$

Tabelle 5.4: Werte der Anpassungsparameter w_1 und w_2 zur Parametrisierung des W_0-Parameters. Der bei der Analyse verwendete Winkel θ wird in Grad gemessen.

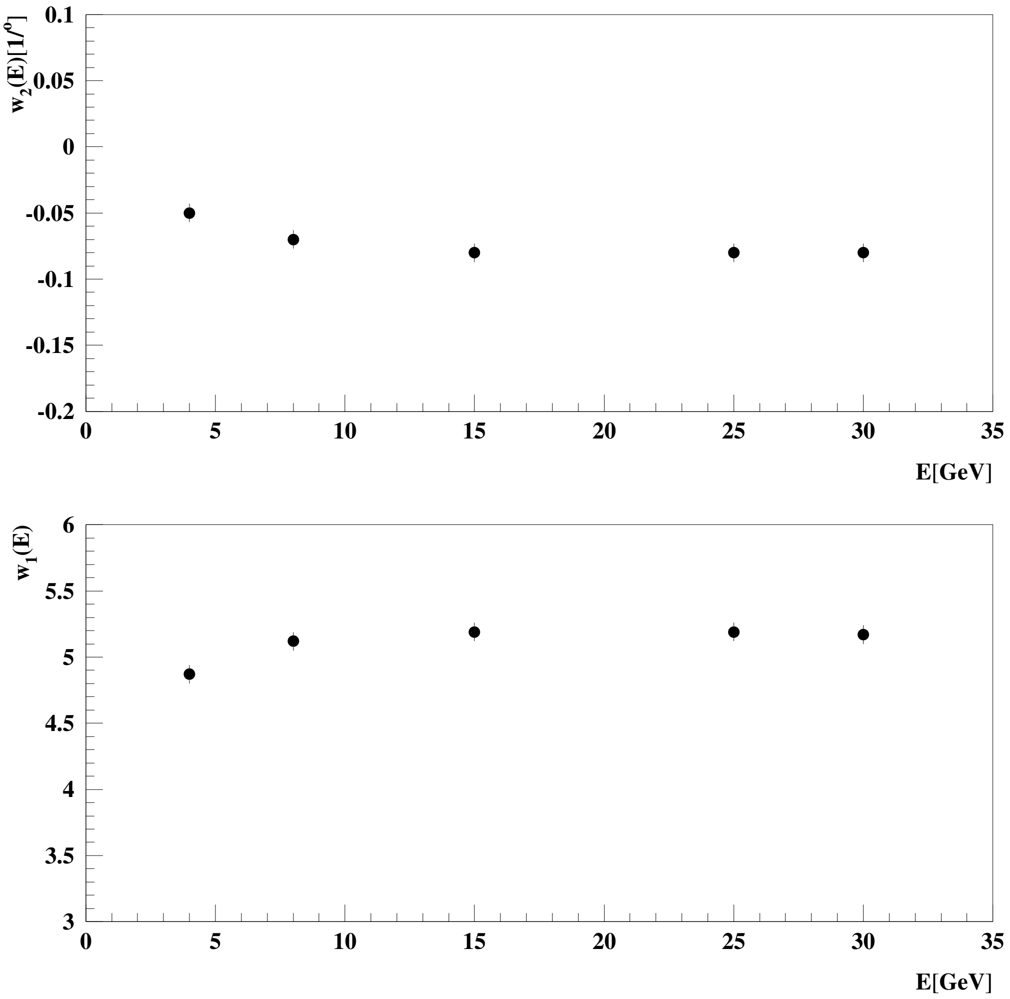

Abbildung 5.15: Energieabhängigkeit der Terme $w_1(E)$(unten) und $w_2(E)$(oben).

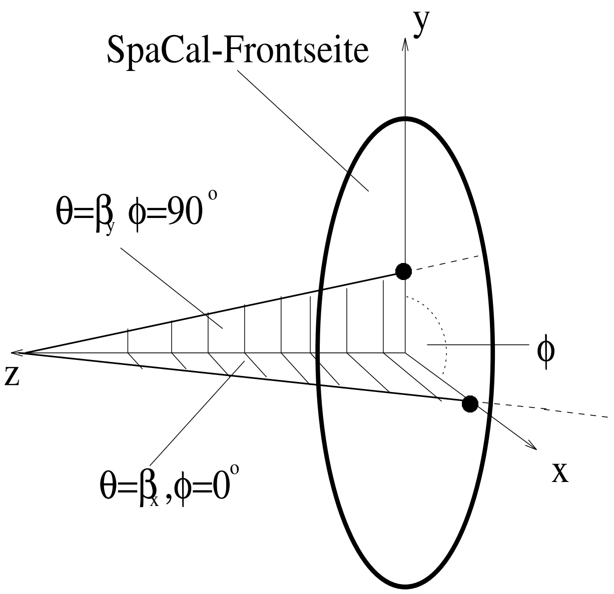

Abbildung 5.16: Zusammenhang zwischen den Winkeln θ und ϕ und den SpaCal-Winkeln β_x und β_y.

hat, wenn das Elektron unter einem Winkel $\phi = 0°$ auf das SpaCal trifft. Sie nimmt nur einen Winkel β_x mit der yz-Ebene ein (siehe Abbildung 5.16).

Die Relation zwischen den Winkeln θ und ϕ zu β_x und β_y kann ausgedrückt werden mittels

$$\beta_x = \theta \cdot cos\phi \tag{5.8}$$

und

$$\beta_y = \theta \cdot sin\phi \tag{5.9}$$

Daher kann die Gleichung 5.7 umgeschrieben werden als

$$W_{0x,opt} = 5.12 - 0.10 \cdot \beta_x \tag{5.10}$$

und

$$W_{0y,opt} = 5.12 - 0.10 \cdot \beta_y. \tag{5.11}$$

Die Gleichungen 5.10 und 5.11 zeigen, daß der optimale W_0-Parameter mit steigendem Winkel abfällt. Bei großen Winkeln wird die Energieverteilung in den Zellen sowohl durch das transversale als auch durch das longitudinale Schauerprofil beeinflußt.

Bei großen W_0-Parametern werden auch Zellen, in denen Energie aufgrund dieser Fluktuationen deponiert wird, bei der Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes berücksichtigt. Dies führt zu einem größeren rms als für kleine W_0-Parameter. Ein kleiner W_0-Parameter erniedrigt die Sensitivität gegenüber den Schauerfluktuationen. Der Nachteil eines kleinen W_0-Parameters ist, daß die Sensitivität gegenüber dem transversalen Schauerprofil ebenfalls gesenkt wird. Die Abnahme des W_0-Parameters ist durch den steigenden Einfluß der Fluktuationen des longitudinalen Schauerprofils zu erklären. Die Fluktuationen des transversalen Schauerprofils, die bei kleinen Winkeln dominieren, erlauben einen großen optimalen W_0-Parameter.

5.5 Vergleich der Ortsauflösung für die drei Gewichtungsmethoden

Um die beste Methode zur Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes eines elektromagnetischen Schauers im SpaCal zu finden, werden simulierte Ereignisse analysiert, wie im Abschnitt 5.1 beschrieben. Die untersuchten Zellen befinden sich im inneren Teil des SpaCals bei $\theta = 5°, \phi = 45°$ und im äußeren Winkelbereich des SpaCals bei $\theta = 22°$ und $\phi = 45°$ (Abbildung 5.1). Zu beachten ist ferner, daß die durch die Simulation vorgegebenen Koordinaten des Schauerschwerpunktes durch die in den vorherigen Kapiteln diskutierten Effekte beeinflußt werden. Diese Effekte sind:

1) Unsicherheit des generierten Schauerschwerpunktes durch Vielfachstreuung (Abschnitt 5.1). Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse stellen somit eine Kombination dar, die sich aus der Ortsauflösung des SpaCal und der Unsicherheit durch die Vielfachstreuung ergibt, so daß die Resultate eine obere Grenze für die Ortsauflösung des SpaCals angeben.

2) Unsicherheit in der Energieskala durch Abstrahlung von Photonen, die durch Bremsstrahlungseffekte im passiven Material vor dem SpaCal hervorgerufen werden. Der Einfluß dieses Effektes wird minimiert, indem in dieser Analyse nur Cluster berücksichtigt werden, deren Energie mindestens 90% der generierten Energie der betrachteten Teilchen ist.

Die drei in Kapitel 3 beschriebenen Gewichtungsmethoden werden nun an den jeweils 81 Punkten in den beiden Zellen mit Elektronen getestet, deren Energien 4, 8 und 30 GeV betragen. Das Hauptziel dieser Analyse ist es, herauszufinden, mit welcher Genauigkeit die Schauerschwerpunkte mit Hilfe der drei Methoden reproduziert werden können, und welche Vor- und Nachteile die drei Gewichtungsmethoden dabei aufweisen. Zunächst werden die Resultate in Abschnitt 5.5.1 qualitativ veranschaulicht. Dort wird die Qualität der Ortsrekonstruktion durch Kovarianzellipsen, zur Verdeutlichung der statistischen Ungenauigkeit, und Pfeile, zur Verdeutlichung der systematischen Unsicherheit, dargestellt. In Abschnitt 5.5.2 wird zur quantitativen Analyse übergegangen, in der der rekonstruierte Ort des Schauerschwerpunktes mit dem durch die Simulation vorgegebenen Schauerschwerpunkt verglichen wird. Das rms der Verteilungen dient als Maß für die Qualität der Ortsrekonstruktion. Die Untersuchungen mit der logarithmischen Gewichtung werden mit dem jeweils optimierten W_0-Parameter, der sich aus der Gleichung 5.10 ergibt, vorgenommen, und die mit der linearen Gewichtung erzielten Resultate werden mit der Gleichung 5.5 korrigiert.

5.5.1 Qualitative Analyse mit Hilfe von Kovarianzellipsen

Das Ziel der Studien dieses Abschnittes ist es, zu untersuchen, wie genau der Schauerschwerpunkt mit Hilfe der drei Gewichtungsmethoden ermittelt werden kann. Die Qualität der Rekonstruktion kann in den Abbildungen 5.18 bis 5.21 abgelesen werden.

In diesen Darstellungen wird der generierte Schauerschwerpunkt durch Punkte dargestellt. Von dort zeigt ein Pfeil zum rekonstruierten Schauerschwerpunkt, der durch einen Stern repräsentiert wird. Die Ellipsen, die um die Sterne gezeichnet werden, repräsentieren die Kovarianzellipsen der Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes. Die Berechnung der Ellipsen verläuft gemäß [BRA92] und ist in Anhang C detaillierter erklärt. In Abbildung 5.17 sind die wesentlichen Merkmale einer Kovarianzellipse dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Kovarianzellipsen in den Abbildungen 5.18, 5.20 und 5.21 nur um jeden zweiten Punkt gezeichnet. Die Analyse wird in dieser Arbeit am Beispiel der Elektronenergien 8 GeV und 30 GeV durchgeführt.

Die Qualität der Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes kann an den folgenden Merkmalen der Darstellungen abgelesen werden:

1) An der Breite der Ellipsen in x und y, die die statistische Fluktuation in der Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes für die 1000 Ereignisse an einem Punkt beschreibt.

2) Am Abstand zwischen dem generierten und dem rekonstruierten Schauerschwerpunkt, der in den Abbildungen 5.18 bis 5.21 durch die Pfeile angezeigt wird, die ein Maß für die systematischen Unsicherheiten sind.

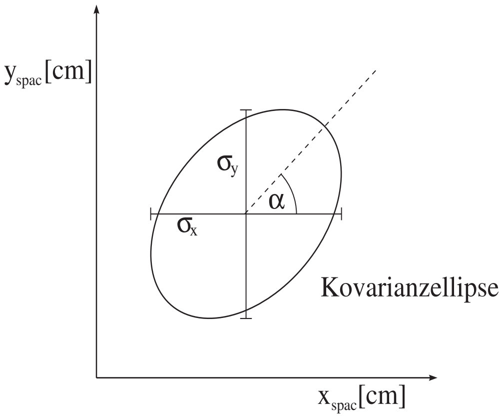

Abbildung 5.17: Definition des Winkels α.

3) An der Übereinstimmung zwischen dem generierten und dem rekonstruierten Schauerschwerpunkt innerhalb der Unsicherheit, die durch die Ellipsen repräsentiert wird.

Durch die Kovarianzellipsen läßt sich die Funktionsweise der drei Gewichtungsmethoden detailliert studieren. Die anschließende Interpretation der Abbildungen 5.18 bis 5.21 wird für die beiden Einschußpositionen $\theta = 5^\circ$ und $\theta = 22^\circ$ getrennt durchgeführt.

5.5.1.1 Untersuchung bei einem Einschußwinkel $\theta = 5^\circ$

Ein Vergleich der Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigt, daß die Ausdehnung der Kovarianzellipsen bei der Elektronenergie 30 GeV geringer ist als bei 8 GeV. Darin spiegelt sich die bessere Qualität der Ortsrekonstruktion bei großen Energien wider. Die Form der Kovarianzellipsen gleicht bei allen Gewichtungsmethoden fast immer der Form von Kreisen. Dies gilt sowohl für 8 GeV, als auch für 30 GeV. Dies bedeutet, daß die Rekonstruktion der x- und der y-Koordinate nicht korreliert ist.

a) Lineare Gewichtung: Die lineare Gewichtung erreicht die größte Präzision an den Zellgrenzen, da sich an diesen Stellen die Gesamtenergie des elektromagnetischen Schauers auf zwei bzw. vier Zellen aufteilt. Weiterhin zeigt sich, daß die Tendenz, die Zellmitte zu rekonstruieren, durch die Korrekturfunktion nicht ganz ausgeschaltet werden kann. Insbesondere bei 30 GeV liegen die Punkte in der Mitte der Zelle außerhalb der Kovarianzellipsen. Die Kovarianzellipsen sind in der Richtung, in der die Zellgrenze überschritten wird, gestaucht.

b) Wurzel-Gewichtung: Bei der Wurzel-Gewichtung wird die Tendenz, die Zellmitte zu rekonstruieren, ebenfalls sehr deutlich. Dies ist damit zu erklären, daß bei diesem Ansatz die energiereichste Zelle ein ca. 5 mal höheres Gewicht bekommt, als die Zelle mit der nächstgrößeren Energiedeposition. Außerdem macht sich bei der Wurzel-Gewichtung bereits bei $\theta = 5°$ der Einfluß des Einschußwinkels bemerkbar, da die rekonstruierten und generierten Schauerschwerpunkte auf der rechten Seite der Zelle innerhalb der Kovarianzellipsen liegen, während dies auf der linken Seite nicht der Fall ist. Dieser Effekt wird besonders bei der Energie 30 GeV deutlich. Aufgrund des Verhaltens des longitudinalen Schauerprofils (Kapitel 2), wird bei 30 GeV mehr Energie in den Nachbarzellen im Verhältnis zur energiereichsten Zelle deponiert, als dies für 8 GeV der Fall ist. Deswegen ist die Tendenz, den Mittelpunkt der energiereichsten Zelle zu rekonstruieren, für Einschußorte im oberen rechten Teil der Zelle bei 30 GeV geringer als bei 8 GeV. Die Ausdehnung der Kovarianzellipsen ändert sich hier beim Übergang von 8 GeV zu 30 GeV kaum. Dies stützt die Hypothese, daß die Wurzel-Gewichtung über einen weiten Energiebereich vergleichbare Resultate liefert.

c) Logarithmische Gewichtung: Die logarithmische Gewichtung erlaubt sowohl bei 8 GeV, als auch bei 30 GeV an fast allen Punkten eine Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes innerhalb der Kovarianzellipsen. Der Grund hierfür liegt darin, daß die logarithmische Gewichtung den Verlauf des transversalen Schauerprofils, dessen Einfluß bei kleinen Winkeln dominiert, besser berücksichtigt als die Wurzel-Gewichtung oder die lineare Gewichtung. Bei kleinen Winkeln erlaubt die logarithmische Gewichtung die präzisesten Messungen.

5.5.1.2 Untersuchung bei einem Einschußwinkel $\theta = 22°$

Die Resultate (Abbildungen 5.20 und 5.21) ändern sich drastisch, wenn die Elektronen unter großen Winkel auf das Kalorimeter treffen. Die Ausdehnung der Kovarianzellipsen ist bei allen drei Gewichtungsmethoden größer als bei $\theta = 5°$, was auf eine größere Ungenauigkeit bei der Ortsrekonstruktion schließen läßt. Darüberhinaus kann den Abbildungen entnommen werden, daß die meisten der rekonstruierten Schauerschwerpunkte außerhalb der Kovarianzellipsen liegen.

Bei großen Energien kommt es zu starken Korrelationen zwischen den rekonstruierten x- und y-Koordinaten. Bei 30 GeV weicht die Form der Ellipsen deutlich von der Kreisform ab. Dieser Effekt ist bei allen drei Methoden zu beobachten. Die Korrelation wird durch den Winkel α beschrieben, der in Abbildung 5.17 definiert ist. α beschreibt den Winkel zwischen einer der Hauptachsen der Ellipse und der Achse, die das rms der Verteilung der Bestimmung der x-Position des Schauerschwerpunktes repräsentiert. Die steigende Korrelation spiegelt die Tatsache wider, daß der Einfluß der longitudinalen

Schauerfluktuationen sowohl bei der Rekonstruktion der x-Koordinate, als auch bei der Rekonstruktion der y-Koordinate des Schauerschwerpunktes bemerkbar ist. Diese Symmetrie darf erwartet werden, da in der Analyse Zellen betrachtet werden, die ihre Zellmitte bei einem Azimutwinkel von $\phi = 45°$ besitzen.

