Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von π Mesonen

Diplomarbeit

vorgelegt von

Michael Dirkmann

Januar 1995

Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie und der Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen diesen. Die vor allem in den letzten 50 Jahren aus Streuexperimenten gewonnenen Ergebnisse werden im sogenannten Standardmodell zusammengefaßt. In diesem Modell sind die elementaren Bausteine strukturlose Teilchen, welche gemäß ihrer Eigenschaften als Quarks und Leptonen bezeichnet werden. Zwischen ihnen werden Wechselwirkungen durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Zur weiteren Verifikation des Standardmodells und zur Überprüfung weiterführender Theorien sind immer leistungsfähigere Teilchenbeschleuniger und Nachweisgeräte erforderlich, mit welchen höhere Energien und Impulsüberträge erreicht werden können. Ein hoher Impulsübertrag Δp erlaubt nach der Heisenbergschen Unschärferelation [HEIS27]

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \ , \qquad \hbar = \text{Plancksches Wirkungsquantum} \tag{1.1}$$

eine hohe Ortsauflösung Δx. Die hohen Energien werden benötigt, um Teilchen mit hohen Massen erzeugen zu können.

Zur Erzeugung der hohen Energien werden Teilchen in Beschleunigungsanlagen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit gebracht und dann auf sogenannte Targets gelenkt, mit desssen Bestandteilen die Teilchen Wechselwirkungen eingeht. Eine andere Möglichkeit ist es, die Teilchen in Speicherringen gegenläufig kreisen und an bestimmten Stellen zur Kollision bringen zu lassen. Hierbei lassen sich höhere Schwerpunktsenergien und Impulsüberträge erzielen.

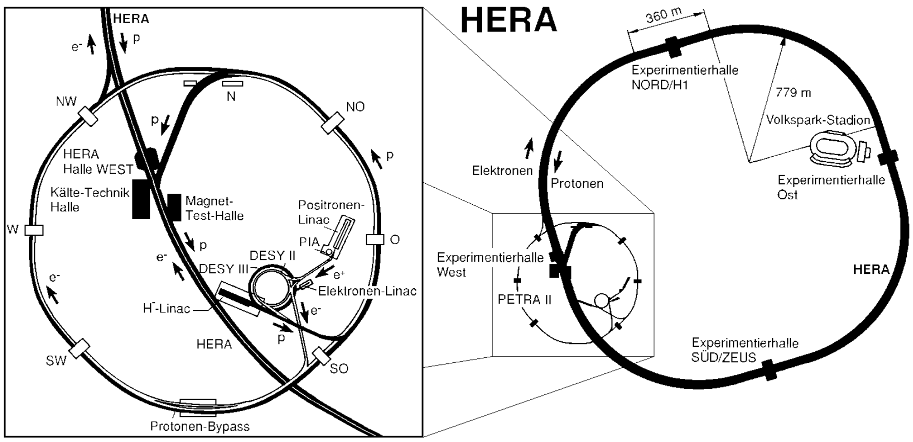

Abbildung 1.1: *Die Speicherringanlage HERA und ihre Vorbeschleuniger am DESY*

1.1 Der Speicherring HERA

Ein Beispiel für einen solchen Speicherring ist der am DESY[1] in Hamburg errichtete Speicherring HERA[2] (siehe Abbildung 1.1). Die in HERA umlaufenden Teilchen sind Positronen[3] und Protonen.

Die Protonen und Positronen durchlaufen den insgesamt $6.3\,km$ langen Speicherring in getrennten Strahlröhren und werden an zwei Stellen, den sogenannten Wechselwirkungspunkten, zur Kollision gebracht. Die von den Elektronen erreichte Energie betrug bis 1993 $26.7\,GeV$ (seit 1994 $27.5\,GeV$), die der Protonen $820\,GeV$. Dies führt zu einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 296\,GeV$ ($300\,GeV$) und einem maximalen Viererimpulsübertrag von $Q^2_{max} = s \approx 10^5\,GeV^2$ und damit nach Gleichung (1.1) zu einer Ortsauflösung von $\Delta x \approx 10^{-18}\,m$.

Zur Registrierung der Wechselwirkungen beim Zusammenstoß der Teilchen sind die Wechselwirkungspunkte von den Detektoren H1 und ZEUS fast vollständig umschlossen. Diese sind in der Lage, Teilchen zu identifizieren und ihre Energie und Flugrichtung zu bestimmen.

[1] **D**eutsches **E**lektronen **SY**nchrotron

[2] **H**adronen-**E**lektronen-**R**ing-**A**nlage

[3] Seit Mai 1994 werden in HERA Positronen anstelle von Elektronen verwendet. Aus technischen Gründen können damit höhere Luminositäten erzielt werden. Bis auf die Unterdrückung der Wechselwirkungen mit geladenen Strömen ändert sich dadurch nichts Wesentliches in der Betrachtung. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels soll deshalb kein Unterschied zwischen Elektronen und Positronen gemacht werden.

1.2 Physik bei HERA

Unter der Vielzahl von Forschungsmöglichkeiten am Speicherring HERA stehen zwei Typen von Wechselwirkungen im Vordergrund.

- Photoproduktion:
  Einem Photon ist es möglich, virtuell in ein Vektormeson, welches dieselben Quantenzahlen wie das Photon besitzt (z.B ρ_0), überzugehen. Man unterscheidet bei der Wechselwirkung der Photonen daher zwischen direkten Prozessen, in denen das Photon direkt mit dem Proton wechselwirkt, und und aufgelösten Prozessen, bei denen eine hadronische Subkomponente mit dem Proton wechselwirkt. Durch Messung der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse lassen sich Aussagen über den hadronischen Anteil der Photonen treffen. Ein Beispiel für einen direkten Prozeß, die Photon-Gluon-Fusion, ist in Abbildung 1.2 rechts dargestellt. Dieser Prozeß stellt die Hauptquelle zur Erzeugung schwerer Quarks bei HERA dar.

- Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung:
  Bei der tiefinelastischen Streuung treten das Elektron und ein Konstituent des Protons über den direkten Austausch eines Eichbosons in Wechselwirkung, wie in Abbildung 1.2 links dargestellt. Je nach Art des Bosons unterscheidet man neutrale Ströme, bei welchen der Austausch eines Z^0 oder γ stattfindet, und geladene Ströme, welche durch den Austausch von W^+ und W^- charakterisiert sind.

  Die Streuung von Leptonen an Nukleonen stellt seit jeher eine effektive Methode zur Untersuchung der Struktur des Nukleons dar. Bei HERA hat man aufgrund der hohen Schwerpunkstenergie die Möglichkeit, in neue, von der Theorie noch nicht hinlänglich beschreibbare Bereiche vorzudringen.

1.2.1 Kinematik der tiefinelastischen ep-Streuung

Zur Identifikation und Rekonstruktion der Prozesse müssen Teilchenart, -energie und -flugrichtung bekannt sein. Mit diesen Größen lassen sich auf verschiedene Arten die Variablen des Quark-Parton-Models berechnen [BENT91].

Hier sei auf eine Methode genauer eingegangen, mit welcher sich die Kinematik des Prozesses aus der Messung des Polarwinkels[4] Θ_e und der Energie E'_e des gestreuten Elektrons bestimmen läßt. Diese Methode wurde gewählt, weil das in dieser Arbeit behandelte Spaghetti-Kalorimeter die besten Voraussetzungen hierfür liefert.

[4]Der Winklel $\Theta_e = 0°$ ist durch die Flugrichtung des Protons gegeben.

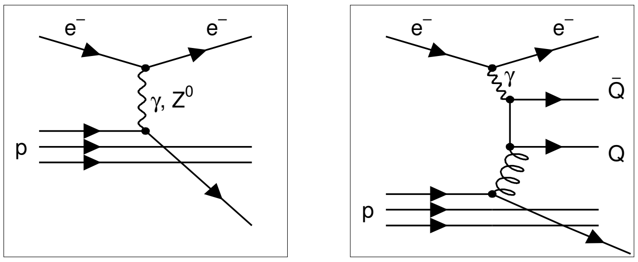

Abbildung 1.2: *Zwei wichtige Feynmangraphen der HERA-Physik. Links die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung, rechts die Photo-Gluon-Fusion*

Seien k und k' die Vierervektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons und P der Viererimpuls des Protons, wie in Abbildung 1.3 gezeigt,

$$k = (E_e, 0, 0, -E_e) \ ; \ k' = (E'_e, E'_e \sin\Theta_e, 0, E'_e \cos\Theta_e) \ ; \ P = (E_p, 0, 0, E_p) \ ,$$

so sind

- das Quadrat des Impulsübertrages:

$$Q^2 = -(k - k')^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) ,$$

- der Impulsbruchteil des gestreuten Partons:

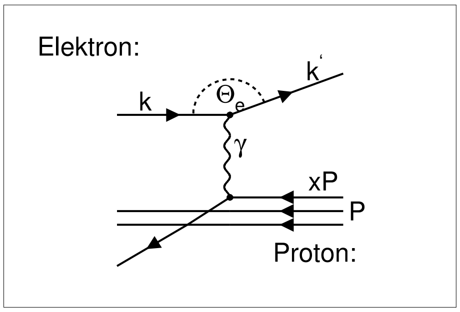

Abbildung 1.3: *Bezeichnung der verwendeten Impulse*

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot (k - k')} = \frac{E_e E'_e \cos^2(\frac{\Theta_e}{2})}{E_p(E_e - E'_e \sin^2(\frac{\Theta_e}{2}))},$$

- der im Ruhesystem des Protons übertragene Energieanteil:

$$y = \frac{P \cdot (k - k')}{P \cdot k} = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right).$$

Die Größen Q^2, x und y hängen über die Beziehung $Q^2 = sxy$ voneinander ab, wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist. Für konstante Energien und Winkel des gestreuten Elektrons ist diese Abhängigkeit in Abbildung 1.4 dargestellt. Die mit $\Theta_e = 177.5°$ gekennzeichnete Linie zeigt den mit dem in dieser Arbeit behandelten, neuen Kalorimeter zugänglichen kinematischen Bereich.

Besondere Beachtung fand zunächst der Bereich hoher Q^2, wie er erstmals bei HERA zugänglich ist. Seit einiger Zeit ist aber auch der Bereich kleiner x-Werte interessant geworden, da es hier noch keine experimentelle Überprüfung der Protonstruktur gibt und neue Effekte in der QCD[5], die Theorie der starken Wechselwirkung, erwartet werden. Kleine Werte von x entsprechen kleinen Streuwinkeln des Elektrons, das heißt großem Polarwinkel Θ_e. Der Bereich mit $\Theta_e > 155°$ wird im folgenden häufig mit dem Begriff *rückwärtiger Bereich* bezeichnet werden.

Für die Auflösung der kinematischen Variablen Q^2, x und y gilt nach [KLEI91]:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \frac{dE'_e}{E'_e} \oplus \tan(\frac{\Theta_e}{2}) \cdot d\Theta_e \tag{1.2}$$

$$\frac{dx}{x} = \frac{1}{y}\frac{dE'_e}{E'_e} \oplus \left(\tan(\frac{\Theta_e}{2}) + (\frac{1}{y} - 1)\cot(\frac{\Theta_e}{2})\right) \cdot d\Theta_e \tag{1.3}$$

$$\frac{dy}{y} = \left(1 - \frac{1}{y}\right)\frac{dE'_e}{E'_e} \oplus \left(\frac{1}{y} - 1\right)\cot(\frac{\Theta_e}{2}) \cdot d\Theta_e \tag{1.4}$$

Hierbei bedeutet $\oplus$ quadratische Addition, das heißt $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Aus den Gleichungen (1.2) -(1.4) ist folgendes ersichtlich:

- Q^2: Das Auflösungsvermögen von Q^2 hängt stark vom Energieauflösungsvermögen ab und ist dementsprechend bei niedrigen Energien nicht besonders gut. Des weiteren spielt die Auflösung des Winkels eine entscheidende Rolle für große Streuwinkel des Elektrons. Das Auflösungsvermögen von Θ_e wird mit einem Faktor $\tan(\frac{\Theta_e}{2})$ multipliziert. Dieser Verstärkungsfaktor beträgt bei einem Winkel $\Theta_e = 177°$ ungefähr 38.