Weiterhin ist der Korrelationsparameter ρ durchweg positiv. Dies bedeutet, daß ein größerer (kleinerer) Wert der rekonstruierten x-Position des Schauerschwerpunktes gegenüber dem rekonstruierten Mittelwert immer mit einem größeren (kleineren) Wert der rekonstruierten y-Koordinate des Schauerschwerpunktes verbunden ist. Dies ist auf den Einfluß der longitudinalen Schauerfluktuationen zurückzuführen, da die Analyse der Elektronen die unter einem Winkel $\theta = 5°$ auf das Kalorimeter treffen, zeigt, daß die Korrelation mit positiven und negativen Korrelationsfaktoren um Null schwankt. Bei diesen kleinen Winkeln dominieren die transversalen Schauerfluktuationen.

a) Lineare Gewichtung: Bei der linearen Gewichtung ist erneut die Tendenz zu erkennen, die Mitte der energiereichsten Zelle zu rekonstruieren.

b) Wurzel-Gewichtung: Durch die Anwendung der Wurzel-Gewichtung werden die x- und y-Koordinaten der rekonstruierten Schauerschwerpunkte gegenüber den generierten Schauerschwerpunkten systematisch zu größeren Werten hin verschoben. Dies ist besonders deutlich an dem rechten oberen Bild in Abbildung 5.21 zu erkennen. Durch den wachsenden Einfluß der longitudinalen Schauerausdehnung wird noch mehr Energie in den Zellen deponiert, die sich in Richtung der Schauerachse befinden, als bei einem Einschußwinkel von $\theta = 5°$.

c) Logarithmische Gewichtung: Die mit der logarithmischen Gewichtung rekonstruierten Schauerschwerpunkte werden systematisch zu den Zellgrenzen hin verschoben. Hier macht sich der Einfluß des W_0-Parameters bemerkbar, der bei $\theta = 22°$ und $\phi = 45°$ bei 3.6 liegt (Gleichung 5.7). Bei diesem W_0-Parameter gehen nur Zellen in die Ortsrekonstruktion ein, deren Energieanteil an der Clusterenergie oberhalb von 3% liegt. Dadurch werden die Zellen, die in den Schauerrändern liegen, bei der Ortsrekonstruktion nicht mehr berücksichtigt.

Die Analyse der Kovarianzellipsen zeigt also, daß die logarithmische Gewichtung bei kleinen Einschußwinkeln den Schauerschwerpunkt eines elektromagnetischen Clusters im Vergleich zur Wurzel-Gewichtung und der linearen Gewichtung am präzisesten bestimmen kann. Bei großen Einschußwinkeln ist keine der Methoden in der Lage, die physikalische Situation durch den wachsenden Einfluß der longitudinalen Schauerentwicklung geeignet zu berücksichtigen. Besonders fallen die systematischen Verschiebungen bei der logarithmischen Gewichtung, die durch den kleinen W_0-Parameter hervorgerufen werden, ins Gewicht (vergleiche hierzu Gleichung 5.7). Es muß ein Weg gefunden werden, wie die longitudinale Schauerentwicklung bei der Ortsrekonstruktion geeignet berücksichtigt wird. Ein solcher Weg wird in Abschnitt 5.7 angedeutet.

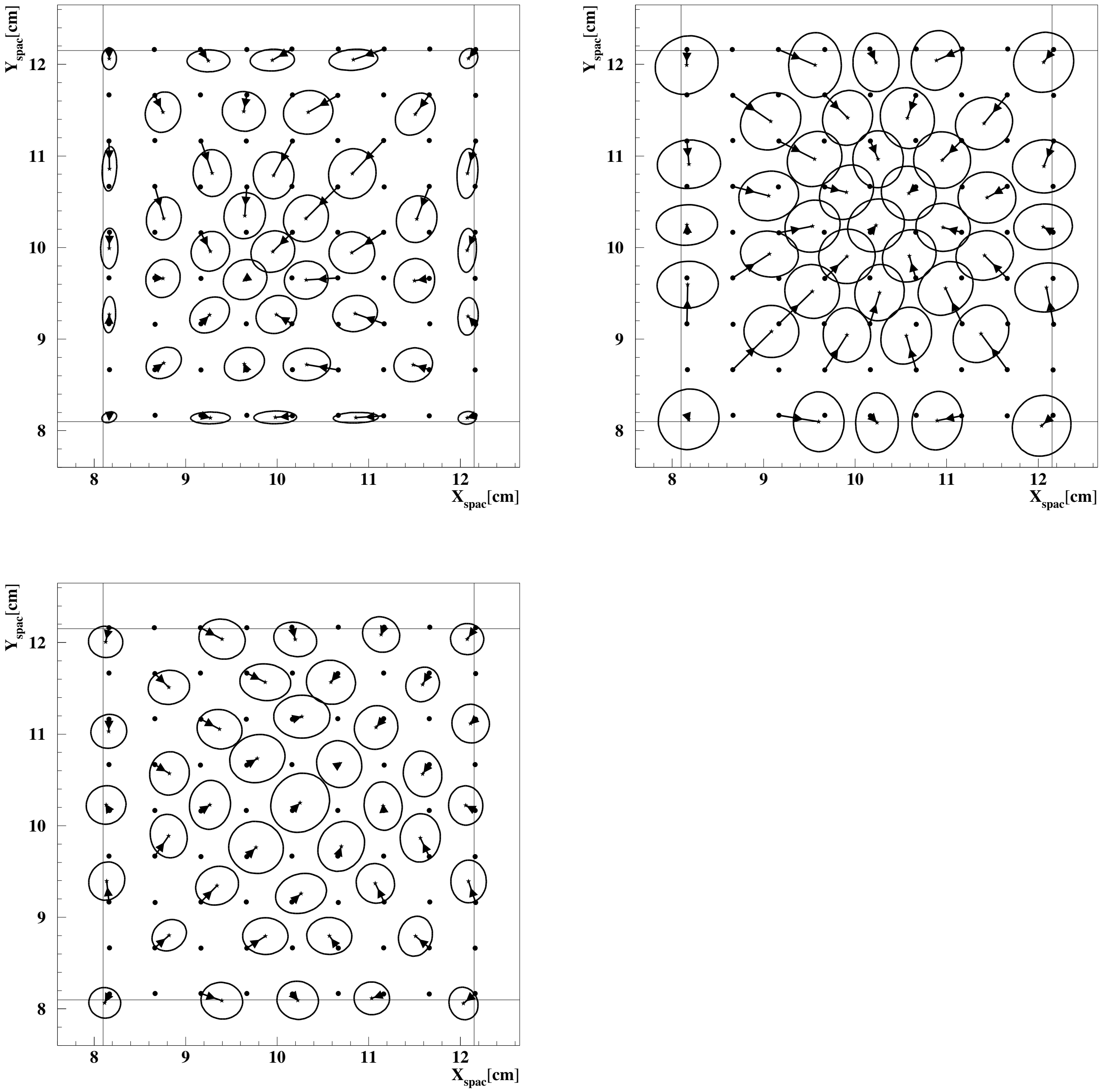

Abbildung 5.18: Rekonstruierte (Sterne) und generierte (Punkte) Schauerschwerpunkte für $\theta = 5^{\circ}$ und Elektronen mit einer Energie von 8 GeV für die lineare Gewichtung (oben links), Wurzel-Gewichtung (oben rechts) und die logarithmische Gewichtung (unten links). Die Ellipsen repräsentieren die Kovarianzellipsen für die Bestimmung des Schauerschwerpunktes. Die horizontalen und vertikalen Geraden stellen die Zellgrenzen dar.

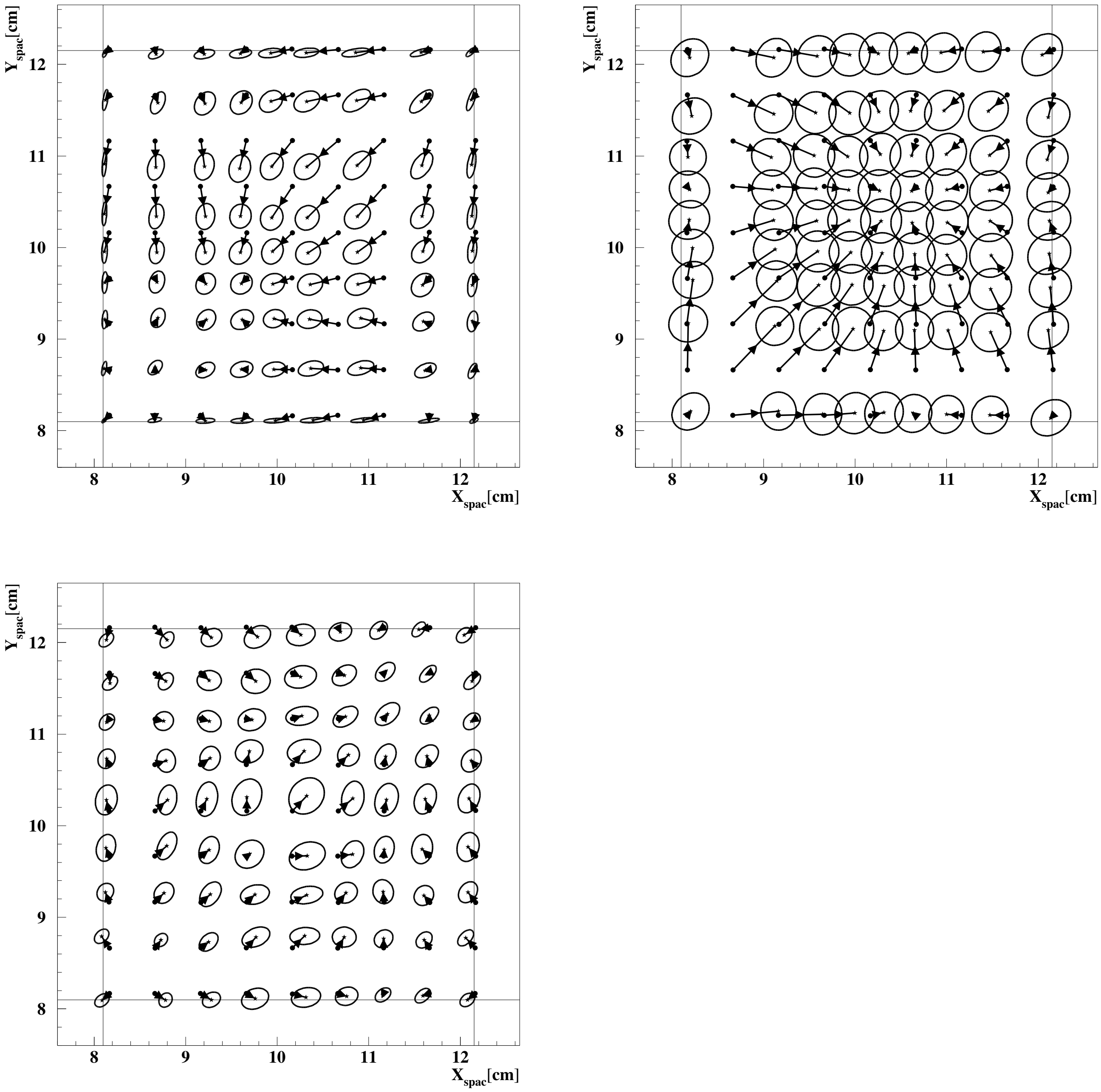

Abbildung 5.19: Rekonstruierte (Sterne) und generierte (Punkte) Schauerschwerpunkte für $\theta = 5°$ und Elektronen mit einer Energie von 30 GeV für die lineare Gewichtung (oben links), Wurzel-Gewichtung (oben rechts) und die logarithmische Gewichtung (unten links). Die Ellipsen repräsentieren die Kovarianzellipsen für die Bestimmung des Schauerschwerpunktes. Die horizontalen und vertikalen Geraden stellen die Zellgrenzen dar.

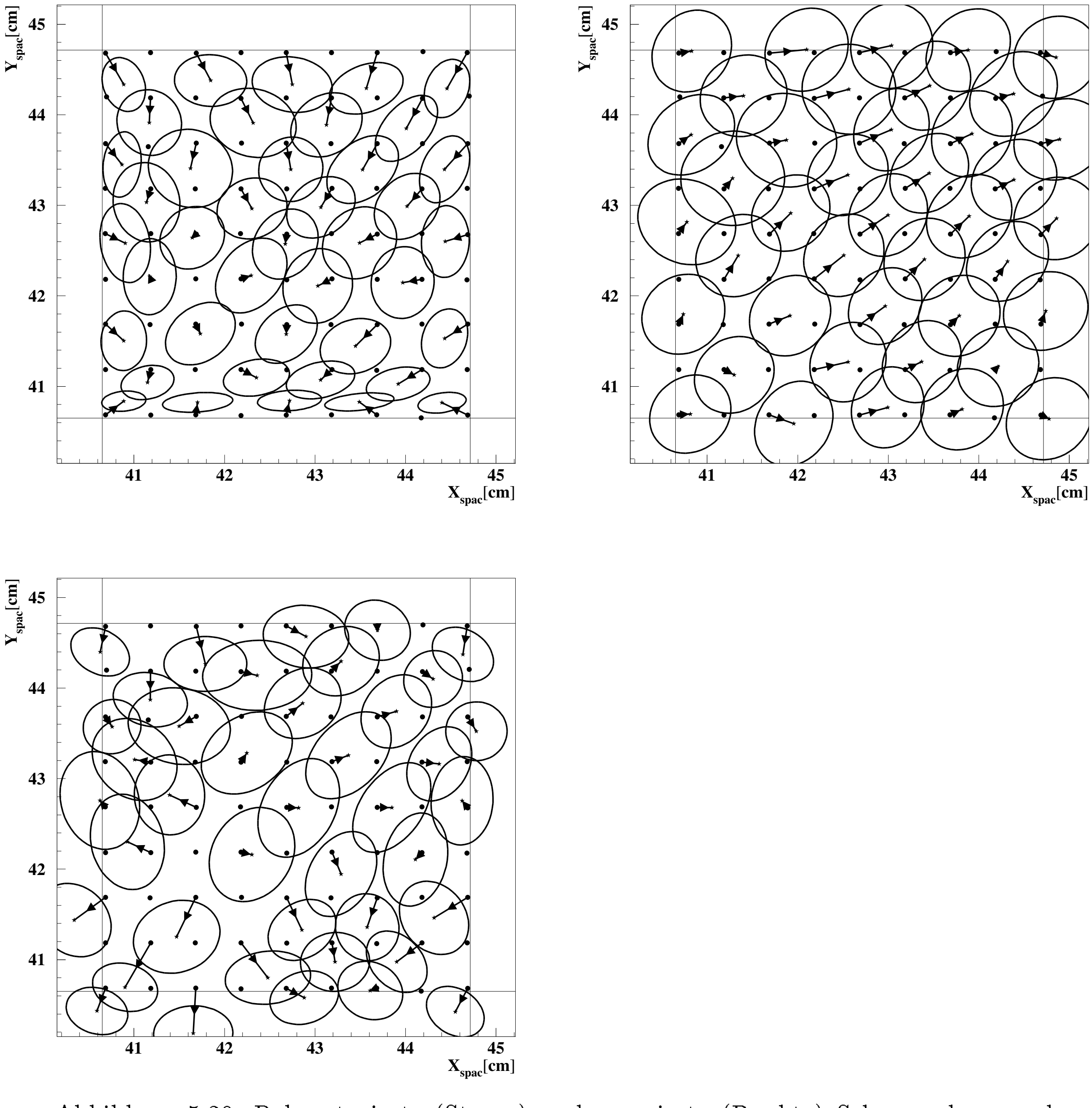

Abbildung 5.20: Rekonstruierte (Sterne) und generierte (Punkte) Schauerschwerpunkte für $\theta = 22°$ und Elektronen mit einer Energie von 8 GeV für die lineare Gewichtung (oben links), Wurzel-Gewichtung (oben rechts) und die logarithmische Gewichtung (unten links). Die Ellipsen repräsentieren die Kovarianzellipsen für die Bestimmung des Schauerschwerpunktes. Die horizontalen und vertikalen Geraden stellen die Zellgrenzen dar.

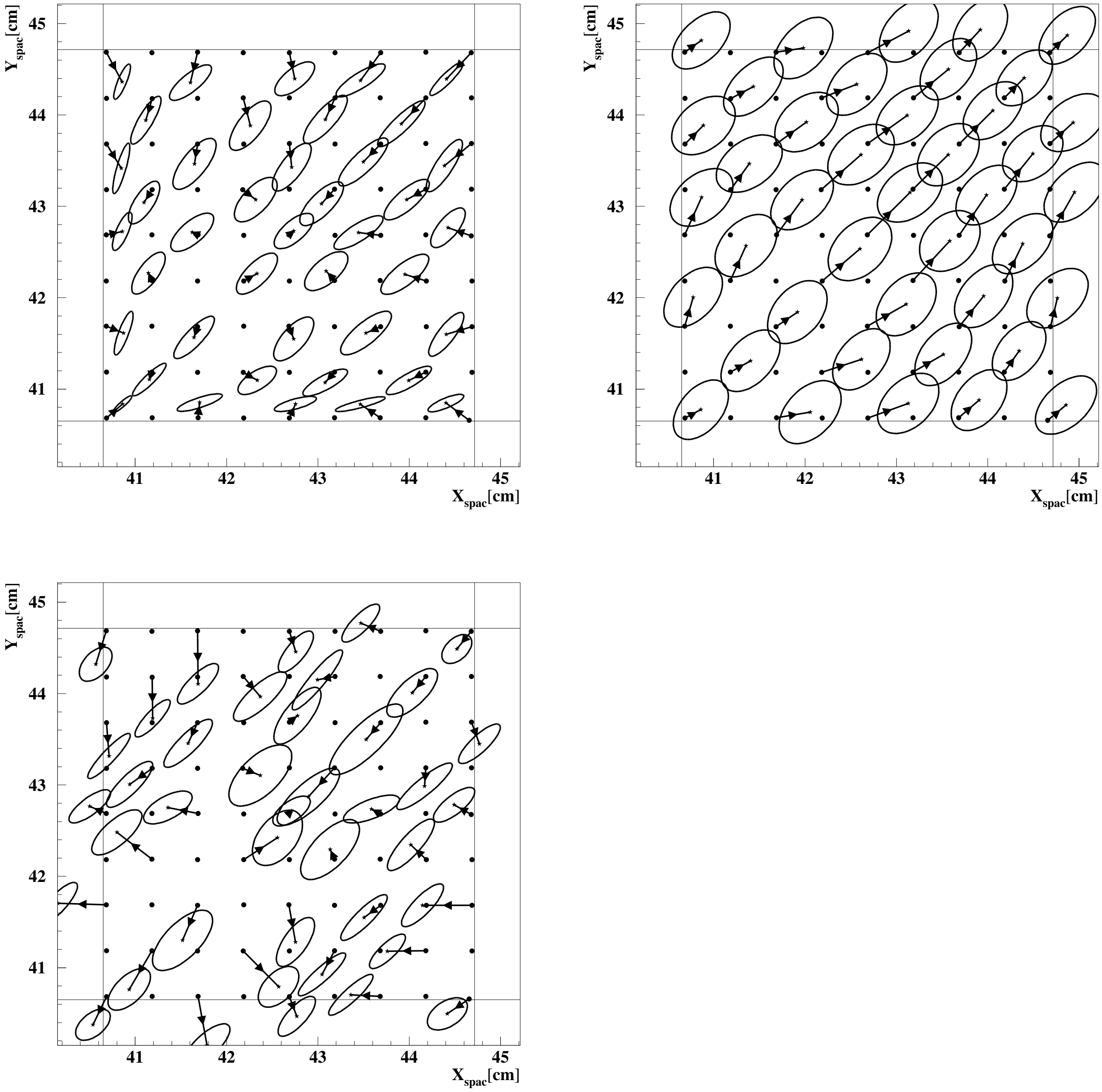

Abbildung 5.21: Rekonstruierte (Sterne) und generierte (Punkte) Schauerschwerpunkte für $\theta = 22°$ und Elektronen mit einer Energie von 30 GeV für die lineare Gewichtung (oben links), Wurzel-Gewichtung (oben rechts) und die logarithmische Gewichtung (unten links). Die Ellipsen repräsentieren die Kovarianzellipsen für die Bestimmung des Schauerschwerpunktes. Die horizontalen und vertikalen Geraden stellen die Zellgrenzen dar.

5.5.2 Quantitativer Vergleich der rekonstruierten und der generierten Schauerschwerpunkte

In diesem Abschnitt wird die rekonstruierte Koordinate mit der durch die Simulation generierten quantitativ verglichen. Die vorgegebene Koordinate (x_{gen}) ist mit den oben diskutierten Fehlern behaftet. Der Effekt durch die Vielfachstreuung wird im Rahmen dieser Analyse gemäß den Überlegungen in Abschnitt 5.1 abgeschätzt. Um möglichst nur Elektronen zu untersuchen, die im passiven Material vor dem SpaCal keine Bremsstrahlung emittiert haben, werden nur Elektronen betrachtet, bei denen die Energie des ersten Clusters oberhalb einer bestimmten Schwelle liegt. In der Analyse der 4 GeV-Elektronen wird diese Schwelle mit 3.7 GeV so gewählt, daß hier die im Abschnitt 5.2 diskutierten Strahlungseffekte nur noch Beiträge liefern, die vernachlässigbar sind. Bei den 8 GeV-Elektronen wird diese Schnitt bei 7.0 GeV gewählt und bei den Elektronen, die eine nominelle Energie von 30 GeV haben, wird auf einen Schnitt verzichtet, da die ($x_{rek1} - x_{gen}$)-Verteilung keine Ausläufer aufweist, wie sie bei den Elektronen beobachtet wird, die eine Energie von 4 bzw. 8 GeV haben. Die Ortsauflösung des Schauerschwerpunktes ist in den Abbildungen 5.22 bis 5.24 für die beiden ausgeleuchteten Zellen dargestellt. Die Resultate sind in der Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Sie werden im folgenden diskutiert und bewertet. Die Fehler der in Tabelle 5.5 angegebenen Meßwerte sind aufgrund der großen Anzahl der Ereignissen vernachlässigbar.

a) Logarithmische Gewichtung: Einige dieser Darstellungen, die mit der logarithmischen Gewichtung ermittelt werden, weisen bei einem Einschußwinkel von $\theta = 22°$ Spitzen auf (z.B. Abbildung 5.24). Sie stammen von Ereignissen, bei denen sich der generierte Schauerschwerpunkt in der Mitte einer Zelle oder 0.5 cm entfernt davon befindet (Abbildung 5.25). Bei diesen generierten Orten des Schauerschwerpunktes wird nur sehr wenig Energie in den Nachbarzellen deponiert, so daß der Schauerschwerpunkt tendenziell in der Mitte einer Zelle rekonstruiert wird. Dies geht einher mit dem kleinen optimalen W_0-Parameter, der gemäß Gleichung 5.7 bei $\theta = 22°$ den Wert 3.6 annimmt.

   Bei $\theta = 5°$ wird mit der logarithmischen Gewichtung ein Ortsauflösung von bis zu 0.15 cm für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV erreicht.

b) Lineare Gewichtung: Nach Anwendung der Korrekturfunktion 5.5 kann auch die lineare Gewichtung als brauchbare Methode zur Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes herangezogen werden. Bei $\theta = 5°$ liefert die lineare Gewichtung bei allen betrachteten Energien Resultate, die mit denen der logarithmischen Gewichtung vergleichbar sind (Tabelle 5.5). Die teilweise auftretende Doppelstruktur (z.B. in Abbildung 5.23) ist auf das in Abschnitt 5.3 diskutierte S-Kurven-Verhalten der linearen Gewichtung zurückzuführen. Bei $\theta = 22°$ ist die Ortsauflösung bei allen betrachteten Energien deutlich besser, als die durch die beiden anderen Methoden erzielten Ergebnisse (Tabelle 5.5). Der Nachteil der linearen Gewichtung ist, daß zu ihrer Optimierung vier Parameter hinsichtlich Energie und Einschußwinkel der Elektronen angepaßt werden müssen (Gleichung 5.5), und die Anpassung der Parameter mit den in Abschnitt 5.3 diskutierten Problemen verbunden ist. Demgegenüber muß bei Anwendung der logarithmischen Gewichtung nur ein Parameter als Funktion der Energie und des Einschußwinkels angepaßt werden.

c) Wurzel-Gewichtung: Die Wurzel-Gewichtung liefert bei den betrachteten Einschußwinkeln und Energien schlechtere Resultate als die beiden anderen Gewichtungsmethoden (Tabelle 5.5). Bei der Wurzel-Gewichtung muß allerdings kein Parameter hinsichtlich der Energie und des Einschußwinkels der Elektronen angepaßt werden. Der in Abschnitt 5.3 erwähnte Schnitt auf die Mindestenergie einer Zelle dient der Unterdrückung des elektronischen Rauschens, das bei der Datennahme mit dem realen Kalorimeter zu berücksichtigen ist. Außerdem ist der Unterschied zwischen dem besten Meßwert von rms=0.32 cm für $\theta = 5°$ und E=30 GeV und dem schlechtesten Meßwert von rms=0.59 cm geringer, als bei den beiden anderen Methoden. Diese beiden Kriterien sprechen für die einfache Handhabung und die Stabilität der Wurzel-Gewichtung. Deswegen hat die H1-Kollaboration entschieden, die Wurzel-Gewichtung bei der Analyse der Daten des Jahres 1995 zu verwenden.

Als Resultat der Untersuchung bleibt aber festzuhalten, daß die logarithmische Gewichtung nach Anpassung des W_0-Parameters gemäß Gleichung 5.7 bei $\theta = 5°$ die beste Methode zur Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes ist. Bei $\theta = 22°$ ist die lineare Gewichtung die beste Methode zur Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes.

	4 GeV		8 GeV		30 GeV	
	$\theta = 5°$	$\theta = 22°$	$\theta = 5°$	$\theta = 22°$	$\theta = 5°$	$\theta = 22°$
lineare Gewichtung	0.38	0.47	0.27	0.38	0.17	0.27
Wurzel-Gewichtung	0.46	0.59	0.39	0.48	0.32	0.36
logarithmische Gewichtung	0.39	0.55	0.26	0.44	0.15	0.34

Tabelle 5.5: Ortsauflösung in cm, die mit den drei Gewichtungsmethoden in den zwei ausgeleuchteten Zellen erreicht wird.

4 GeV

$\theta = 5°$ $\theta = 22°$

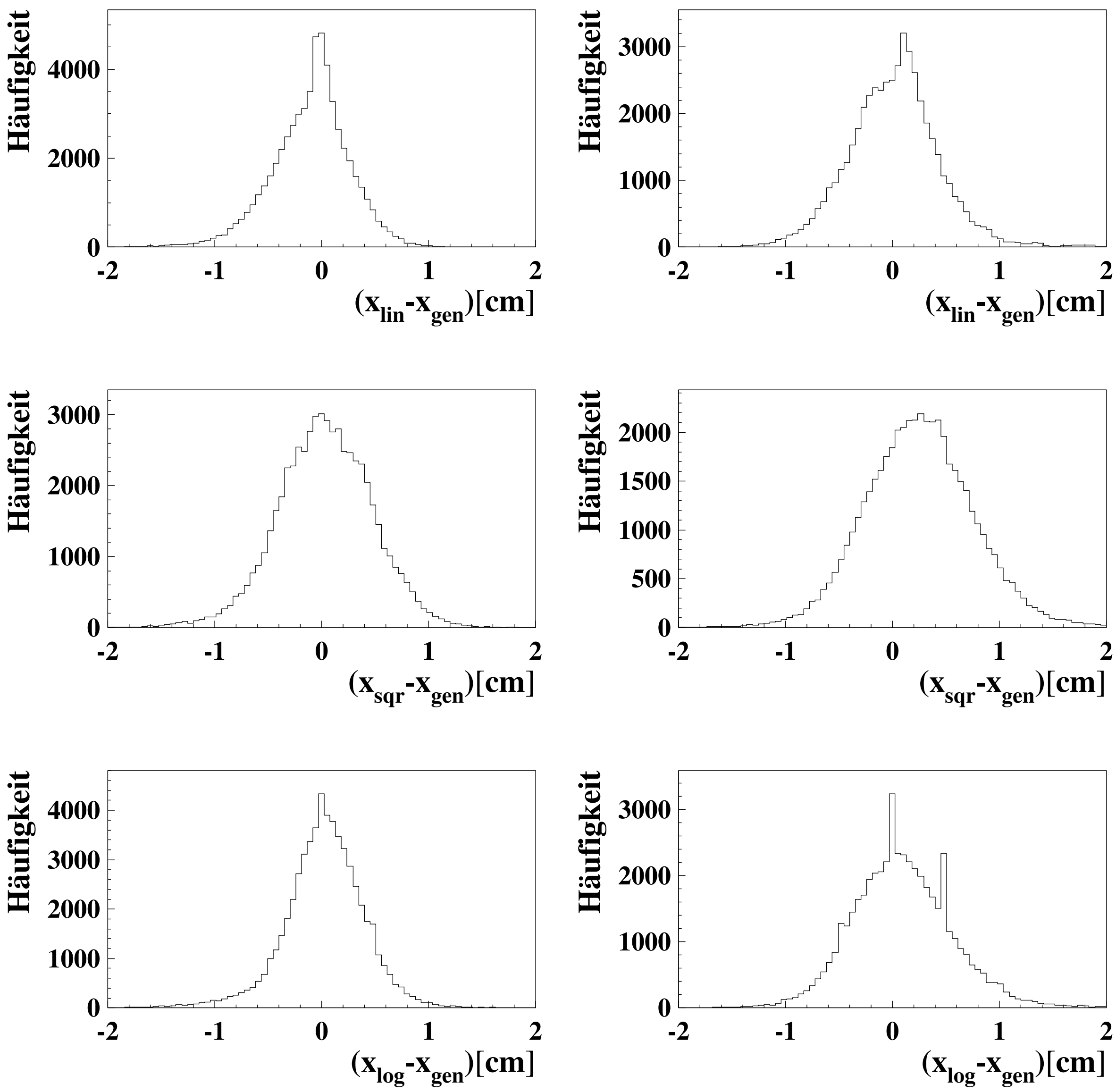

Abbildung 5.22: Verteilung der Abstände zwischen dem rekonstruierten Schauerschwerpunkt und dem generierten Schauerschwerpunkt (x_{gen})für Elektronen mit einer Energie von 4 GeV. Links: Die Elektronen treffen unter einem Winkel von $\theta = 5°$ und $\phi = 45°$ auf das SpaCal. Rechts: Die Elektronen treffen unter einem Winkel von $\theta = 22°$ und $\phi = 45°$ auf das SpaCal. Die in dieser Arbeit untersuchten Rekonstruktionsmethoden sind durch Indizes angedeutet.

8 GeV

$\theta = 5°$ $\theta = 22°$

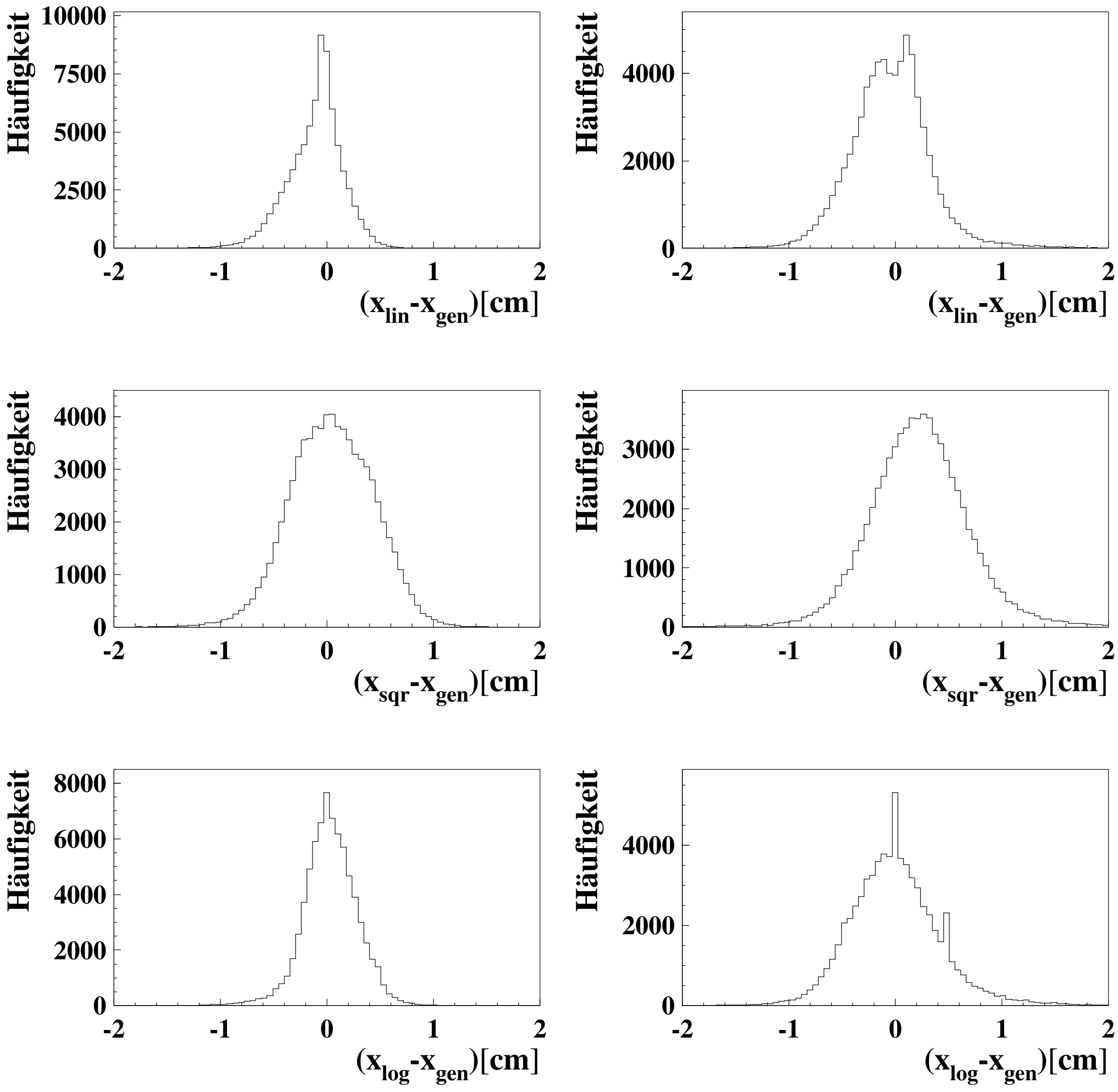

Abbildung 5.23: Wie Abbildung 5.22, für Elektronen mit einer Energie von 8 GeV.

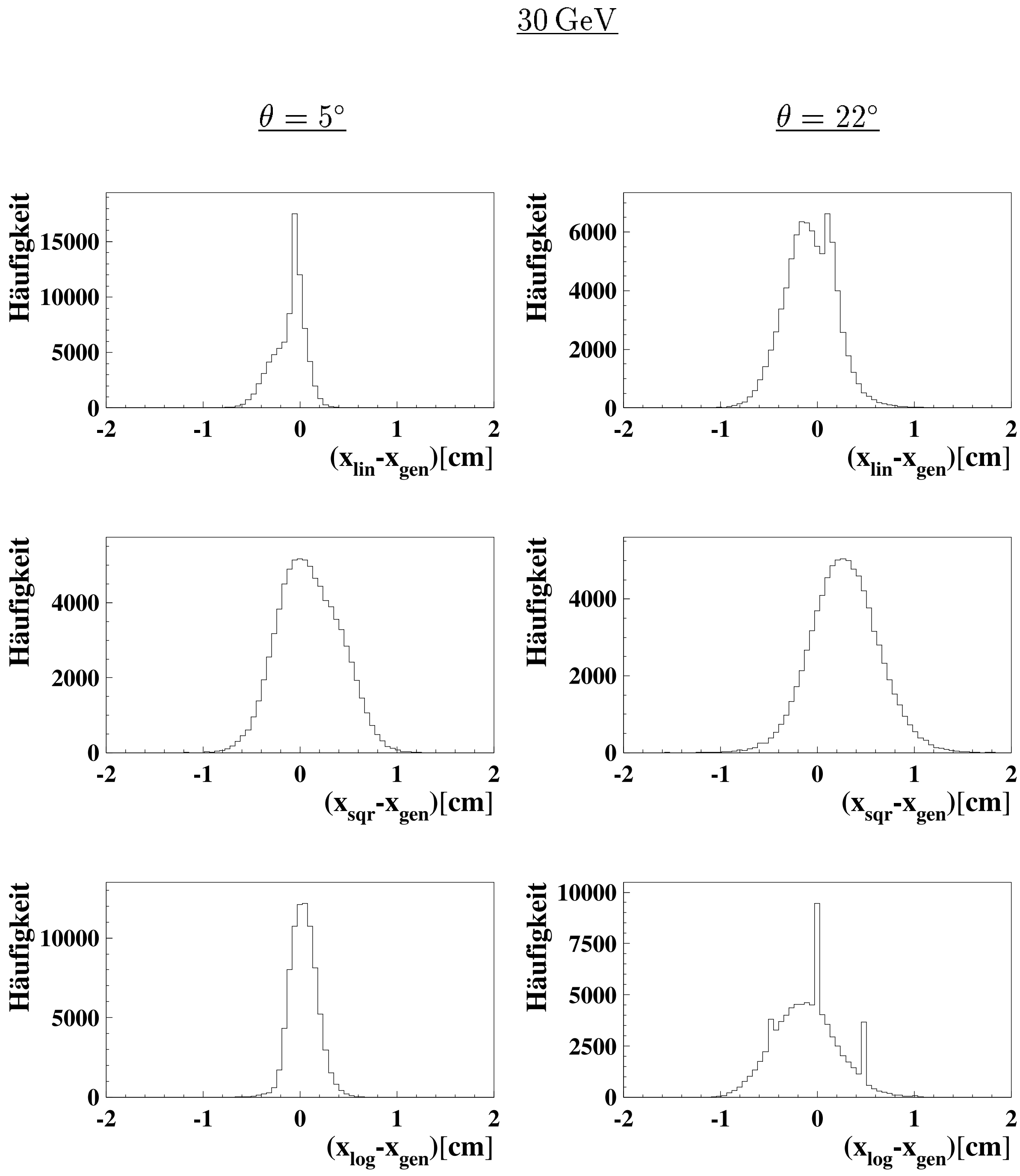

Abbildung 5.24: Wie Abbildung 5.22, für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV

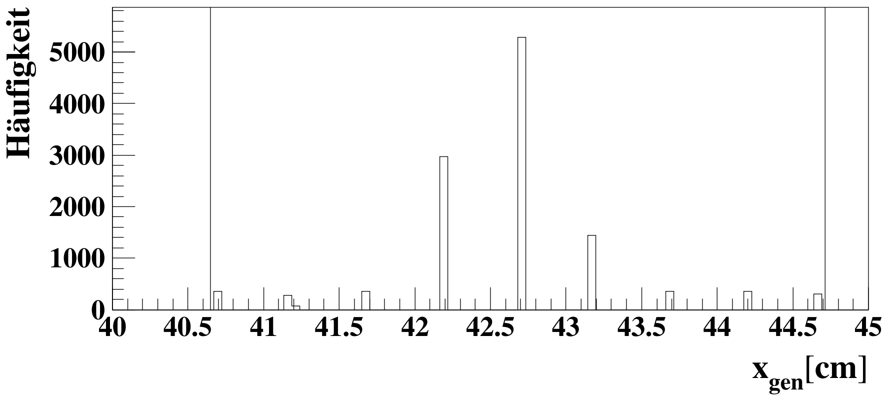

Abbildung 5.25: Positionen der generierten Schauerschwerpunkte, bei denen für die mit logarithmischer Gewichtung rekonstruierten Schauerschwerpunkte gilt: $|x_{log} - x_{gen}| < 0.01\,\mathrm{cm}$ oder $0.49\,\mathrm{cm} < |x_{log} - x_{gen}| < 0.51\,\mathrm{cm}$. Die vertikalen Geraden markieren die Zellgrenzen

5.6 Winkel- und Energieabhängigkeit der Ortsauflösung

Zum Zeitpunkt der Analyse lag keine detaillierte Korrektur auf die Effekte des passiven Materials vor dem SpaCal vor. Deswegen wird für verschiedene Energien und Einschußwinkel untersucht, wie präzise die Position der Elektronen unter Einfluß von Detektoreffekten, wie dem passiven Material, gemessen werden kann. Dazu wird ein simulierter Datensatz gemäß Abbildung 5.26 analysiert. Der Schauerschwerpunkt wird alternierend in der Zellmitte und an den Zellgrenzen simuliert, wobei die Elektronenergie 4, 8 bzw. 30 GeV beträgt.

Die Auflösung des Schauerschwerpunktes, die mit Hilfe der Wurzel-Gewichtung und mit Hilfe der logarithmischen Gewichtung erzielt wird, ist in den Abbildungen 5.27 und 5.28 dargestellt. Auch hier sind wieder die Spitzen bei der logarithmischen Gewichtung zu beobachten, die überwiegend bei Einschußwinkeln oberhalb von $\theta = 10°$ vorkommen. Gemäß der Gleichung 5.7 sinkt der optimale W_0-Parameter mit steigendem Einschußwinkel, was zu einem restriktiven Energieschnitt führt, so daß nur der Mittelpunkt der Zelle rekonstruiert wird, in der die meiste Energie deponiert wird.

An die Ortsauflösungen, die für die verschiedenen Energien ermittelt werden, wird eine Funktion der Form $const. + \frac{1}{\sqrt{E}}$ angepaßt (Abbildung 5.29). Es ergibt sich für die

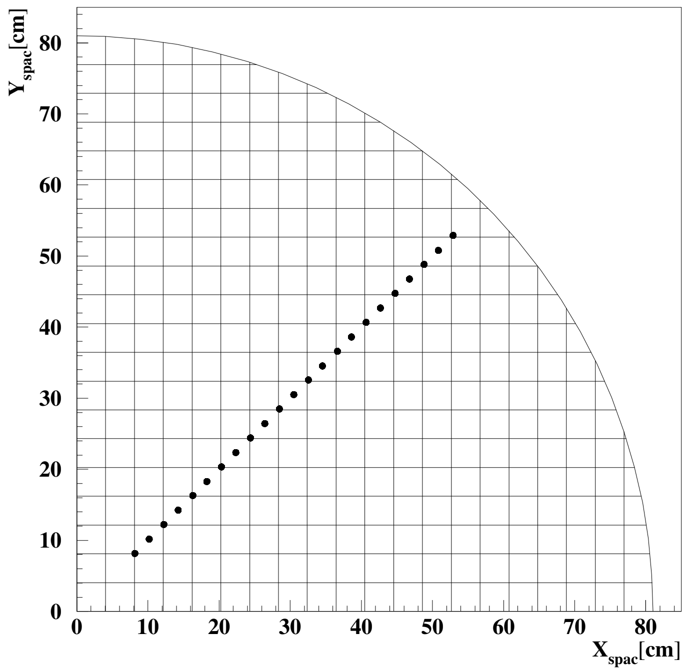

Abbildung 5.26: Generierte Schauerschwerpunkte für die Abschätzung der Ortsauflösung des Kalorimeters als Funktion der Energie.

Wurzel-Gewichtung:

$$\sigma(E) = (0.27 \pm 0.01)\,\mathrm{cm} + \frac{(0.66 \pm 0.08)\,\mathrm{cm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}, \tag{5.12}$$

und für die logarithmische Gewichtung:

$$\sigma(E) = (0.17 \pm 0.01)\,\mathrm{cm} + \frac{(0.63 \pm 0.04)\,\mathrm{cm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}. \tag{5.13}$$

Bei der Analyse der CERN-PS-Testmessungen [DIR95] ergibt sich mit der logarithmischen Gewichtung bei Einschüssen in die Zellmitte eine Ortsauflösung von

$$\sigma(E)^{Zellmitte}_{Test} = (0.10 \pm 0.02)\,\mathrm{cm} + \frac{(0.44 \pm 0.04)\,\mathrm{cm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \tag{5.14}$$

und bei Einschüssen auf eine Zellgrenze eine Ortsauflösung von

$$\sigma(E)^{Zellgrenze}_{Test} = (0.03 \pm 0.02)\,\mathrm{cm} + \frac{(0.38 \pm 0.04)\,\mathrm{cm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}. \tag{5.15}$$

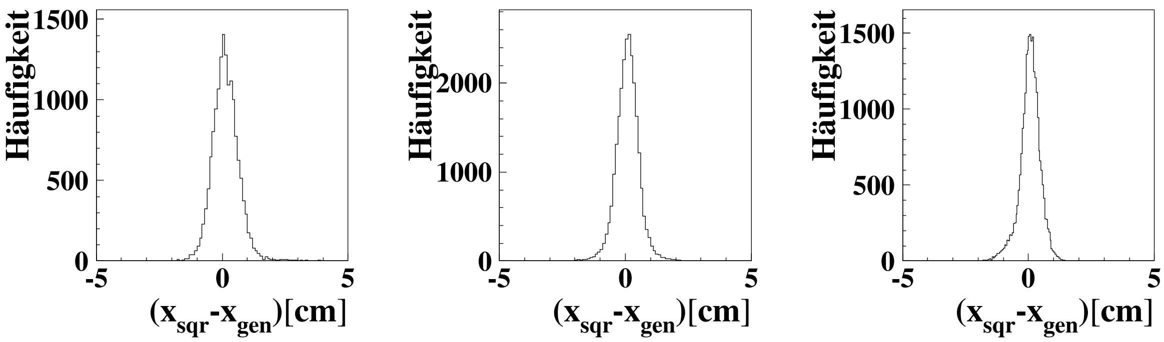

Abbildung 5.27: Ortsauflösung, die mit Hilfe der Wurzel-Gewichtung erreicht wird, für Elektronen mit 4 (links), 8 (Mitte) und 30 GeV (rechts) Energie (gemittelt über alle Einschußwinkel).

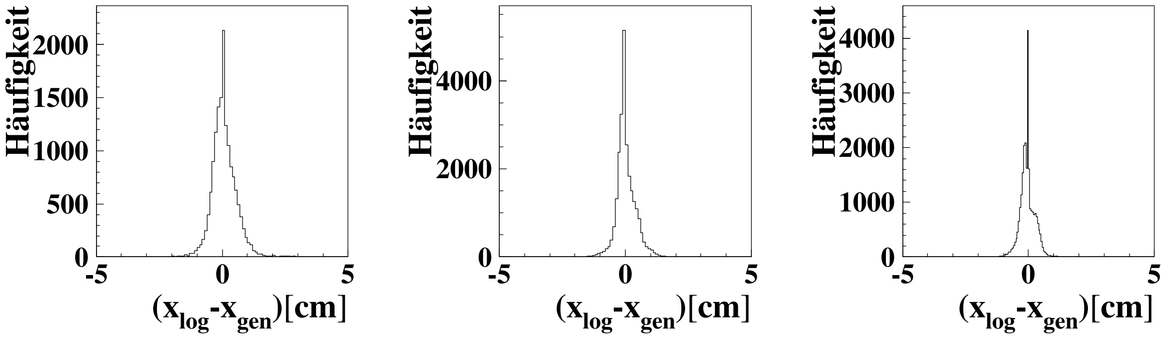

Abbildung 5.28: Ortsauflösung, die mit Hilfe der logarithmischen Gewichtung erreicht wird, für Elektronen mit 4 (links), 8 (Mitte) und 30 GeV (rechts) Energie (gemittelt über alle Einschußwinkel).

Die relative starke Abweichung der Simulation (Gleichungen 5.28 und 5.27) vom Teststrahlergebnis ist dadurch zu erklären, daß im Rahmen der Teststrahlmessungen der Einschußwinkel bei $\theta = 3°$ gewählt wurde, während bei der Analyse der simulierten Daten über alle Einschußwinkel gemittelt wird.

Deswegen wird im folgenden die Ortsauflösung als Funktion des Einschußwinkels für Elektronen mit Energien von 4, 8, 15, 25 und 30 GeV untersucht. Die Einschußpunkte sind in Abbildung 5.2 auf Seite 42 dargestellt. Für die Analyse wird die logarithmische Gewichtung verwendet. Die angegebenen Winkel beziehen sich auf die Mittelpunkte der in Abbildung 5.2 auf Seite 42 dargestellten Einschußzellen.

Die Ortsauflösung für die verschiedenen Energien ist in Abbildung 5.30 dargestellt. Bei

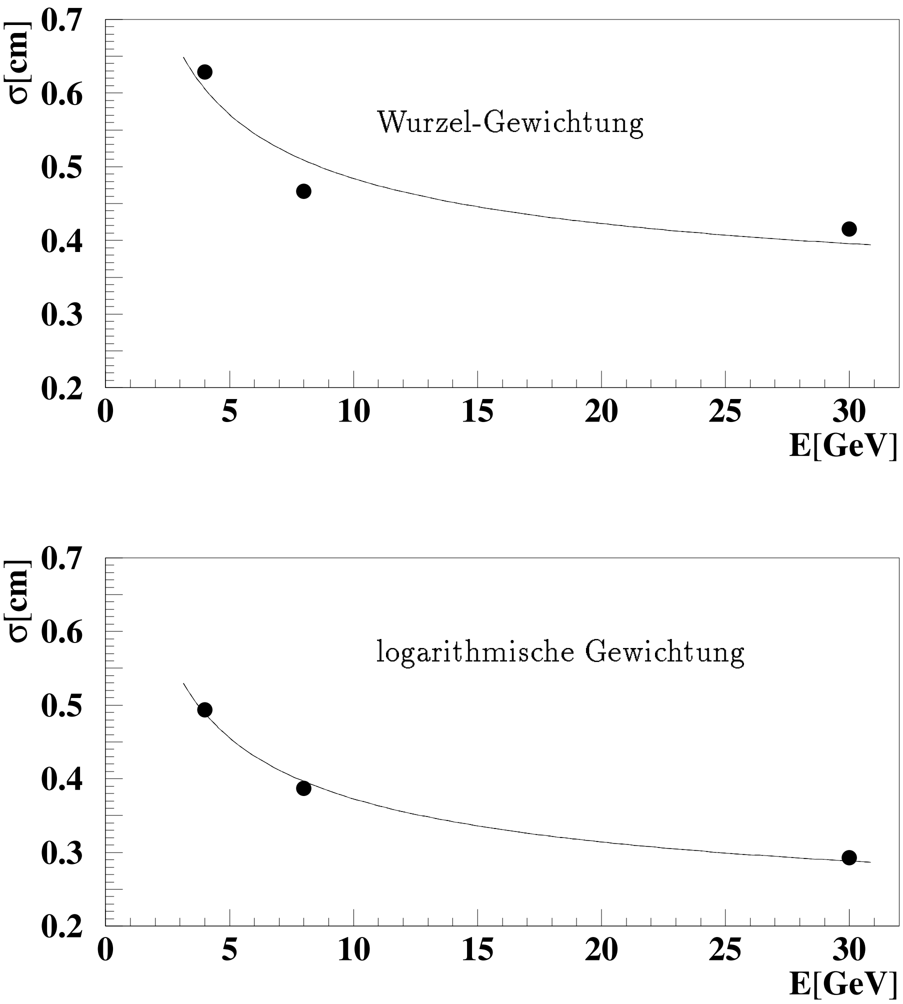

Abbildung 5.29: Energieabhängigkeit der Auflösung des Schauerschwerpunktes mit Hilfe der Wurzel-Gewichtung (oben) und mit Hilfe der logarithmischen Gewichtung (unten) (gemittelt über alle Einschußwinkel).

allen Energien ist eine deutliche Verschlechterung der Ortsauflösung (rms) mit wachsendem Einschußwinkel zu erkennen. Diese Verschlechterung ist auf den Einfluß des longitudinalen Schauerprofils zurückzuführen, das bei der logarithmischen Gewichtung unberücksichtigt bleibt. Die Fehlerbalken in horizontaler Richtung kennzeichnen die Unsicherheit der Auftreffwinkel, da sich die angegebenen Winkel auf die Mittelpunkte der Einschußzellen beziehen. Der Fehler des rms ist aufgrund der hohen Statistik vernachlässigbar. An die Meßpunkte wird eine Abhängigkeit der Form

$$\sigma_{Sim}(\theta)[cm] = \frac{1}{100}(d_1 + d_2 \cdot \theta) \tag{5.16}$$

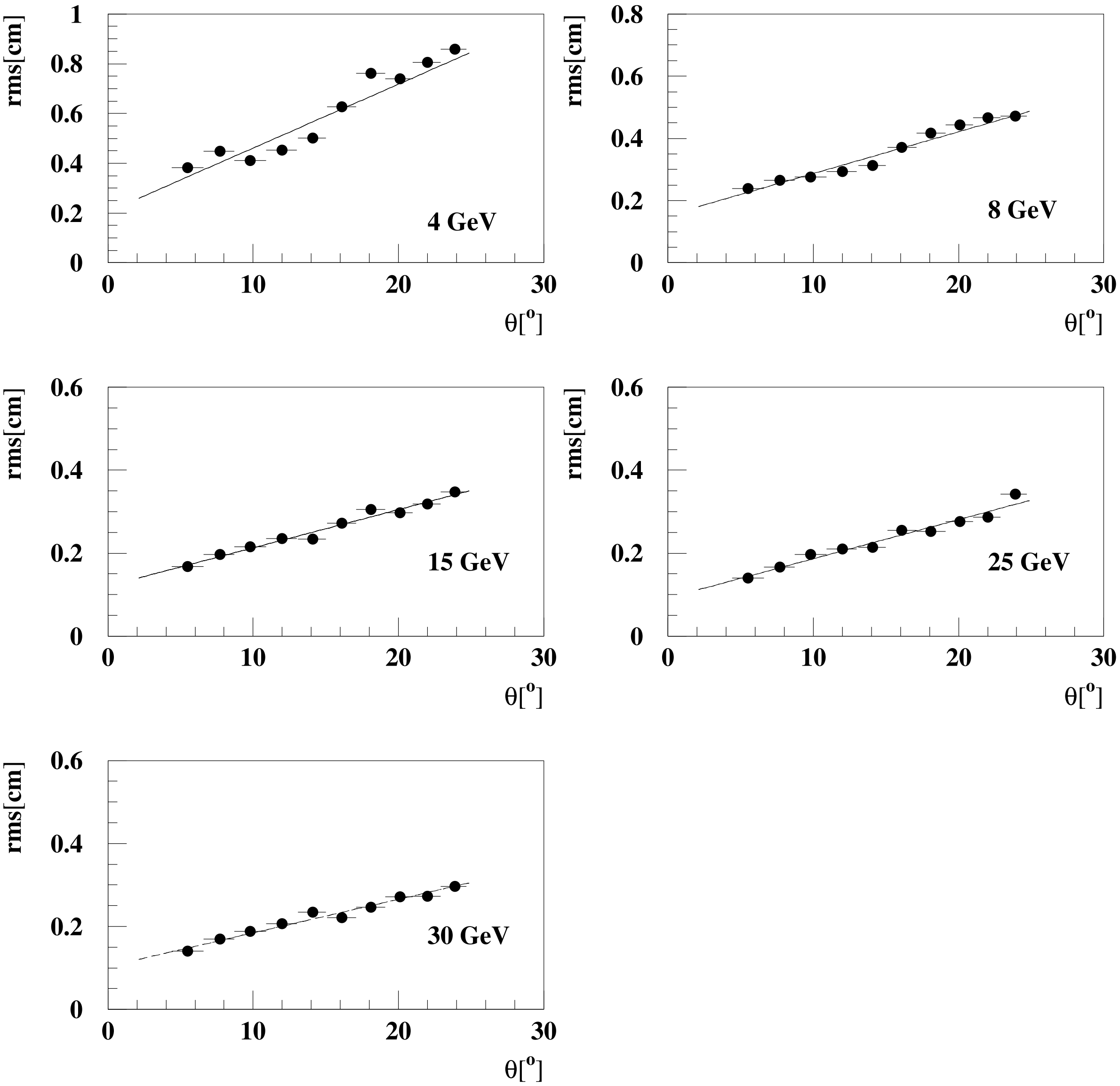

Abbildung 5.30: Ortsauflösung mit logarithmischer Gewichtung als Funktion des Einschußwinkels für Elektronen mit verschiedenen Energien. Der Verlauf der Meßpunkte wird durch eine Parametrisierung der Form $\frac{1}{100}(d_1(E) + d_2(E) \cdot \theta)$ beschrieben.