[5] **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik

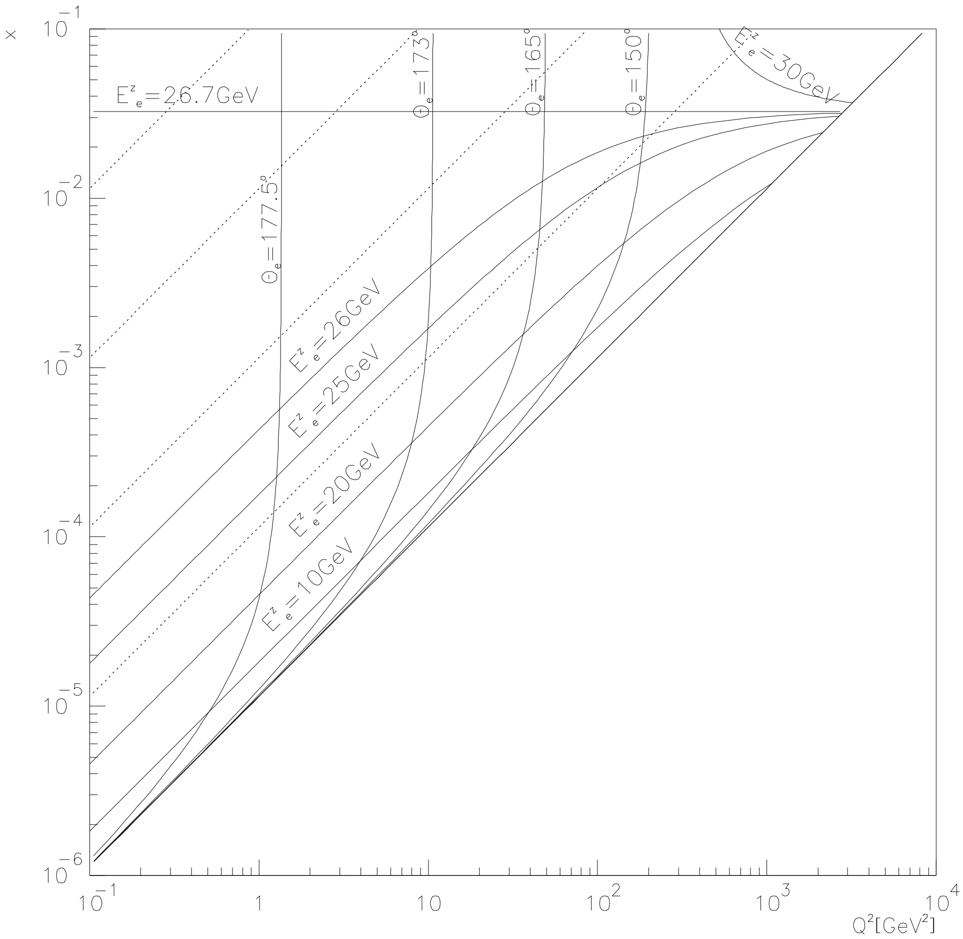

Abbildung 1.4: *$(x - Q^2)$-Ebene der Elektron Proton Streuung mit $E_e = 26.7GeV$ und $E_P = 820GeV$. Eingezeichnet sind Linien konstanter Energie ($E_e^{'}$) und Linien konstanten Polarwinkels (Θ_e) des gestreuten Elektrons.*

- x: Auch die Auflösung von x ist von der Energieauflösung beeinflußt. Sie wird hierbei zusätzlich noch mit einem Faktor $1/y$ multipliziert, was eine Messung für kleine y verschlechtert.

- y: Wie bei der Auflösung von x ist der Faktor $1/y$ dominant. Um zum Beispiel bei einem Wert von $y = 0.1$ noch eine Auflösung für y von besser als 20% zu erreichen, muß das Energieauflösungsvermögen bei einer Energie von $30\,GeV$ besser als 2% sein.

Die Anforderungen an den rückwärtigen Bereich sind somit klar gesteckt:

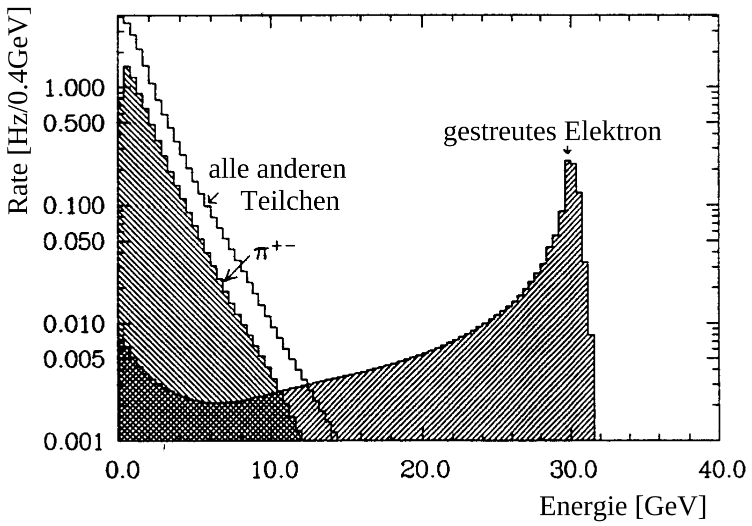

Abbildung 1.5: *Aus tief inelastischer Streuung erwartetes Energiespektrum im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors bei einer Luminosität von* $10^{31}\ s^{-1}\,cm^{-2}$ *[WEGN91]*

- Eine hohe Energieauflösung von besser als 2% bei einer Energie von 30 GeV. Hierfür benutzt man sogenannte Kalorimeter.
- Eine gute Ortsauflösung, welche eine hohe Winkelauflösung zur Folge hat. Dies ist durch einen kleinen Moliére-Radius und eine hohe Granularität des Kalorimeters und/oder ein Spurkammersystem zu erreichen.
- Eine hohe Winkelakzeptanz des Kalorimeters. Diese wird durch ein kleines Strahlrohr und eine Ausdehnung des Kalorimeters bis an das Strahlrohr, aber auch durch einen kleinen Moliére-Radius erreicht.