E[GeV]	d_1[cm]	d_2[cm/°]
4	20.6 ± 0.6	2.67 ± 0.05
8	15.4 ± 0.4	1.40 ± 0.03
15	12.1 ± 0.3	0.96 ± 0.03
25	9.3 ± 0.2	0.98 ± 0.02
30	10.4 ± 0.2	0.85 ± 0.03

Tabelle 5.6: Die Werte der Parameter d_1 und d_2 für die Parametrisierung der Ortsauflösung als Funktion des Einschußwinkels.

E[GeV]	$\sigma_{Test}^{Zellmitte}$[cm]	$\sigma_{Test}^{Zellgrenze}$[cm]	σ_{Sim}[cm]
4	0.32 ± 0.04	0.22 ± 0.04	0.29
8	0.26 ± 0.04	0.16 ± 0.04	0.20
15	0.21 ± 0.03	0.13 ± 0.03	0.15
25	0.19 ± 0.03	0.11 ± 0.03	0.12
30	0.18 ± 0.03	0.10 ± 0.03	0.13

Tabelle 5.7: Vergleich der Ortsauflösung zwischen analysierten simulierten Ereignissen und Teststrahlresultaten bei einem Einschußwinkel $\theta = 3°$. Der Fehler der Variablen σ_{sim} liegt unter der angegebenen Genauigkeit.

angepaßt, die den Verlauf der Meßpunkte gut beschreibt. Die ermittelten Parameter sind in Tabelle 5.6 zusammengefaßt. Die Werte der d_i nehmen mit steigender Energie ab. Dies spiegelt die Verbesserung der Ortsauflösung mit steigender Energie wider.

In der Tabelle 5.7 werden die aus der Parametrisierung 5.16 erhaltenen Werte der Ortsauflösung für den Einschußwinkel $\theta = 3°$ mit den Teststrahlergebnissen verglichen, die sich aus den Gleichungen 5.14 und 5.15 ergeben. Es zeigt sich, daß die Simulationsergebnisse mit den Teststrahlergebnissen kompatibel sind. Die Ergebnisse der Teststrahlmessungen, bei denen die Ortsauflösung an zwei extremen Beispielen untersucht worden ist, bilden untere und obere Schranken für die Simulationsergebnisse.

In Abbildung 5.31 ist die Ortsauflösung als Funktion der Energie und des Winkels in einer dreidimensionalen Darstellung abgebildet. Die Abbildung macht noch einmal deutlich, daß die beste Ortsauflösung für kleine Einschußwinkel und große Energien erreicht wird. Außerdem kann der Abbildung entnommen werden, daß für Elektronen mit einer Energie von 4 GeV bei dem Einschußwinkel $\theta = 22°$ die Ortsauflösung etwa 8 mm beträgt. In Abschnitt 5.5.2 ergibt sich bei dieser Energie und diesem Einschußwinkel eine Ortsauflösung von 5.5 mm. Diese Verschlechterung ist auf Elektronen zurückzuführen,

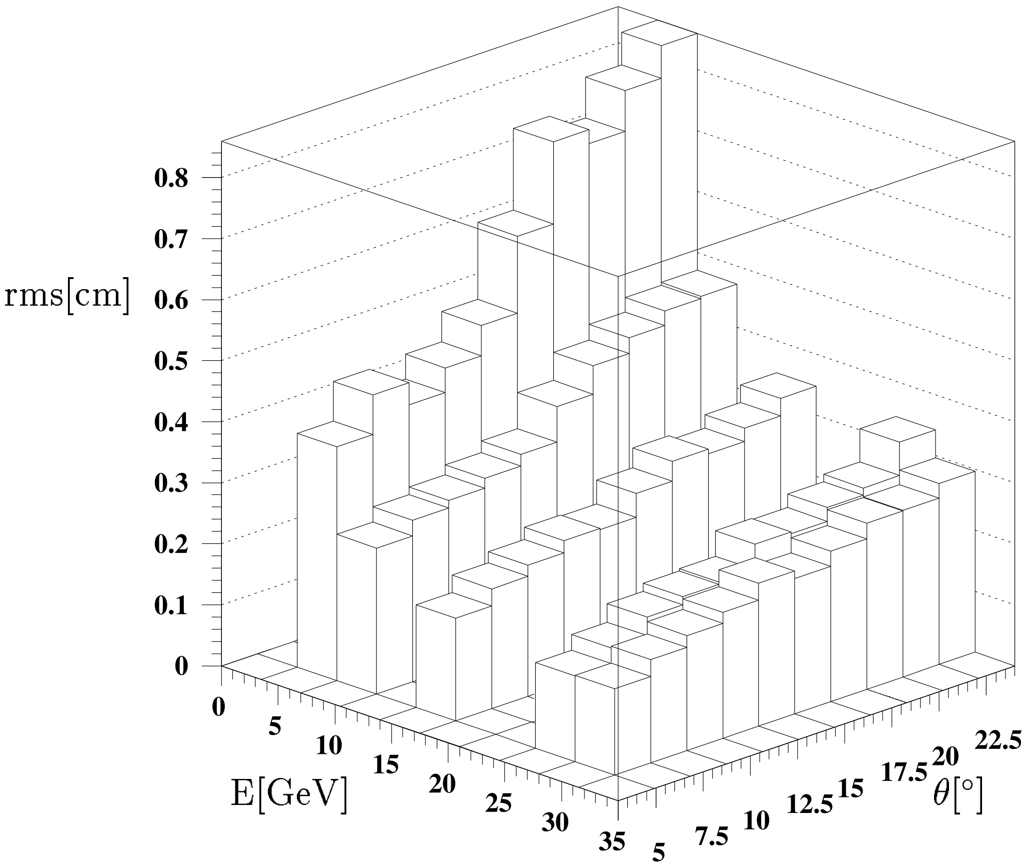

Abbildung 5.31: Ortsauflösung des SpaCals als Funktion des Einschußwinkels θ und der Energie E.

die im passiven Material vor dem SpaCal aufschauern. Dies führt zu einer zusätzlichen Verschmierung des Auftreffortes der Elektronen (Abschnitt 5.2). Die sehr drastische Verschlechterung der Ortsauflösung zeigt, daß eine Korrektur auf die Einflüsse des passiven Materials notwendig ist.

5.7 Verbesserungsmöglichkeiten

Im Laufe der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse ist gezeigt worden, daß es möglich ist, den Schauerschwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers mit Hilfe eines Clusteralgorithmus und geeigneter Gewichtungsmethoden mit einer statistischen Genauigkeit von 1.5 mm zu bestimmen. Im Rahmen der Analyse ist aber auch aufgezeigt worden, daß keine der drei Gewichtungsmethoden geeignet ist, die physikalische Situation bei großen

Einschußwinkeln optimal zu berücksichtigen. Zwei der drei Gewichtungsmethoden, die logarithmische Gewichtung und die Wurzel-Gewichtung, werden von bestimmten Annahmen über das transversale Schauerprofil geleitet und berücksichtigen nicht den Einfluß des longitudinalen Schauerprofils bei großen Einschußwinkeln. Die dritte Methode, die lineare Gewichtung besitzt keine direkte physikalische Motivation, sondern nimmt die Energiedeposition als Gewichtsfaktor für die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes.

Bei der Bestimmung der Energie, die ein Elektron in den Zellen eines Kalorimeters deponiert, wird eine Faltung des longitudinalen und des transversalen Schauerprofils gemessen. Dieses reale Schauerprofil sollte eine Funktion der Energie des Primärteilchens und dessen Einschußwinkels sein, wobei bei der Berechnung des realen Schauerprofils auch die Zelldimensionen des Kalorimeters berücksichtigt werden müssen. Um eine Parametrisierung des sichtbaren Schauerprofils zu erhalten, ist es sinnvoll, zunächst einmal ein sehr fein granuliertes Kalorimeter zu simulieren, das z.B. eine Zellgröße von $0.5 \times 0.5\,\mathrm{cm}^2$ besitzt. Eine Parametrisierung des sichtbaren Schauerprofils kann mit Hilfe der Energiedeposition in den Zellen des Kalorimeters gewonnen werden.

Die Parametrisierung des Schauerprofils sollte als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt der energiereichsten Zelle geschehen und hat die Form

$$E(x) = E_0(x', \beta) \cdot f(\beta, E, x). \tag{5.17}$$

In der Funktion $f(\beta, E, x)$ wird die Faltung des longitudinalen und des transversalen Schauerprofils berücksichtigt. E_0 ist die Energiedeposition in der energiereichsten Zelle und ist eine Funktion des Einschußwinkels und der Position x' des Schauerschwerpunktes relativ zum Zellmittelpunkt der energiereichsten Zelle. Die Variable x beschreibt den Abstand zum Mittelpunkt der energiereichsten Zelle. Durch Anpassung der Gleichung 5.17 an die gemessene Energieverteilung in den Zellen des Kalorimeters, kann die Position des Schauerschwerpunktes dann bestimmt werden.

Ein Problem, das bei einem solchem Verfahren auftritt, ist die Genauigkeit, mit der einem bestimmten Winkel ein bestimmtes Schauerprofil zugeordnet werden kann, da insbesondere durch longitudinale Schauerfluktuationen bei großen Einschußwinkeln die Parametrisierung beeinflußt wird. Dadurch wird die notwendige eindeutige Zuordnung zwischen der Energieverteilung und den entsprechenden Parametern erschwert.

Es muß untersucht werden, ob ein solches Verfahren auf das SpaCal angewendet werden kann. Die Zelldimensionen der SpaCal-Zellen sind $4 \cdot 4\,\mathrm{cm}^2$ und der Molière-Radius beträgt $2.5\,\mathrm{cm}$. Deswegen muß getestet werden, ob mit dem SpaCal genügend Stützpunkte für eine Parametrisierung des realen Schauerprofils erzielt werden können.

Kapitel 6

Analyse tiefinelastisch gestreuter Elektronen

Über tiefinelastisch gestreute Elektronen lassen sich die kinematischen Variablen x_B und Q^2 bestimmen. Die Messung wird im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors durch das SpaCal und die BDC vorgenommen. In diesem Kapitel werden Daten analysiert, die im November 1995 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Zunächst wird die Selektion der Elektronkandidaten beschrieben. Danach wird die Ortsauflösung des SpaCals untersucht. Die dafür notwendige Referenzkoordinate wird aus den Signalen der BDC abgeleitet. Abschließend wird mit Hilfe der selektierten Elektronen eine Bestimmung der kinematischen Variablen x_B und Q^2 vorgenommen, um die bereits in diesem frühen Stadium erreichbare Qualität der Messung zu demonstrieren.

Bei der Analyse wird davon ausgegangen, daß sich die beiden Detektorkomponenten an ihren vorgegebenen Positionen im H1-Detektor befinden. Dies bedeutet, daß die Position des BDC-Durchstoßpunktes $\vec{v}_{BDC} = (0, 0, -145.1)$ cm ist und die Position der Frontfläche des SpaCal $\vec{v}_{SpaCal} = (0, 0, -149.1)$ cm ist. Diese Positionen definieren die Ursprünge des BDC-Koordinatensystems und des SpaCal-Koordinatensystems.

6.1 Selektion der Elektronkandidaten

Die analysierten Daten umfassen die Meßreihen 130500 bis 130900 der H1-Datennahmeperiode 1995. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von $120\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Bei der gesamten Analyse wird ein Schnitt bei 20 MeV auf die Mindestenergie einer SpaCal-Zelle angebracht, um das elektronische Rauschen der Zellen zu unterdrücken.

Die Selektion der Elektronkandidaten nutzt die folgenden Kriterien:

- Vertex: Es wird die Existenz eines rekonstruierten Vertex der Elektron-Proton-Reaktion gefordert, der höchstens 20 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt (Ursprung des H1-Koordinatensystems bei z=0) entfernt ist.

- Clusterenergie: Der Cluster mit der höchsten Energie im SpaCal definiert einen Elektronkandidaten. Es wird verlangt, daß dieser Cluster mindestens 8 GeV Energie besitzt.

- Energie in den Veto-Lagen: Es wird verlangt, daß die Energie in den Veto-Lagen (vergleiche Abbildung 1.11) kleiner als 1 GeV ist. Dies unterdrückt Ereignisse, bei denen ein Großteil der Energie im Strahlrohr des HERA-Speicherrings verloren geht.

- Energie im hadronischen SpaCal: Die Länge des elektromagnetischen SpaCals von $27\,X_0$ reicht aus, um Schauer, die von 30 GeV-Elektronen erzeugt werden, ausreichend zu absorbieren [H1CUP93]. Daher darf der hadronische Teil des SpaCals keine oder nur sehr wenig Energie enthalten, die von einem Elektron stammt. Für einen Schnitt auf die Energie im hadronischen Teil des SpaCals wird die Energie aufsummiert, die in Zellen des hadronischen SpaCals deponiert wird, die sich in einem Radius von 2.5 cm um einen Punkt befinden, der durch die Projektion des Schauerschwerpunktes entlang der Schauerachse auf die Oberfläche des hadronischen SpaCals bestimmt wird. Die Oberfläche des hadronischen SpaCals befindet sich bei z=-209.0 cm. Es wird verlangt, daß diese Energie kleiner als 150 MeV ist.

- Clusterradius: Die transversale Schauerinformation dient zur Identifizierung von Elektronen [DIR95], da Hadronen ein breiteres transversales Schauerprofil als Elektronen aufweisen. Eine Größe, die eine Information über die transversale Schauerausdehnung liefert, ist der Clusterradius, der wie folgt definiert wird:

$$R_{cluster} = \frac{\sum_i^{N_{Zellen}} E_i(\sqrt{(x_{cl}-x_i)^2+(y_{cl}-x_i)^2})}{E_{cl}}; \tag{6.1}$$

  - x_{cl}, y_{cl} sind die Ortskoordinaten des Clusters, die mit der logarithmischen Gewichtung ermittelt werden.
  - x_i, y_i sind die Zellmittelpunkte der Zellen, die zum Cluster gehören.
  - E_{cl} ist die Gesamtenergie des Clusters.
  - N_{Zellen} ist die Anzahl der Zellen, die zu einem Cluster gehören.

In Abbildung 6.1 ist die Verteilung der Anzahl der Zellen, die zu einem Cluster gehören, und die Verteilung der Clusterradien des energiereichsten Clusters dargestellt, der mit Hilfe der oben diskutierten Selektionskriterien aus den Daten gewonnen wird.

Die Abbildung 6.1 b) legt es nahe zu fordern, daß der Clusterradius kleiner als 4.5 cm ist.

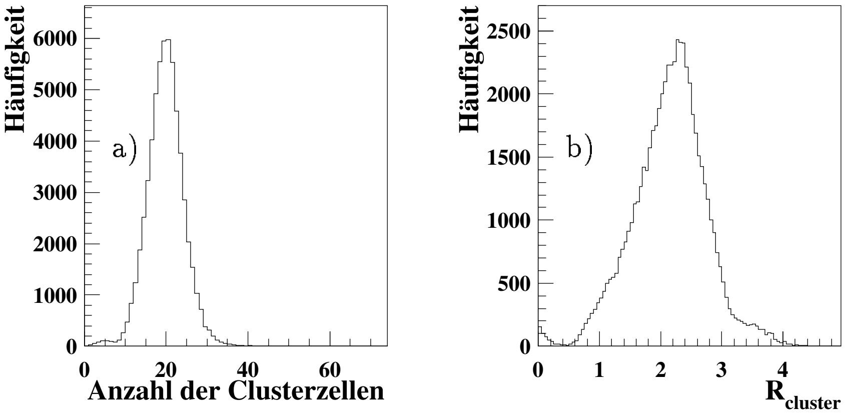

Abbildung 6.1: Links: Anzahl der Zellen, die zum energiereichsten Cluster gehören. Rechts: Verteilung des Clusterradius des ersten Clusters.

Mit Hilfe der dargelegten Auswahlkriterien werden aus den Ereignissen, die den oben genannten Meßreihen zugeordnet sind, 62000 Elektronkandidaten mit dem SpaCal selektiert. In Abbildung 6.2 ist das Energiespektrum der selektierten Elektronkandidaten dargestellt. Sie zeigt die Energien des mit Hilfe des Clusteralgorithmus gefundenen Clusters mit der höchsten Energie.

In der Abbildung ist eine starke Anhäufung bei einer Energie von ungefähr 25 GeV zu erkennen, der sogenannte kinematische Peak. Dieser kinematische Peak wird bei der Anfangsenergie der Elektronen von 27.5 GeV erwartet und dient zur Kalibration [JAN95].

Die Differenz von 2.5 GeV zwischen der Erwartung und dem Meßergebnis ist auf eine fehlerhafte Kalibration des SpaCal zum Zeitpunkt der Datennahme zurückzuführen.

In Abbildung 6.2 ist ein Anstieg der Ereignisrate bei kleinen Energien zu erkennen. Dieser Anstieg läßt sich auf fälschlicherweise als Elektronen identifizierte Hadronen aus der Photon-Proton-Streuung zurückführen, die bei kleinen Energien den Untergrund beim Nachweis des Elektrons dominiert (Abbildung 3.1 auf Seite 24). Hinzu kommt der Untergrund der Hadronen, die bei der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x_B entstehen. Um eine weitgehend untergrundfreie Menge an Daten zu bekommen, werden fortan nur Cluster in der Analyse berücksichtigt, deren Energie mehr als 15 GeV beträgt. Aus Abbildung 3.1 folgt, daß in dem gewählten Energiebereich nur noch Signale zu erwarten sind, die von gestreuten Elektronen stammen.

Da es im Rahmen der Elektron-Proton-Streuung keine ϕ-Abhängigkeit für die Rate der gestreuten Leptonen gibt, darf erwartet werden, daß die Ereignisse rotationssymmetrisch um das Zentrum des SpaCal-Koordinatensystems verteilt sind. Die Abbildung 6.3 zeigt die gemessenen Schauerschwerpunkte der selektierten Elektronen. Im linken Bild werden die Schauerschwerpunkte mit Hilfe der logarithmischen Gewichtung berechnet. Die Position der Schauerschwerpunkte im rechten Bild werden mit Hilfe der Wurzel-Gewichtung ermittelt, wobei nur Zellen in die Ortsrekonstruktion miteinbezogen wurden, bei denen die Zellenergie oberhalb von $\frac{1}{50}$ der Gesamtenergie des Clusters liegt.

Etwa 1 cm um das Strahlrohr werden keine Ereignisse rekonstruiert. Dies ist auf den

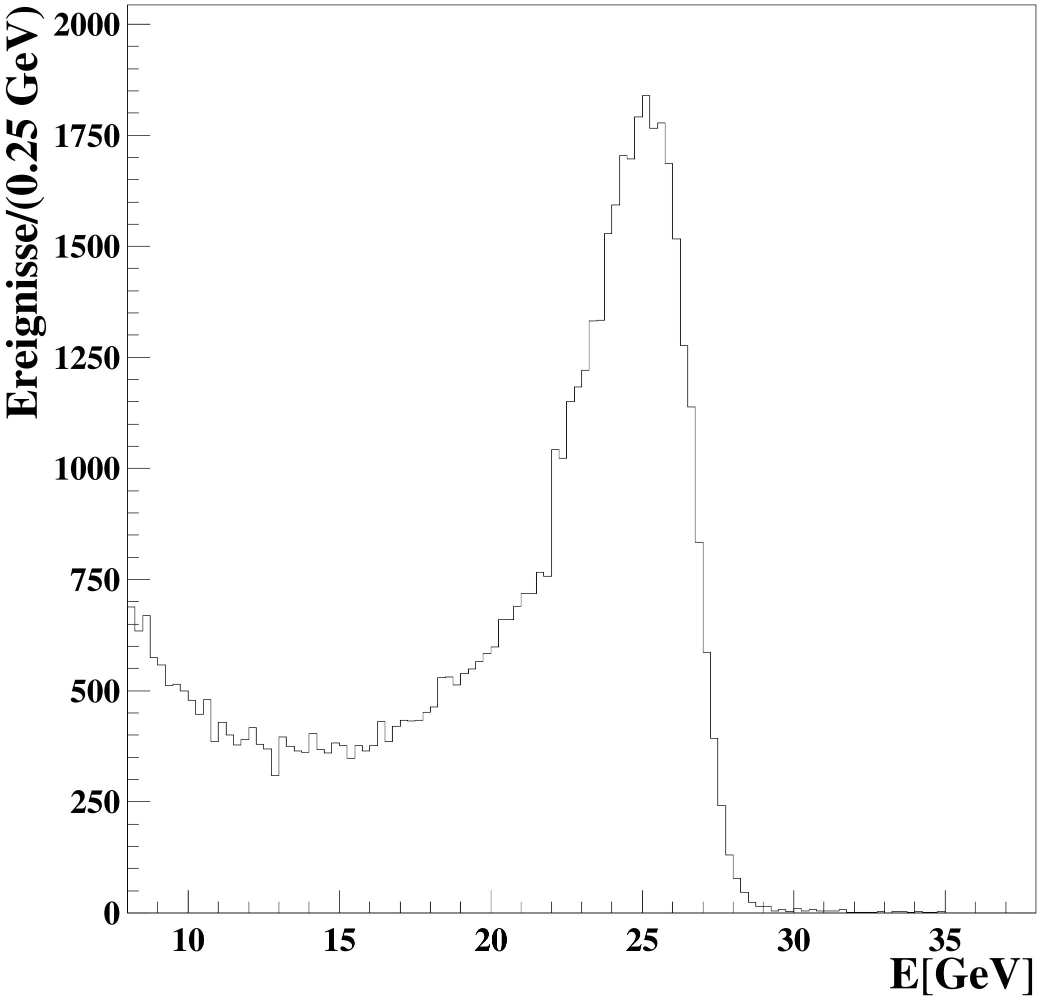

Abbildung 6.2: Energiespektrum der selektierten Elektronen. Der kinematische Peak liegt aufgrund der nicht optimalen Kalibration bei ca. 25 GeV.

oben beschriebenen Schnitt auf die Energie in der Veto-Lage zurückzuführen. Die übrigen im Insertbereich registrierten Ereignisse werden bei der späteren Analyse berücksichtigt.

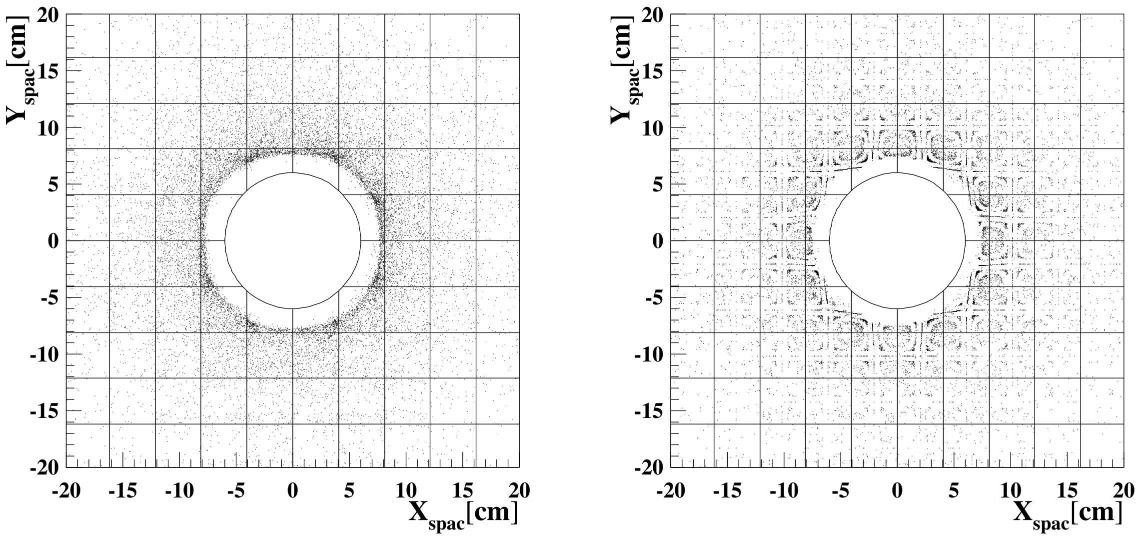

Abbildung 6.3: Verteilung der rekonstruierten Ereignisse im inneren Bereich des SpaCal. Rechts: Logarithmische Gewichtung. Links: Wurzel-Gewichtung, wobei eine Zelle mindestens $\frac{1}{50}$ der Gesamtenergie des Clusters beinhalten muß.

Bei der Anwendung der Wurzel-Gewichtung, unter Berücksichtigung des oben definierten Schnittes auf die Zellenergie, wird beobachtet, daß die Ereignisse an den Zellgrenzen angehäuft sind, oder Ereignisse in die Mitte der Zelle gezogen werden. Dies zeigt, daß der oben definierte Schnitt zu restriktiv ist, und keine Information aus Zellen, die der energiereichsten Zelle benachbart sind, bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt wird. Dies ist der Grund dafür, daß der Schnitt auf die Zellenergie im Rahmen der H1-Datenrekonstruktion, bei der die Wurzel-Gewichtung angewendet wird, auf $\frac{1}{1000}$ der Clusterenergie herabgesetzt worden ist.

Um die Ortsauflösung des SpaCals zu untersuchen (Abschnitt 6.2), wird eine Referenzkoordinate benötigt. Die Referenzkoordinate wird durch die BDC (Abschnitt 1.4.2) ermittelt, die Spuren geladener Teilchen mißt. In die in den nächsten Abschnitten dargelegten Analysen gehen nur Ereignisse ein, bei denen mindestens sechs Lagen einen Teilchendurchgang registrieren, und bei denen die BDC nur eine Spur gefunden hat. Zum einen steigt die Qualität der Messung der BDC mit wachsender Anzahl der Lagen, die einen Teilchendurchgang registriert haben, zum anderen dient der Schnitt auf die Anzahl der Spuren der eindeutigen Zuordnung zwischen der BDC-Spur und dem SpaCal-Cluster.

Um die Spurmessung der BDC mit dem rekonstruierten Clusterschwerpunkt durch das SpaCal zu vergleichen, gibt es zwei Möglichkeiten. In beiden Fällen wird der gemessene BDC-Punkt in eine Ebene projiziert, die parallel zur Frontseite des SpaCals verläuft (Abbildung 6.4), und die z-Koordinate des Schauerschwerpunktes schneidet. Diese Ebene wird im folgenden als z-Ebene des SpaCal-Clusters bezeichnet.

a) Da die BDC neben einem Durchstoßpunkt auch eine Geradensteigung mißt, kann diese Steigung benutzt werden, um den gemessenen BDC-Punkt in die z-Ebene des SpaCal-Clusters zu projizieren

b) Eine andere Möglichkeit, auf die endliche Streuung der Elektron-Trajektorie zu korrigieren, besteht darin, den gemessenen BDC-Punkt mit Hilfe der Steigung zu projizieren, die aus der Verbindungsgerade zwischen der z-Position des Vertex (z_{Vertex}) und dem BDC Durchstoßpunkt gewonnen wird.

In Abbildung 6.5 werden die ermittelten Steigungen mit einer Steigung verglichen, die aus einer Verbindungsgeraden zwischen der z-Position des Vertex (z_{Vertex}) und dem durch das SpaCal rekonstruierten Schauerschwerpunkt ermittelt wird. Durch die Benutzung des Vertex für die Projektion des BDC-Durchstoßpunktes wird erwartungsgemäß eine deutlich bessere Korrelation erzielt als bei der Verwendung der gemessenen Geradensteigung. Der Grund hierfür ist der wesentlich längere Hebelarm, der durch die Verwendung der Vertexinformation für die Ermittlung einer Geradensteigung zur Verfügung steht. Für die Projektion des BDC-Durchstoßpunktes wird fortan die Steigung verwendet, die aus der Verbindungsgeraden zwischen Wechselwirkungspunkt und BDC-Durchstoßpunkt errechnet wird.

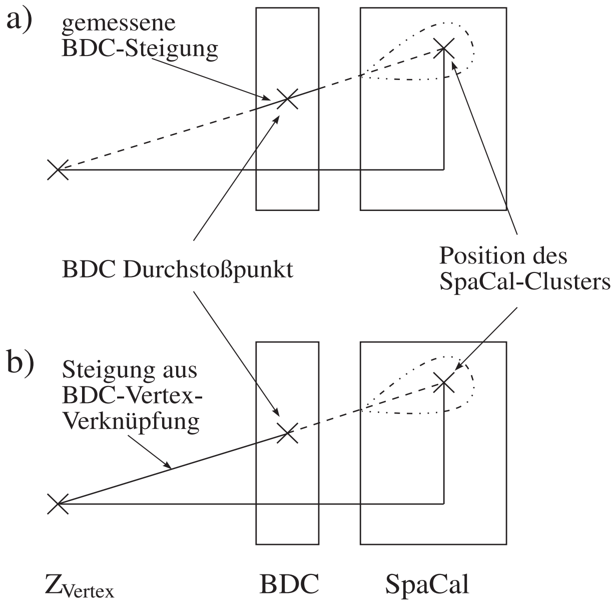

Abbildung 6.4: a) Projektion des Durchstoßpunktes der BDC in die z-Ebene des SpaCal-Clusters unter Benutzung der Steigung, die durch die BDC gemessen wird. b) Zur Projektion wird die Steigung der Verbindungsgeraden zwischen der Position des Wechselwirkungspunktes und des Durchstoßpunktes der BDC benutzt.

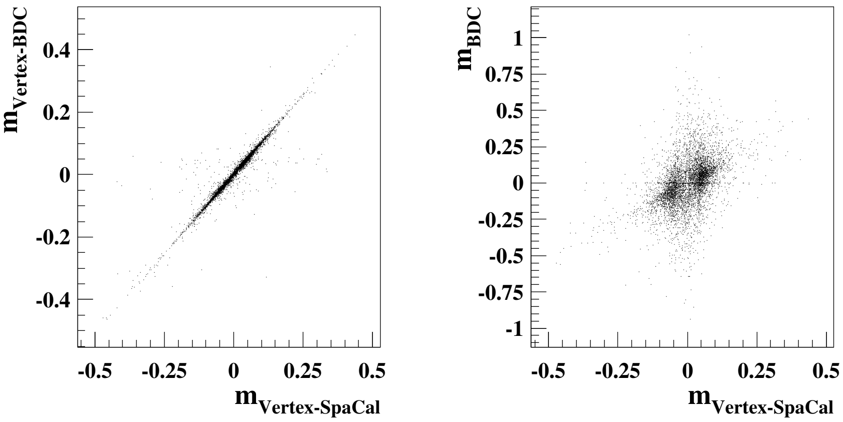

Abbildung 6.5: Links: Steigung der Verbindungsgeraden Vertex-BDC-Durchstoßpunkt gegen Steigung der Verbindungsgeraden Vertex-Clusterschwerpunkt. Rechts: Gemessene Geradensteigung der BDC gegen Steigung der Verbindungsgerade Vertex-Clusterschwerpunkt.

Aus Kapitel 5 geht hervor, daß das SpaCal im inneren Bereich eine sehr gute Ortsauflösung gewährleistet. Dies soll am Zusammenspiel von BDC und SpaCal untersucht werden. Um diese Ereignisse zu selektieren, wird verlangt, daß der Abstand r_{hZ} des Mittelpunktes der energiereichsten Zelle des Clusters vom Mittelpunkt des SpaCal-Koordinatensystems nicht größer als 15 cm ist ($0 < r_{hZ} < 15\,\mathrm{cm}$).

Abbildung 6.6 legt nahe, einen Schnitt bei 4 cm auf den gemäß

$$|\vec{x}_{logsp} - \vec{x}_{bpro}| = \sqrt{(x_{logsp} - x_{bpro})^2 + (y_{logsp} - y_{bpro})^2} \tag{6.2}$$

berechneten Abstand zwischen dem durch das SpaCal gemessenen Ort des Schauerschwerpunktes und der projizierten BDC-Koordinate anzubringen. Dieser Schnitt wird gewählt, um Signalverluste so gering wie möglich zu halten und noch vorhandene Untergrundereignisse zu verwerfen. Die Indizes *logsp* und *bpro* kennzeichnen die mit logarithmischer Gewichtung rekonstruierten Clusterkoordinaten im SpaCal und die Koordinaten des projizierten BDC-Durchstoßpunktes.

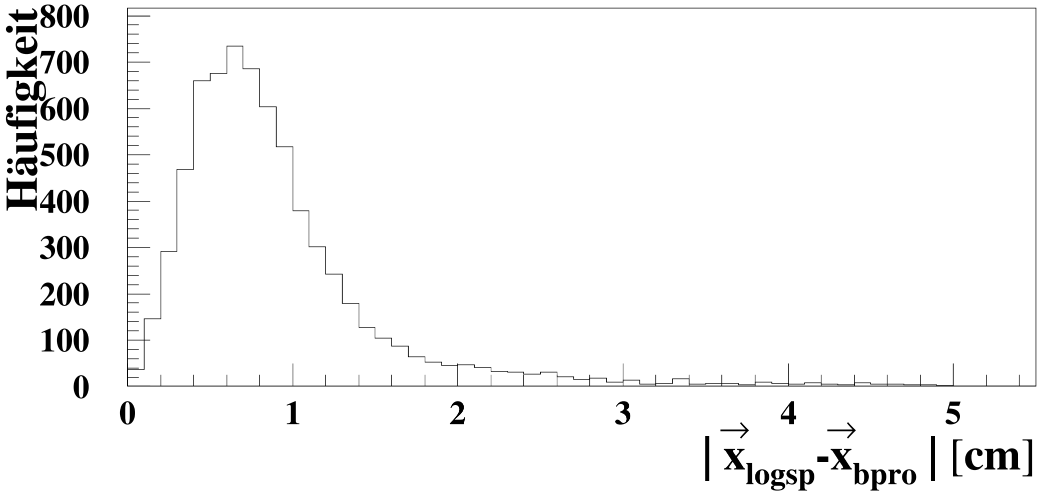

Abbildung 6.6: Abstand zwischen rekonstruiertem Clusterschwerpunkt und projiziertem BDC-Durchstoßpunkt (Daten).

Die Verteilung in Abbildung 6.6 zeigt eine Anhäufung der Ereignisse bei $|\vec{x}_{logsp} - \vec{x}_{bpro}| = 0.5\,\mathrm{cm}$. Erwartungsgemäß sollte diese Verteilung einen von $|\vec{x}_{logsp} - \vec{x}_{bpro}| = 0\,\mathrm{cm}$ abfallenden Verlauf aufweisen. Der beobachtete Verlauf, der eine systematische Verschiebung der vom SpaCal gemessenenen Position des gestreuten Elektrons gegenüber der aus den BDC-Signalen abgeleiteten Position andeutet, stellt ein allgemeines Problem bei der Analyse der H1-Daten des Jahres 1995 dar. Auf dieses Problem wird im nächsten Abschnitt noch einmal eingegangen.

6.2 Untersuchungen zur Ortsauflösung im inneren Bereich des SpaCal-BDC-Systems

In diesem Abschnitt wird die Ortsauflösung gestreuter Elektronen durch das SpaCal untersucht. Die Analyse wird mit Elektronen durchgeführt, die die im vorherigen Abschnitt erklärten Selektionskriterien erfüllen.

Für die Ortsrekonstruktion mit dem SpaCal wird die logarithmische Gewichtung mit einem winkelabhängigen W_0-Parameter, wie in Kapitel 5 erklärt, benutzt. Die notwendige Winkelinformation wird ebenfalls mit Hilfe der logarithmischen Gewichtung ermittelt, wobei ein fester W_0-Parameter von 4.8 verwendet wird.

Untersucht wird die Auflösung (rms_r) bei der Messung der r-Koordinate des gestreuten Elektrons. Die durch das SpaCal gemessene r-Koordinate wird bei Anwendung der logarithmischen Gewichtung gemäß

$$r_{logsp} = \sqrt{x_{logsp}^2 + y_{logsp}^2} \tag{6.3}$$

aus der x-Position und der y-Position des Schauerschwerpunktes errechnet. Diese Meßgröße wird mit der aus den Signalen der BDC abgeleiteten r-Koordinate verglichen, die sich gemäß

$$r_{bpro} = \sqrt{x_{bpro}^2 + y_{bpro}^2} \tag{6.4}$$

errechnet. Für die BDC wird in [H1CUP93] eine Auflösung von 400 μm für die r-Koordinate angegeben. In der Analyse wird das SpaCal in vier Quadranten unterteilt (Abbildung 6.7) und die Ortsauflösung des SpaCals in den vier Quadranten getrennt analysiert. Dies ermöglicht die Überprüfung, ob die bereits erwähnte systematische Verschiebung ein globales Problem des SpaCal-BDC-Systems ist, oder ob die Verschiebung auf bestimmte Bereiche begrenzt ist.