Ein weiterer, äußerst wichtiger Punkt ist die Trennung von Elektronen und Hadronen. Betrachtet man die Teilchenraten (siehe Abbildung 1.5) im rückwärtigen Bereich, so erkennt man, daß bei niedrigen Energien die Rate von Hadronen diejenige der Elektronen um Größenordnungen übersteigt. Um möglichst wenige Hadronen fälschlich als Elektron zu identifizieren, müssen Kriterien zur Trennung beider Teilchenarten gesucht werden. Das Kalorimeter kann solche Kriterien liefern.

1.3 Der H1-Detektor

Um einen großen kinematischen Bereich möglichst genau untersuchen zu können, müssen, wie oben gesehen, Winkel und Energie aller Teilchen mit einer hohen

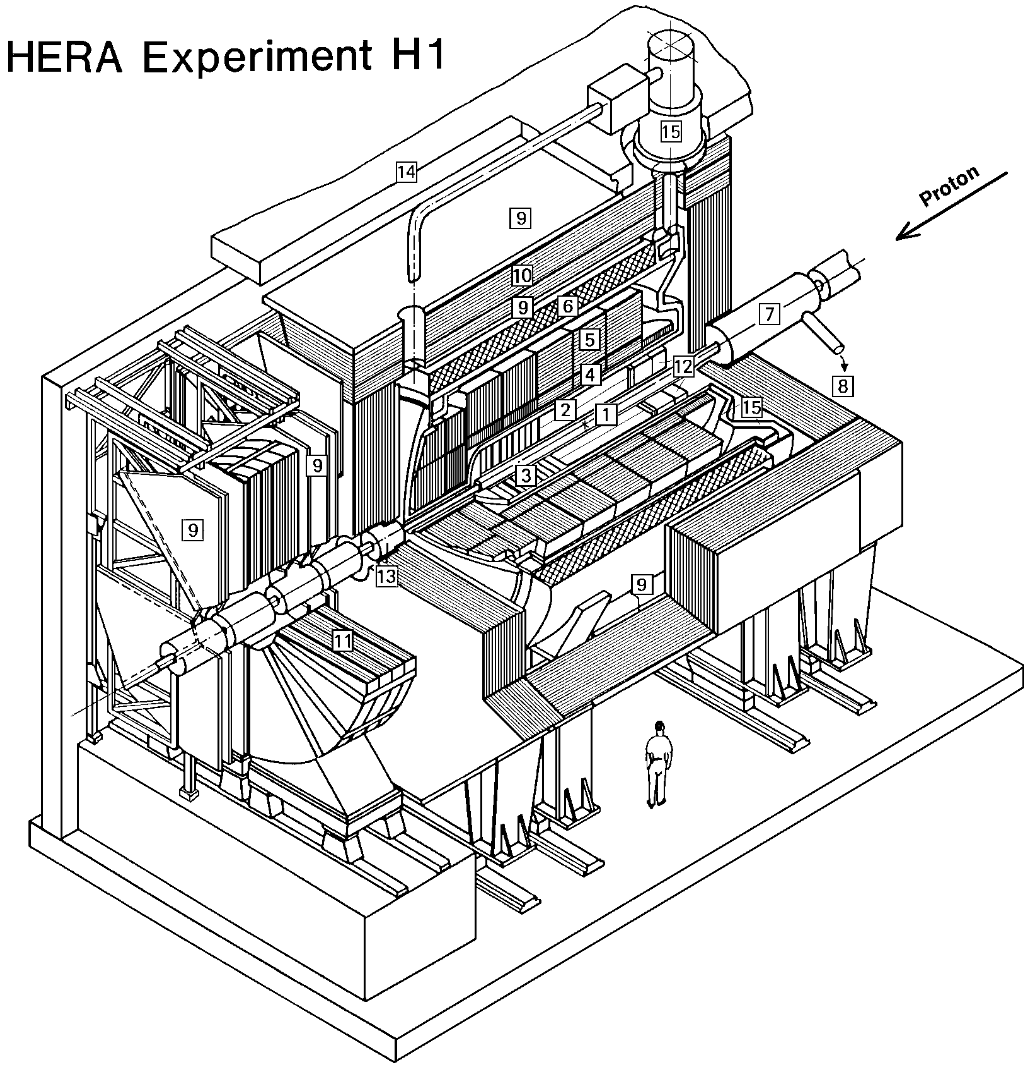

Abbildung 1.6: *Zeichnung des H1-Detektor. Die in der Zeichnung durch Zahlen markierten Komponenten sind im Text erläutert*

Präzision gemessen werden.

Ein zu diesem Zweck gebauter Detektor ist H1. Sein Aufbau ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Von links her gelangen die Elektronen, von rechts her die Protonen in den Detektor. Zur Beschreibung der Position eines Teilchens im Detektorvolumen wurden Kugelkoordinaten gewählt. Der Winkel Θ ist der Polarwinkel. $\Theta = 0°$ ist durch die Flugrichtung der Protonen gegeben. Der Azimutwinkel wird ϕ genannt; R ist der Abstand zur Strahlachse.