In der Abbildung 6.8 ist die Ortsauflösung in den vier Quadranten dargestellt. Dabei sind die gezeigten Histogramme auf ihre Fläche normiert. Die gestrichelte Linie stellt die Auflösung mit Berücksichtigung der Insertzellen (vergleiche Abbildung 1.11) dar. Bei der Verteilung, die durch die durchgezogene Linie gekennzeichnet ist, wird der Einfluß der Insertzellen gemindert, indem verlangt wird, daß die energiereichste Zelle des SpaCal-Clusters mindestens 10 cm vom Ursprung des SpaCal-Koordinatensystems entfernt ist ($10 < r_{hZ} < 15$ cm).

Es zeigt sich, daß die Verteilungen, bei denen der Einfluß des Inserts gemindert ist, in allen vier Quadranten schmaler sind. Die Meßwerte, die in den vier Quadranten erzielt werden, sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Über alle Quadranten gemittelt ergibt sich

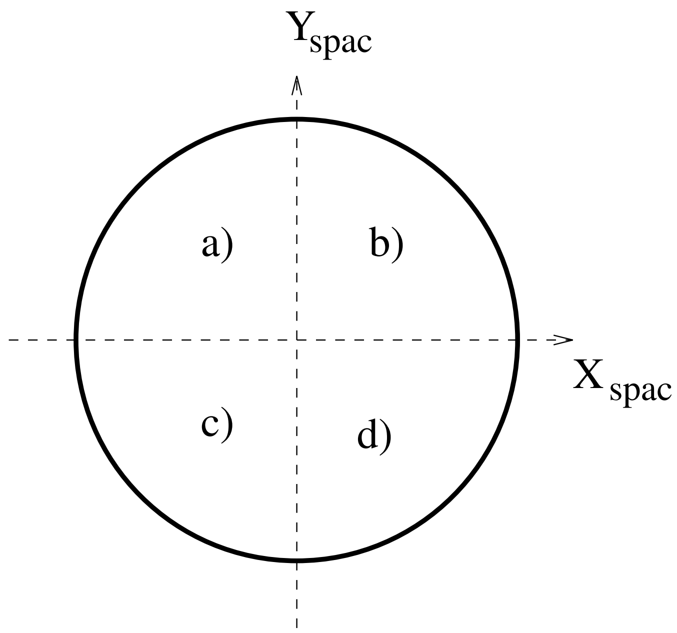

Abbildung 6.7: Blick vom Wechselwirkungspunkt auf die Frontfläche des SpaCals. Die Abbildung definiert die Anordnung der Quadranten a) b) c) d).

bei Berücksichtigung der Insertzellen eine Ortsauflösung von

$$\mathrm{rms}_r = \sigma_r = (4.0 \pm 0.2)\mathrm{mm}. \tag{6.5}$$

Aus der Ortsauflösung von 4.0 mm folgt eine Winkelauflösung von etwa 2 mrad. Damit entspricht das SpaCal bereits im ersten Betriebsjahr dem vorgesehenen Designwert [H1CUP93]. Bei Minderung des Inserteinflusses ergibt sich über alle vier Quadranten gemittelt eine Ortsauflösung von

$$\mathrm{rms}_r = \sigma_r = (3.5 \pm 0.2)\mathrm{mm}. \tag{6.6}$$

Die Verbesserung um etwa 0.5 mm ist durch die veränderte Form der Insertzellen im Vergleich zu den übrigen Zellen des SpaCals (Abbildung 1.11) zu erklären. Innerhalb des Algorithmus, der den Ort des Schauerschwerpunktes rekonstruiert, werden die Insertzellen wie normale Zellen behandelt. Hier besteht in Zukunft die Möglichkeit, die Ortsrekonstruktion des SpaCals signifikant zu verbessern. Eine solche Verbesserung ist wichtig und notwendig. Insbesondere im Insertbereich werden Elektronen nachgewiesen, die unter großen Winkeln ($\theta_e \approx 177°$) gestreut werden. Aus Gleichung 1.7 folgt, daß die Auflösung der Variable Q^2 dominant durch den Elektronstreuwinkel beeinflußt wird. Durch eine präzise Messung der r-Koordinate des gestreuten Elektrons, was einer präzisen Messung des Elektronstreuwinkels äquivalent ist, kann die Auflösung von Q^2 entscheidend verbessert werden.

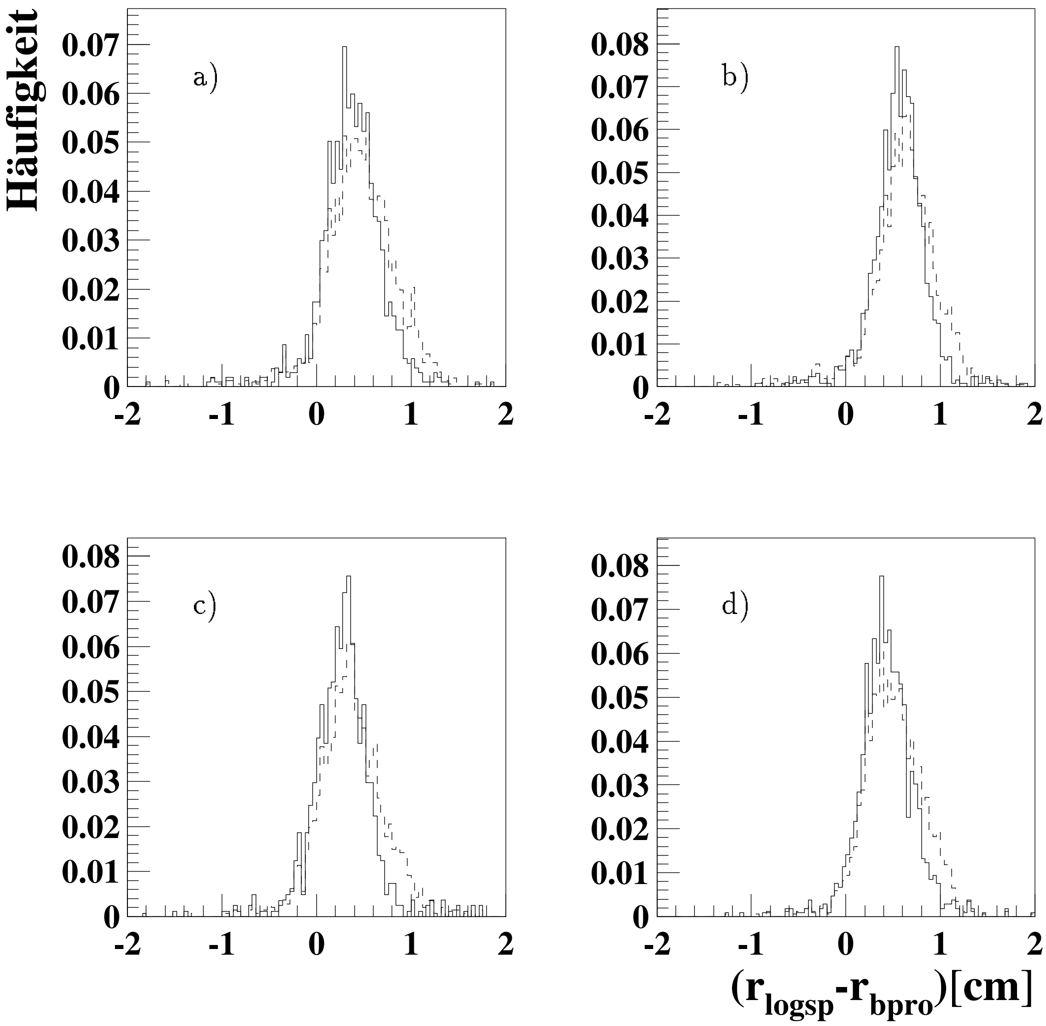

Abbildung 6.8: Ortsauflösung in den vier untersuchten SpaCal-Quadranten für Elektronen mit einer Energie größer als 15 GeV, unter der Voraussetzung, daß die energiereichste Zelle des SpaCal-Clusters nicht weiter als 15 cm vom Ursprung des SpaCal-Koordinatensystems entfernt ist. Die gestrichelte Linie markiert die Ortsrekonstruktion mit Berücksichtigung der Insert-Zellen. Die durchgezogene Linie markiert die Ortsauflösung nach Minderung des Einflusses der Insertzellen.

	$0 < r_{hZ} < 15\,\mathrm{cm}$		$10 < r_{hZ} < 15\,\mathrm{cm}$	
	rms_r [cm]	Verschiebung [cm]	rms_r [cm]	Verschiebung [cm]
Quadrant a)	0.40 ± 0.01	0.41 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.37 ± 0.01
Quadrant b)	0.38 ± 0.01	0.61 ± 0.01	0.31 ± 0.01	0.58 ± 0.01
Quadrant c)	0.39 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.28 ± 0.01
Quadrant d)	0.42 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.37 ± 0.01	0.41 ± 0.01

Tabelle 6.1: Ortsauflösung des SpaCals (rms_r) und gemessene systematische Verschiebungen zwischen zwischen dem SpaCal-Meßwert des Schauerschwerpunktes und dem aus der BDC-Messung abgeleiteten Meßwert des Schauerschwerpunktes.

Ein weiterer Punkt, der bei der Betrachtung der Abbildung 6.8 auffällt, ist, daß die Verteilungen in allen vier Quadranten systematisch zu positiven Werten verschoben sind. Das heißt in allen vier Quadranten gilt $r_{logsp} > r_{bpro}$. Der Betrag dieser Verschiebung in radialer Richtung ist nach Minderung des Inserteinflusses durchschnittlich etwa 0.4 cm. Diese Verschiebung kann teilweise durch einen Zwischenraum zwischen der BDC und dem SpaCal erklärt werden, der größer ist als bei der Planung des Experimentes vorgesehen war. Die Folge eines zu großen Zwischenraums ist ein parallaktischer Effekt, da die BDC-Koordinate nicht in die z-Ebene des Schauerschwerpunktes projiziert wird, sondern in eine Ebene, die in Richtung des Nullpunktes des H1-Koordinatensystems verschoben ist. Messungen ergaben, daß dieser zusätzliche Zwischenraum etwa 1 cm beträgt [MUE96]. Somit kann etwa 0.1 cm der systematischen Verschiebung erklärt werden. Eine optimierte Übereinstimmung zwischen SpaCal und BDC-Meßwerten wird erzielt, wenn der Schauerschwerpunkt des SpaCal um ca. 4 cm in die negative z-Richtung verschoben wird. Da zum Zeitpunkt der Analyse keine Hinweise vorliegen, daß dieser Wert realistisch ist, wird bei dieser Analyse auf die Anwendung dieser Korrektur verzichtet.

Eine weitere Verbesserung der Übereinstimmung zwischen den SpaCal-Meßwerten und den BDC-Meßwerten kann möglicherweise durch eine Neuberechnung der longitudinalen Schauerentwicklung, die momentan durch Gleichung 5.1 beschrieben wird, erzielt werden. Aktuelle Untersuchungen [SCL96] auf der Basis detaillierter Simulationen zeigen, daß die Koordinate des Schauerschwerpunktes entlang der Schauerachse bei Energien oberhalb von 20 GeV bis zu 1 cm über der Koordinate liegt, die durch die Gleichung 5.1 ermittelt wird. Zu diesem Punkt sind in Zukunft detaillierte Studien notwendig.

Die stärkere Verschiebung bei Berücksichtigung der Insertzellen (Tabelle 6.1) ist auf Akzeptanzprobleme der BDC im inneren Bereich des SpaCal-BDC-Systems zurückzuführen.

In Abbildung 6.9 ist das Auflösungsvermögen des SpaCals als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt des SpaCal-Koordinatensystems dargestellt. Dazu wird der radiale Abstand vom Ursprung des SpaCal-Koordinatensystems, der bei $\vec{v}_{spac} = (0, 0, -149.1)$ cm liegt, in gleich große Abschnitte eingeteilt. Die Breite eines jeden dieser Abschnitte ist gleich der Größe einer Zelldiagonalen des SpaCals. Der Mittelpunkt eines solchen Abschnittes definiert die Variable r_{spac}. Befindet sich der Abstand der energiereichsten Zelle eines SpaCal-Clusters in einem dieser Abschnitte, so wird die Variable $(r_{logsp} - r_{bpro})$ dem entsprechenden r_{spac} zugeordnet. Aus allen Ereignissen, die einem r_{spac} zugeordnet werden, wird dann das rms berechnet. Die Verbesserung des Auflösungsvermögens des SpaCals vom ersten zum zweiten Wert der Variablen r_{spac} in Abbildung 6.9 ist auf den oben beschriebenen Einfluß des Inserts zurückzuführen. Darüberhinaus ist mit anwachsendem r_{spac} eine Verschlechterung der Auflösung zu erkennen. Da ein ansteigender Wert von r_{spac} einem ansteigenden Einschußwinkel $\theta = (180° - \theta_e)$ der Elektronen entspricht, besteht eine qualitative Übereinstimmung zwischen den hier analysierten Daten und den in Kapitel 4 analysierten Simulationen.

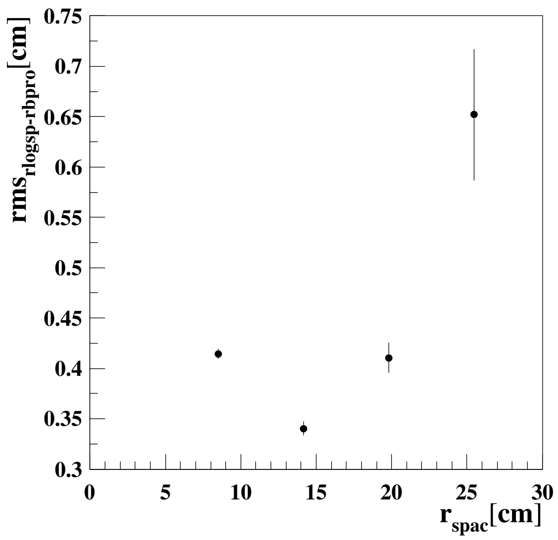

Abbildung 6.9: Ortsauflösung SpaCals als Funktion des Radius.

6.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Den Abschluß dieses Kapitels bildet die Berechnung der kinematischen Variablen x_B und Q^2 (Abschnitt 1.2). Hierbei wird eine Übereinstimmung zwischen der gemessenen Clusterkoordinate und dem projizierten BDC-Durchstoßpunkt innerhalb eines Radius von 3 cm verlangt. Dies trägt sowohl der Unsicherheit in der Ortsrekonstruktion Rechnung, die in Abschnitt 6.2 diskutiert wurde, als auch der Tatsache, daß die Ortsauflösung des SpaCals mit fallender Energie proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E}}$ schlechter wird. Gegenüber Abschnitt 6.2 wird hier kein Schnitt auf die Anzahl der Spuren in der BDC gemacht und die Mindestenergie für den energiereichsten Cluster auf 8 GeV herabgesetzt. Bei der Streuung von Elektronen an Quarks, die nur einen kleinen Impulsanteil des Protons tragen, entstehen bei kleinem x_B auch geladene Hadronen, die Spuren in der BDC erzeugen. Durch den Schnitt auf nur eine Spur in der BDC werden diese Ereignisse unterdrückt, was die Analyse der Ortsrekonstruktion in Abschnitt 6.2 erleichtert.

Es wird eine Korrektur auf die Fehlkalibration, die in Abbildung 6.2 deutlich wird, angebracht, indem die gemessenen Clusterenergien pauschal mit einem Faktor 1.1 multipliziert werden.

In der Abbildung 6.10 ist die Variable x_B gegen die Variable Q^2 aufgetragen. Die Abbildung zeigt deutlich, daß die Messung eines $x_B = (10 \pm 4) \cdot 10^{-6}$ bei $Q^2 = (0.7 \pm 0.1)\mathrm{GeV}^2$ möglich ist. Noch kleinere Werte von x_B werden erhalten, wenn der Vertex in die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystem verschoben wird, weil dadurch der meßbare Streuwinkel im H1-Koordinatensystem größer wird.

Außerdem wird deutlich, daß durch die große Winkelakzeptanz des SpaCals, das Elektronen bis zu einem Winkel $\theta_e = 177°$ nachweisen kann, ein ausgedehnter Q^2-Bereich bei $x_B = 10^{-4}$ zugänglich ist. Dieser Bereich war aufgrund der geringeren Winkelakzeptanz mit dem BEMC, das Elektronen bis zu einem Winkel $\theta_e = 174°$ nachweisen konnte, bisher nicht zugänglich.

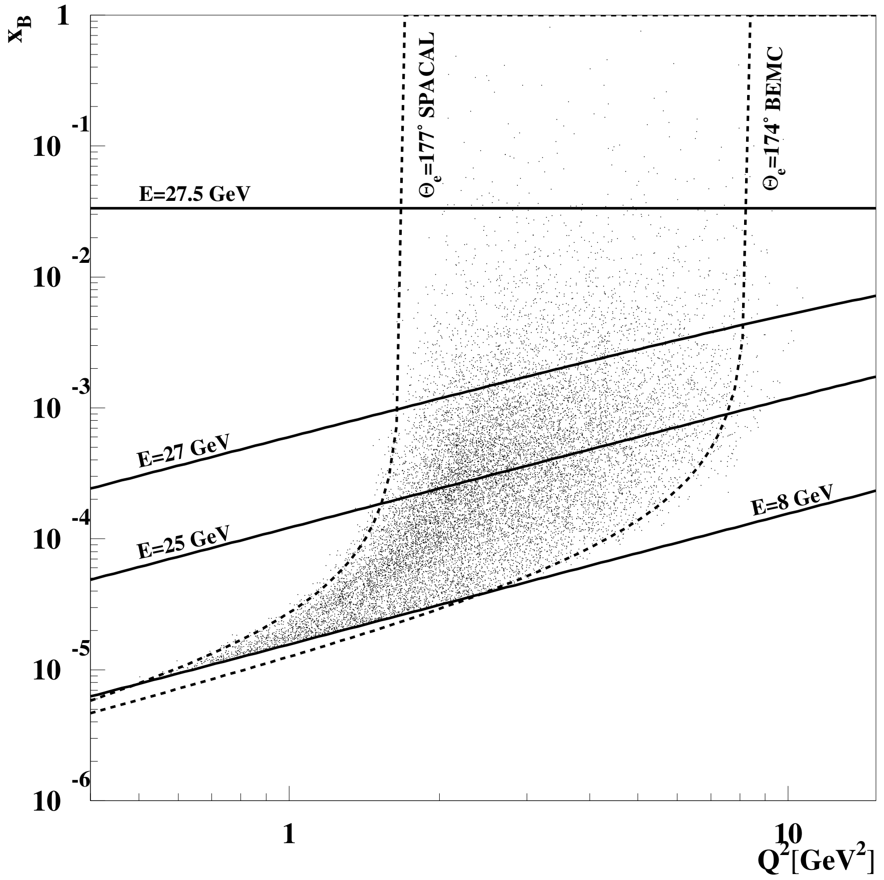

Abbildung 6.10: Verteilung der selektierten tiefinelastischen Ereignisse in der kinematischen Ebene. Die gekrümmten Linien stellen den analysierten Winkelbereich dar und zeigen die gesteigerte Winkelakzeptanz durch das SpaCal gegenüber dem BEMC. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den untersuchten Energiebereich. Die Winkel sind in diesem Fall auf das gebräuchliche H1-Koordinatensystem bezogen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird im Rahmen von Simulationsrechnungen der Einfluß großer Einschußwinkel auf die Ortsauflösung des SpaCal untersucht. Schwerpunktmäßig wird dabei das Verhalten der logarithmischen Gewichtung untersucht. Der W_0-Parameter, durch dessen Variation die Ergebnisse der logarithmischen Gewichtung optimiert werden können, wird hinsichtlich seines Verhaltens bezüglich der Energie und des Einschußwinkels der Elektronen untersucht. Es zeigt sich, daß der Wert des optimalen W_0-Parameter mit ansteigendem Winkel θ geringer wird. Dies ist eine Folge des wachsenden Einflusses des longitudinalen Schauerprofils und dessen Fluktuationen. Die Parametrisierung ergibt:

$$W_{0,opt} = (5.12 \pm 0.07) + (-0.07 \pm O(10^{-3})) \cdot \theta.$$

Die Ergebnisse der logarithmischen Gewichtung werden mit zwei weiteren Gewichtungsmethoden, der linearen Gewichtung und der Wurzel-Gewichtung, verglichen. Die Kriterien, die dem Vergleich zugrunde liegen, sind die Identität zwischen generierter und rekonstruierter Koordinate des Schauerschwerpunktes, das erreichbare Auflösungsvermögen und eine qualitative Analyse mit Hilfe von Kovarianzellipsen. Es stellt sich heraus, daß mit der logarithmischen Gewichtung im inneren Bereich des SpaCals bessere Resultate als mit den beiden anderen Gewichtungsmethoden erzielt werden können. Dort wird eine Ortsauflösung von 3.8 mm für Elektronen mit einer Energie von 4 GeV bis 1.5 mm für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV erzielt. Im äußeren Winkelbereich werden mit allen drei Gewichtungsmethoden vergleichbare Ergebnisse erzielt. Dort schwankt das Auflösungsvermögen zwischen 3.3 mm und 5.8 mm.