Die einzelnen Komponenten des Detektors sollen im folgenden etwas genauer beschrieben werden. Eine vollständige Beschreibung findet sich in [DESY93-103].

(1) Strahlrohr und Strahlmagnete: Die Teilchen bewegen sich auf ihrer Bahn in zwei Vakuumröhren, welche an den Wechselwirkungspunkten zusammengeführt werden. Sie werden von den Strahlmagneten auf ihrer Bahn gehalten.

(2) Zentrale Spurkammern: Zwei konzentrische Driftkammern umschliessen das Strahlrohr. Sie dienen zur Rekonstruktion geladener Spuren im Winkelbereich von $30^o < \Theta_e < 150^o$. Die Impulsauflösung beträgt $\frac{\sigma_p}{p} \approx 0.3\% \cdot p\ [GeV/c]$ und die Winkelauflösung $\sigma_\Theta \approx 1\ mrad$.

(3) Vorwärts-Spurkammer: Der nicht von den zentralen Spurkammern überdeckte Vorwärtsbereich wird mit diesen Driftkammern bis zu einem Winkel von 5^o abgedeckt. Ihre Impulsauflösung beträgt $\frac{\sigma_p}{p} \approx 0.3\% \cdot p[GeV/c]$. Die Winkelauflösung entspricht derjenigen der zentralen Spurkammern.

(4,5) Flüssig-Argon-Kalorimeter: An die zentralen Spurkammern schließt sich in radialer Richtung der elekromagnetische Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters an. Es besteht aus Bleiplatten mit dazwischen befindlichen Schichten aus flüssigem Argon. Das daran anschließende hadronische Kalorimeter benutzt anstelle von Bleiplatten solche aus Edelstahl. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten der beiden Kalorimeter zusammengefaßt.

	elektromag. Teil	hadronischer Teil
X_0	$1.5\,cm$	$2.5\,cm$
R_M	$3.7\,cm$	$2.4\,cm$
λ_{had}	$22.7\ cm$	$17.8\,cm$
Tiefe	(20-30)X_0	(3-5) λ_{had}
$\frac{\sigma_E}{E}$	$11\%/\sqrt{E}$	$55\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$

(6) Supraleitende Spule: Sie erzeugt ein solenoidales Magnetfeld von $1.2\,T$. Nur mit Magnetfeld können die Impulse geladener Teilchen in den Driftkammern gemessen werden.

(7) Kompensationsmagnet: Dieser supraleitende Magnet kompensiert das Feld der supraleitenden Spule (6) auf der Strahlachse, um die Teilchenbahn nicht zu stören.

(8) Helium Kälteanlage: Sie dient der Kühlung des Kompensationsmagneten.

(9,10) Instrumentiertes Eisen und Myon Kammern:
Streamerkammern, welche sich zum Teil zwischen Eisenplatten befinden.

Sie dienen zur Identifikation von Myonen und umschließen den ganzen Detektor. Das Eisen dient zudem als Rückflußjoch für das Magnetfeld.

(11) Myon-Toroid: Ein wassergekühlter Magnet, durch welchen in Kombination mit Driftkammerebenen, in einem Polarwinkelbereich von $3^\circ < \Theta < 17^\circ$, der Impuls von Myonen bis zu $200\,GeV/c$ mit einer Genauigkeit besser als 36% bestimmt werden kann.

(12) Rückwärtiges Kalorimeter: Ein übliches Blei-Szintillator-Sandwichkalorimeter, das sogenannte BEMC[6], auf welches im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden soll.

(13) Vorwärts-Kalorimeter (Plug):
Ein Kupfer-Silizium-Samplingkalorimeter, welches den Bereich zwischen Flüssig-Argon-Kalorimeter und Strahlrohr schließen soll. Es hat eine Tiefe von $69\,cm = 4.25\,\lambda_{had} = 44.6\,X_0$ und bedeckt den Winkelbereich von $0.6^\circ < \Theta < 3^\circ$. Die Energieauflösung beträgt $\frac{\sigma}{E} = 150\%/\sqrt{E[GeV]}$.

(14) Betonabschirmung: Zur Abschirmung gegen die erzeugte Strahlung.

(15) Flüssig-Argon-Kryostat: Hält die Temperatur des Flüssig-Argon-Kalorimeters auf $-182^\circ\ C$.

1.4 Der rückwärtige Bereich des H1-Detektors

Die Teilchen im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors wurden bis 1994 mit einem Blei-Szintillator-Sandwichkalorimeter (BEMC) ausgemessen. Dieses Kalorimeter hat aber Unzulänglichkeiten, welche durch den Bau eines neuen Kalorimeters beseitigt werden sollen. Der nutzbare Winkelbereich war zu klein, die Granularität zu grob und die Energieauflösung mit $\approx 3.5\%$ bei $30\,GeV$ nicht gut genug. Weiterhin waren das Rauschen der Elektronik zu hoch und die Trennung zwischen Hadronen und Elektronen zu schlecht, so daß Elektronen erst ab einer Energie von $10.6\,GeV$ für Analysen benutzt werden konnten. In Tabelle 1.1 sind Daten des BEMC und des neuen Kalorimeters, welches ein sogenanntes Spaghetti-Kalorimeter oder kurz SpaCal ist, gegenübergestellt. Der Aufbau des SpaCal wird im folgenden beschrieben.

1.4.1 Der Aufbau des SpaCal

Der Name Spaghetti-Kalorimeter hat seinen Ursprung in den für dieses Gerät verwendeten szintilierenden Fasern von $0.5\,mm$ bzw. $1\,mm$ Durchmesser. Diese

[6] **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

	BEMC	SpaCal em.	SpaCal hadr.
nutzbarer Winkelbereich	$< 173°$	$< 177°$	$< 178°$
Zellgröße	$16 \cdot 16\,cm^2$	$4 \cdot 4\,cm^2$	$12 \cdot 12\,cm^2$
Strahlungslänge	$1.7\,cm$	$0.91\,cm$	$0.70\,cm$
Moliére-Radius	$3.4\,cm$	$2.55\,cm$	$\approx 2.0\,cm$
hadr. WWL	$\approx 20cm$	$\approx 27\,cm$	$\approx 22\,cm$
Inhomogenitäten	$\approx 10\%$	$< 10\%$	$\approx 15\%$
Energieauflösung	$10\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$	$7\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	$13.3\%/\sqrt{E} \oplus 3.6\%$
Tiefe	$20cm$	$25cm$	$25cm$

Tabelle 1.1: *Vergleich zwischen charakteristischen Größen von BEMC und SpaCal*

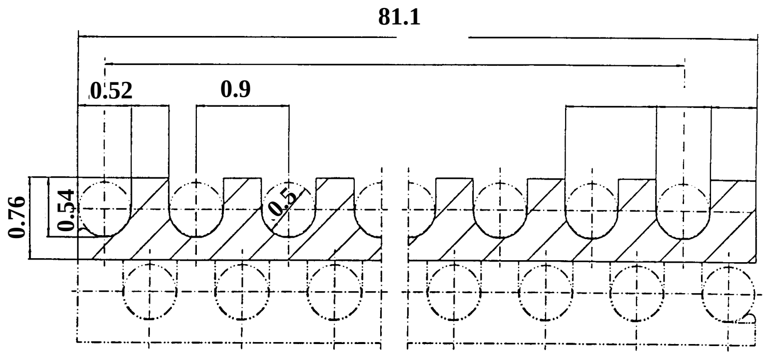

Abbildung 1.7: *Profile zweier Bleiplatten*

werden in Bleiplatten mit vorgefertigten Rillen eingelegt. In Abbildung 1.7 ist ein Querschnitt zweier solcher Platten gezeigt. Die Platten haben jeweils eine Dicke von $0.76\,mm$, und der Abstand zweier Fasern beträgt $0.9\,mm$. Die Bleiplatten werden so gestapelt, daß der Bleisteg einer Platte von einer Faser der nächsten Platte überdeckt wird. Dies führt zu einer regelmäßigen Blei-Fasermatrix. Der Volumenanteil von Blei zu Faser beträgt 2.1:1. Die Bleiplatten sind $8.1cm$ breit und $25\,cm$ lang. 52 dieser Platten werden zu einem sogenannten **Submodul** gestapelt. Die Fasern von jeweils $4.05 \cdot 4.05\,cm^2$ eines solchen Submoduls werden zusammengefaßt, gebündelt und über einen Lichtmischer an einen Sekundärelektronenvervielfacher[7] angekoppelt. Der Bereich, aus dem die Fasern auf einen Lichtmischer gebündelt werden, wird **Zelle** genannt. Acht dieser Submodule (16 Zellen) werden zu einem Quader mit einer Frontfläche von $16.2 \cdot 16.2\,cm^2$ gestapelt und als **Supermodul** bezeichnet. In Abbildung 1.8 ist der Längsschnitt eines solchen Supermoduls gezeigt. Zu erkennen sind die $25\,cm$ langen Submodule, die $8\,cm$ lange Bündelungszone, die $6.6\,cm$ langen Lichtmischer und die

[7] engl.: **p**hoto **m**ultiplier **t**ube oder kurz PMT

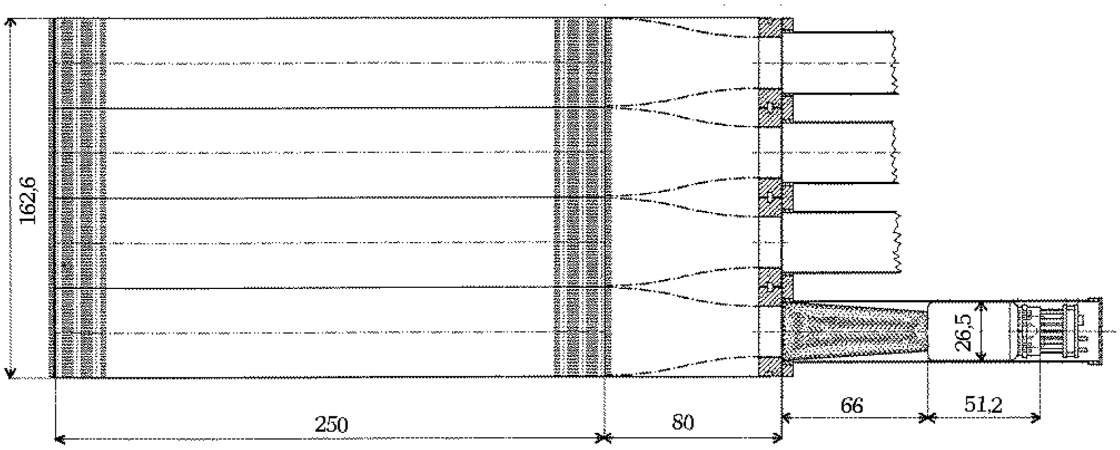

Abbildung 1.8: *Zeichnung des Längsschnittes eines SpaCal-Supermoduls*

PMT mitsamt Hochspannungsversorgung.

Die Supermodule werden ihrerseits auf die in Abbildung 1.9 angedeutete Weise zusammengefaßt und bilden dann das vollständige Kalorimeter. Dunkel schraffiert sind besondere Module zu erkennen, die nur aus wenigen Submodulen oder sogar einzelnen Zellen bestehen können. Diese speziellen Module sind notwendig, um den kompletten Raumwinkel möglichst optimal bedecken zu können. Besonders soll auf den Bereich in der Mitte des Kalorimeters hingewiesen werden. Hier ist sogar eine Abweichung von der rechteckigen Form der Zellen notwendig, um den Bereich um das Strahlrohr zu umfassen. Die tatsächlich Form ist hier nicht gezeigt, es wird auf Kapitel 6 verwiesen.