Die Simulationsrechnungen zeigen, daß passives Material vor dem SpaCal bei niedrigen Energien starken Einfluß auf die Ortsrekonstruktion hat. Bei Elektronen mit einer Energie von 4 GeV verschlechtert sich bei dem Einschußwinkel $\theta = 22°$ die Ortsauflösung von 5.5 mm auf 8 mm, wenn nicht der Energieverlust der Elektronen im passiven Material geeignet berücksichtigt wird. Dieser Effekt nimmt mit steigender Energie ab.

In Kapitel 6 werden H1-Daten des Jahres 1995 hinsichtlich der Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons mit Hilfe des SpaCal-BDC-Systems untersucht. Dabei wird eine systematische Verschiebung der SpaCal-Meßwerte gegenüber den BDC-Meßwerten festgestellt. Ein Teil dieses Effektes kann auf eine falsche Positionierung des SpaCals gegenüber der BDC zurückgeführt werden, die allerdings die Verschiebung nicht vollständig erklären kann.

Aus der Analyse der H1-Daten wird die Ortsauflösung des SpaCals am Ende der Datennahmeperiode 1995 zu

$$\sigma_r = 4.0\,\mathrm{mm}$$

in radialer Richtung bestimmt. Dabei wird über Energien größer als 15 GeV gemittelt. Dies entspricht einer Winkelauflösung von etwa 2 mrad. Mit den aufgearbeiteten Daten des Jahres 1995 wird es möglich sein, eine systematische, energieabhängige Analyse der Ortsauflösung vorzunehmen.

Es wird gezeigt, daß das SpaCal es ermöglicht die kinematische Variable x_B bis zu einem Wert von $8 \cdot 10^{-6}$ bei einem Polarwinkel von $\theta_e = 177°$ zu bestimmen. Damit ist eine der Hauptanforderungen, die an das SpaCal gestellt wird, erfüllt.

Anhang A

Motivation des W_0-Parameters

In diesem Anhang wird eine einfache Motivation des W_0-Parameters, der bei der logarithmischen Gewichtung verwendet wird (Abschnitt 3.3), und der Gewichtungsfaktoren w_i gegeben.

Ziel ist es, ein Abschneidekriterium zur Unterdrückung der transversalen Schauerfluktuationen zu finden. Dazu wird näherungsweise ein exponentieller Abfall des transversalen Schauerprofils angenommen. Im folgenden wird der Spezialfall des senkrechten Auftreffens eines Elektrons oder Photons in die Mitte einer Kalorimeterzelle der Größe $\Delta\xi$ vorausgesetzt. Außerdem wird angenommen, daß sich der Schauer über die Zellgrenzen ausbreiten kann. Dies bedeutet: $2R_M > \Delta\xi$, wobei R_M der Molière-Radius des Kalorimeters ist.

Der Bruchteil E_1 an der Gesamtenergie E_0, der in der getroffenen Zelle 1 deponiert wird, ist durch das Verhältnis zwischen der Zellgröße $\Delta\xi$ und dem zweifachen Molière-Radius R_M bestimmt. Daher wird angenommen , daß gilt:

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{\Delta\xi}{2R_M}. \tag{A.1}$$

Bei Annahme eines exponentiellen Abfalls des transversalen Schauerprofils kann der Energiebruchteil, der in der Zelle j deponiert wird, gleich

$$\frac{E_j}{E_0} = \frac{\Delta\xi}{2R_M} e^{-\alpha\xi_j} \tag{A.2}$$

gesetzt werden. Die Variable ξ_j kennzeichnet die Mittelpunktskoordinate der Zelle j als Funktion des Abstandes zum Zellmittelpunkt der Zelle 1.

Über alle N Zellen, in denen Energie deponiert wird, summiert, muß sich die Gesamtenergie des elektromagnetischen Schauers ergeben. Daraus folgt:

$$\frac{1}{E_0} \sum_{j=1}^{N} E_j = \frac{\Delta\xi}{2R_M} \sum_{j}^{N} e^{-\alpha\xi_j} = 1. \tag{A.3}$$

Daraus folgt, daß sich der Bruchteil an der Gesamtenergie, der bis zur Zelle k deponiert wird, gemäß

$$\frac{\sum_j^k E_j}{E_0} = \frac{\Delta\xi}{2R_M}\sum_j^k e^{-\alpha\xi_j} = 1 - \frac{\Delta\xi}{2R_M}\sum_{j>k}^N e^{-\alpha\xi_j} \tag{A.4}$$

berechnet.

Unter der Nebenbedingung

$$\frac{1}{E_0}\Big(\sum_{j=1}^k E_i + \sum_{j>k}^N E_j\Big) = 1 \tag{A.5}$$

folgt,

$$\frac{\Delta\xi}{2R_M}\sum_{j>k}^N e^{-\alpha\xi_j} = \frac{1}{E_0}\sum_{j>k}^N E_j. \tag{A.6}$$

Durch die Forderung

$$\frac{\Delta\xi}{2R_M}\sum_{j>k}^N e^{-\alpha\xi_j} = \frac{1}{E_0}\sum_{j>k}^N E_j < \frac{E_{cut}}{E_0} \tag{A.7}$$

werden alle Zellen, in denen Energie aufgrund von Schauerfluktuationen deponiert wird, von der Berücksichtigung bei der Ortsrekonstruktion ausgeschlossen. Eine Zelle i, die bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt werden soll, muß folgende Bedingung erfüllen:

$$\frac{E_i}{E_0} > \frac{E_{cut}}{E_0}. \tag{A.8}$$

Da E_{cut} exponentiell vom Abstand ξ zur Schauerachse abhängt, erscheint es sinnvoll, auch der Abschneidebedingung eine exponentielle Form zu geben.

Es sei:

$$\frac{E_i}{E_0} > \frac{E_{cut}}{E_0} = \frac{\Delta\xi}{2R_M}e^{-\alpha\xi_{cut}}. \tag{A.9}$$

Die letzte Gleichung kann umgeformt werden zu

$$\ln\Big(\frac{E_i}{E_0}\Big) > -\Big(\alpha\xi - \ln\frac{\Delta\xi}{2R_M}\Big) = -W_0. \tag{A.10}$$

Die Größe $\alpha\xi - \ln\frac{\Delta\xi}{2R_M}$ wird als W_0-Parameter definiert. Wird die Größe $W_0 + \ln(\frac{E_i}{E_0})$ als Gewichtungsfaktor für eine Zelle i benutzt, und soll diese Zelle nur dann ein Gewicht größer Null bekommen, wenn die Bedingung A.8 erfüllt ist, so können die Gewichtsfaktoren der logarithmischen Gewichtung als

$$w_i = max\{0, W_0 + \ln(\frac{E_i}{E_0})\} \tag{A.11}$$

geschrieben werden.

Wie in Abschnitt 5.4 auf Seite 55 gezeigt wird, kann durch Variation des W_0-Parameters die Ortsauflösung eines Kalorimeters optimiert werden.

Anhang B

Definition des rms

Sei $d = (x_{rek} - x_{gen})$, wobei x_{rek} die mit den drei Gewichtungsmethoden rekonstruierte Koordinate des Schauerschwerpunktes und x_{gen} die generierte Koordinate des Schauerschwerpunktes ist.

Das in dieser Arbeit als Maß für die Ortsauflösung benutzte rms ist wie folgt definiert:

$$\mathrm{rms} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(d_i - \overline{d})^2} \tag{B.1}$$

Es gilt

- $x_{rek} = x_{lin}$, bei der linearen Gewichtung,
- $x_{rek} = x_{log}$, bei der logarithmischen Gewichtung,
- $x_{rek} = x_{sqr}$, bei der Wurzel-Gewichtung.

Anhang C

Analyse mit Kovarianzellipsen

In diesem Anhang sollen kurz die wichtigsten Parameter erklärt werden, die es erlauben, mit Hilfe von Kovarianzellipsen statistische Aussagen zu machen. Für Details sei der Leser an dieser Stelle auf [BRA92] verwiesen.

Die Halbachsen der Kovarianzellipsen errechnen sich zu:

$$p_1^2 = \frac{\sigma_1^2\sigma_2^2(1-\rho^2)}{\sigma_2^2 cos^2\alpha + 2\rho\sigma_1\sigma_2 sin\alpha\cos\alpha + \sigma_1 sin^2\alpha}$$

$$p_1^2 = \frac{\sigma_1^2\sigma_2^2(1-\rho^2)}{\sigma_2^2 sin^2\alpha + 2\rho\sigma_1\sigma_2 sin\alpha\cos\alpha + \sigma_1 cos^2\alpha},$$

mit

$$tan2\alpha = \frac{2\rho\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2}$$

und

$$\rho = \frac{cov(x,y)}{\sigma_1\sigma_2}.$$

α beschreibt die Neigung der Ellipse in einem System, das durch die Wahl der Zufallsvariablen vorgegeben ist. In dieser Analyse ist dieses System das kartesische Koordinatensystem des SpaCals. ρ ist der Korrelationskoeffizient und beschreibt den Zusammenhang der Zufallsvariablen x und y. Ein positiver Korrelationskoeffizient bedeutet, daß eine positive Abweichung der Variablen x vom Mittelwert a_x vornehmlich von einer positiven Abweichung der Variablen y vom Mittelwert a_y begleitet ist. Die Wahrscheinlichkeit, die Zufallsvariablen innerhalb der Kovarianzellipse zu beobachten, ist

$$W_2 = 0.39347$$

und sinkt mit wachsendem n. Das Analogon für eindimensionale Verteilungen ist

$$W_1 = 0.68269$$

Das bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit, einen Vektor $\vec{x}$ von Zufallsvariablen innerhalb eines n-dimensionalen Kovarianzellipsoiden zu finden, mit wachsendem n sinkt.

Literaturverzeichnis

[ACO92] D. Acosta et al.
Lateral shower profiles in a lead/scintillating fibre calorimeter
NIM A316 (1992) 184

[APS94] The American Physical Society
Particles and Fields
Physical Review D, Part I, August 1994

[ARG84] The ARGUS Collaboration
The ARGUS Electron-Photon Calorimeter. 3. Electron-Hadron Seperation
DESY 84-106

[ARN95] C.A. Arndt
Kalibration des H1-Spaghetti-Kalorimeters mit Halo-Myonen
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1995)

[AWE92] T.C. Awes et al.
A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters
NIM A311 (1992) 130

[BAT70] G. Bathow et al.
Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV
Nuclear Physics B20 (1970) 592

[BEM95] H1 BEMC Gruppe
The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger
DESY 95-177

[BER64] M.J. Berger und S.M. Seltzer
Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons
NASA-SP-3012 (1964)

[BOG93] K. Bogusch
Untersuchungen zum Aufbau eines rückwärtigen Kalorimeters am H1-Detektor
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[BRA92] S. Brandt
Datenanalyse
BI-Wissenschaftsverlag, 1992

[BUG86] L. Bugge
On the Determination of Shower Central Positions from Lateral Samplings
NIM A242 (1986) 228

[DEC93] T. Deckers
Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghetti-Kalorimetern
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[DEC94] H. Deckers
Bau eines Jetkammersystems zur Untersuchung der Ortsauflösung eines Spaghetti-Kalorimeters
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[DIR95] M. Dirkmann
Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von π-Mesonen
Diplomarbeit Universität Dortmund (1995)

[FAB85] C. W. Fabjan
Calorimetry in High-Energy Physics
CERN-EP/85-54 (1985)

[GEA93] GEANT Team
GEANT Detector Description and Simulation Tool
CERN, Genf (1993)

[GRU93] C. Grupen
Teilchendetektoren
BI-Wissenschaftsverlag, 1993

[H1CH196] Die H1-Kollaboration
The H1-Detector at HERA
DESY H1-96-01

[H1CUP93] Die H1-Kollaboration
Technical Proposal to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector
DESY H1-93-02

[HEI54] W. Heitler
The quantum theory of radiation
Clarendon Press, Oxford, 1954

[HSGEL95] Die H1-SpaCal-Gruppe
Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1-Detector
DESY 95-165

[HSGEP95] Die H1-SpaCal-Gruppe
Hadronic response and e/pi Separation with the H1 lead/fibre Calorimeter
DESY 95-250

[HSGHA96] Die H1-SpaCal-Gruppe
H1 backward upgrade with a SPACAL Calorimeter: the hadronic section
DESY 96-013

[JAN95] J. Janoth et al.
Aa algorithm to calibrate the new H1 Backward Calorimeter SPACAL using the kineamtic peak
Interne H1-Note, H1-11/95-464

[KLE91] M. Klein
On the Q^2,x Range at HERA
Proceedings of the HERA-Workshop, p. 23
Editoren: W. Buchmüller und G. Ingelmann (1991)

[LBA95] F. Lehner, R. Barschke
Some results on dead material studies
Minutes of the Technical SpaCal Meeting (4/5/95)

[LON75] E. Longo und I. Sestili
Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated electromagnetic Showers in lead-Glass
NIM A128 (1975) 283-307

[MUE96] G. Müller
News & Shutdown Status
Minutes of the SpaCal Meeting (19/1/96)

[MUR95] P. Murin
persönliche Mitteilung

[PET92] S. Peters
Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer
Dissertation, Universität Hamburg (1992)

[PHA96] J.P. Pharabod et al.
Tuning of the SPACAL Response in the Framework of H1SIM
Interne H1-Note, H1-03/96-474

[ROS52] B. Rossi
High-Energy Particles
Prentice-Hall, Inc. 1952

[RUD89] M. Rudowicz
Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)

[SCL95] S. Schleif
SpaCal reconstruction basics
WWW http://dice2.desy.de/h1/iww/idet/icalo/spacal/spnote02.rec.06

[SCL96] S.Schleif
persönliche Mitteilung

[SHE95] Diese Methode wurde von Vladimir Shekelyan vorgeschlagen.

[SWA95] Martin Swart
π^0's in the SpaCal
Minutes of the SpaCal Meeting (18/10/95)

[WEG91] A. Wegner
Monte Carlo Studies of Electron and Pions in the backward Area with an additional Streamer Tube Layer
Interne H1-Note, H1-01/91-160

Danksagung

Ohne eine Vielzahl hilfsbereiter und geduldiger Menschen ist ein Physik-Studium und eine Diplomarbeit nicht zu bewältigen. Daher möchte ich an dieser Stelle 'Danke Schön' sagen.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Bereitstellung dieser Diplomarbeit und für die lehrreiche Unterstützung danken, die er mir während der letzten eineinhalb Jahre zukommen ließ.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. Mättig für die Übernahme der Aufgabe des Zweitgutachters dieser Diplomarbeit.

Ein herzliches Dankeschön gilt Herrn Dr. Albin Walther für die hervorragende Betreuung während der Diplomarbeit und das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit. Ich wünsche ihm viel Glück bei seiner neuen Tätigkeit.

Danken möchte ich Herrn Marcus Gebauer, Herrn Hartmut Rick, Herrn Siegmar Schleif und Herrn Dr. Kai Zuber, die diese Diplomarbeit aufmerksam und kritisch korrigiert haben.

Ein großer Dank geht in Richtung Košice an Herrn Dr. Pavel Murin für die hervorragende Zusammenarbeit, insbesondere in den Sommermonaten des Jahres 1995.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Manfred Fleischer, der sich in einer sehr schwierigen Phase meiner annahm und durch seine Ratschläge meine Gedanken in die richtigen Bahnen lenkte.

Für die sehr angenehme und stets aufheiternde Arbeitsatmosphäre möchte ich den Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Universität Dortmund und den Insassen des DoHeiZeu-Büros am DESY in Hamburg danken.

Danken möchte ich auch meinen Kommilitonen Christian, Marc-Thilo und Stefan. Die stets fruchtbare Zusammenarbeit während des Studiums wird mir angenehm in Erinnerung bleiben.

Der BV Borussia 09 Dortmund hat mir schöne Erlebnisse abseits (war kein Abseits) der Physik geschenkt. Es lebe der 17.6.95.

Ein besonders lieber Dank geht an meine Eltern Rosemarie und Herbert Pöschl, die

mich Zeit meines Lebens in jeder nur erdenklichen Weise unterstützt haben. Ihnen ist diese Diplomarbeit in allererster Linie gewidmet. Danke Schön.

Dortmund, im April 1996.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministerium für Bildung und Forschung gefördert.