Die bisherige Beschreibung galt dem elektromagnetischen Teil des SpaCal. Er soll elektromagnetische Schauer möglichst vollständig absorbieren. Zur besseren Messung von Hadronen wird ein weiteres SpaCal gebaut und hinter dem elektromagnetischen SpaCal plaziert. Hierbei werden Fasern von $1\,mm$ Durchmesser benutzt, das Blei zu Faser Verhältnis ist 4:1 und die Größe der Auslesezellen beträgt $12 \cdot 12 \cdot 25\,cm^3$. Tabelle 1.1 enthält auch die wichtigsten Daten für den hadronischen Teil des SpaCal.

1.5 Ziele der Arbeit

Wie in diesem Kapitel gezeigt wurde, besteht ein besonderes Interesse in der Messung der Protonstrukturfunktion bei kleinen Werten von x. Hierzu wird ab 1995 ein neues rückwärtiges Kalorimeter zur Verfügung stehen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit zwei für die oben genannten Untersuchungen wichtigen Gesichtspunkten. Dies ist zum einen die Identifikationsmöglichkeit von

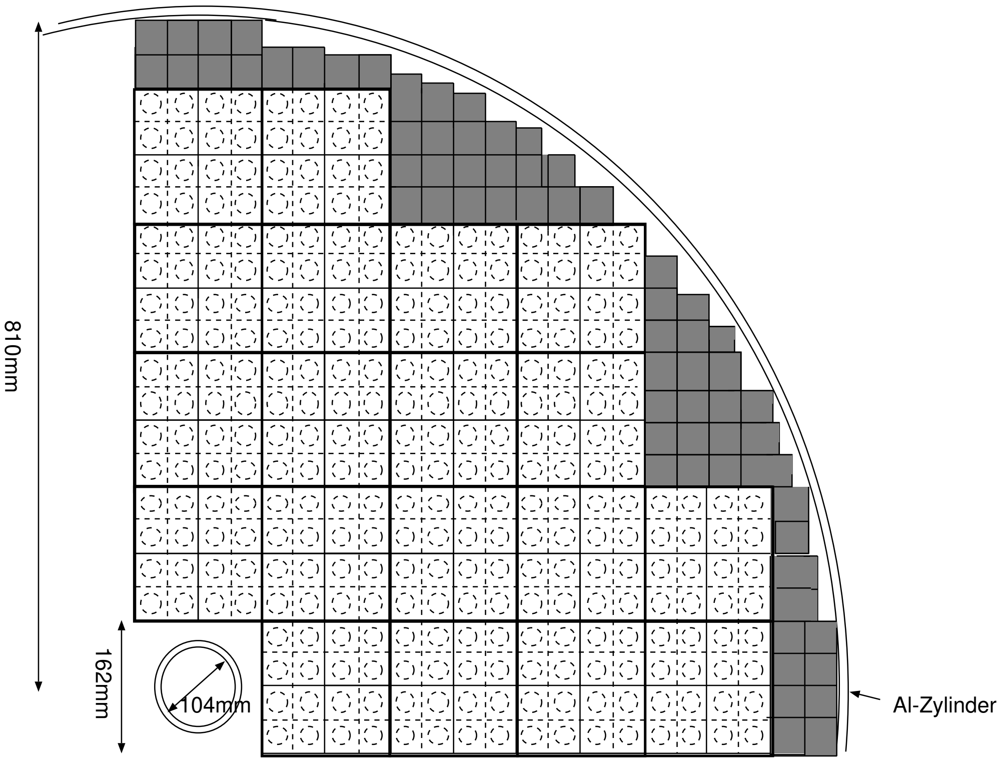

Abbildung 1.9: *Ein Viertel des elektomagnetischen Teil des SpaCal in einem Querschnitt. Gezeigt sind die Supermodule bestehend aus* $4 \cdot 4$ *Zellen und schraffiert besondere Module, die den Rand des Kalorimeters füllen*

Elektronen und Hadronen, was besonders wichtig zur Reduktion des durch Photoproduktion erzeugten Hadronenuntergrundes ist. Hierzu wurden Teststrahldaten analysiert und mit Resultaten von Simulationsrechnungen verglichen. Des weiteren sollen Vorhersagen zum Verhalten des Detektors beim Vorhandensein von inaktivem Vormaterial und im Magnetfeld gemacht werden.

Ein zweiter in dieser Arbeit untersuchter Punkt ist die Ausdehnung des SpaCal bis nahe an das Strahlrohr. Durch ein besonders geformtes Modul kann der Bereich kleiner Elektronenstreuwinkel optimal genutzt werden. Auch zu dieser speziellen Detektorkomponente sollen Teststrahldaten untersucht und mit Ergebnissen der Simulationen verglichen werden. Weiterhin sollen Aussagen über das Verhalten des Kalorimeters im H1-Detektor gemacht werden.

Kapitel 2

Grundlagen der Kalorimetrie

Zur Energiemessung hochenergetischer Teilchen dienen sogenannte Kalorimeter. Eine Zusammenfassung der Funktionsweise ist in [FABJ89] gegeben. Das Funktionsprinzip besteht darin, die Energie des Teilchens möglichst vollständig zu absorbieren und in eine meßbare Größe umzuwandeln. Diese Größe kann das bei Szintillationsprozessen (z.B. in NaI) oder durch Čerenkoveffekt (z.B. in PbF_2) produzierte Licht oder auch gesammelte Ladung (z.B. beim Flüssig-Argon-Kalorimeter) sein. Besonders wichtig ist, daß das gemessene Signal in einem wohldefinierten Verhältnis zur Energie des Teilchens steht.

Man unterscheidet zwischen homogenen und sogenannten Sampling-Kalorimetern. Homogene Kalorimeter bestehen nur aus einem Material, in welchem sowohl die Entwicklung des Schauers als auch die Entstehung des Signals vonstatten geht. Aufgrund der Tatsache, daß die aktiven Materialien im allgemeinen große Strahlungslängen besitzen, sind homogene Kalorimeter meist relativ groß. Sampling-Kalorimeter bestehen aus passivem Material zur Schauerentwicklung und aktivem Material zur Erzeugung des Signals. Ein Beispiel für ein Sampling-Kalorimeter ist zum Beispiel das elektromagnetische Kalorimeter des H1-Detektors. Bleischichten bilden das passive Material, und flüssiges Argon wird zur Erzeugung der Signale verwendet. Ein Vorteil von Sampling-Kalorimetern gegenüber den homogenen Kalorimetern ist ihre Kompaktheit, ein Nachteil ist die schlechtere Energieauflösung durch Sampling-Fluktuationen.

2.1 Wechselwirkungen von Elektronen und Photonen mit Materie

Um die Kalorimetrie zu verstehen, müssen zunächst die wichtigsten Wechselwirkungen von Photonen und Elektronen besprochen werden.

2.1.1 Energieverlust von Elektronen

Bei niedrigen Energien wird der Energieverlust von Elektronen durch Ionisationsprozesse dominiert. Der Energieverlust pro Wegstrecke für geladene Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [STER84]:

$$-\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{0.307}{\beta^2}\frac{Z}{A}\left[F(\beta) - \frac{C_{K,L}}{Z} - \frac{\delta}{2}\right] \tag{2.1}$$

mit

$$F(\beta) = \ln\left(\frac{2m_0c^2\beta^2}{(1-\beta^2)I}\right)$$

für schwere geladene Teilchen und

$$2\cdot F(\beta) = \ln\left(\frac{m_0c^2T\beta^2}{2(1-\beta^2)I^2}\right) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right)\cdot \ln 2 \\ +1-\beta^2 + \frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)$$

für Elektronen.

In Gleichung 2.1 bedeuten:

$-\frac{1}{\rho_0}\frac{dE}{dx}$	mittlerer Energieverlust pro Einheitsweglänge und Dichte in $[\frac{MeV cm^2}{g}]$
Z	Kernladung des Absorbermaterials
A	Massenzahl des Absorbermaterials
I	mittlere Ionisierungsenergie
β	$= \frac{v}{c}$; Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
m_0	Ruhemasse des Elektrons
T	kinetische Energie des Teilchens
δ	Dichtekorrekturfunktion: sie berücksichtigt die Polarisation des Mediums durch das elektrische Feld des Teilchens, welche zu einer Abschirmung führt.
$2\frac{C_{K,L}}{Z}$	Hüllenkorrektur: bei Geschwindigkeiten des Teilchens, welche in der Größenordnung derjenigen der Hüllenelktronen liegen, gelten zuvor gemachte Annahmen nicht mehr. Dies wird durch die Hüllenkorrektur korrigiert.

Die Bethe-Bloch-Formel ist als Funktion der Energie für verschiedene schwere Teilchen in Abbildung 2.1 dargestellt. Ein Teilchen, welches sich im Minimum der Kurve befindet (z.B. ein Myon bei $\approx 200\,MeV$), wird als *minimal ionisierendes Teilchen* oder auch *mip*[1] bezeichnet.

[1] engl.: **m**inimum **i**onising **p**article

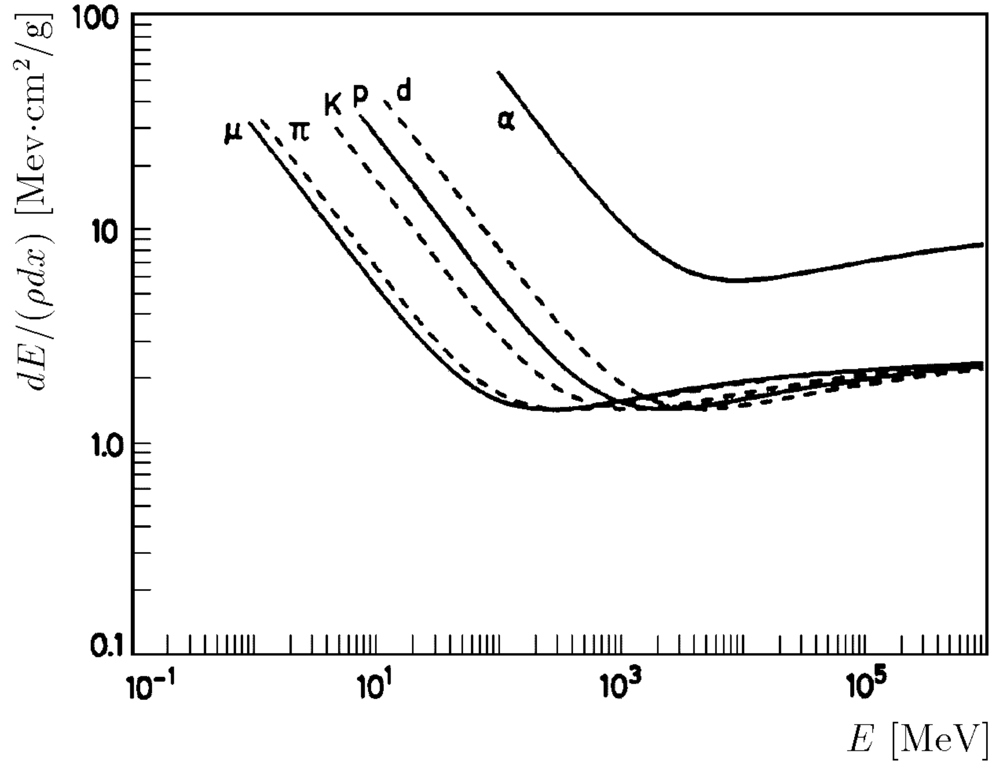

Abbildung 2.1: *Energieverlust durch Ionisation für verschiedene schwere Teilchen, wie er durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird [PDG92]*

Hochenergetische Elektronen verlieren ihre Energie fast ausschließlich durch Bremsstrahlung, das heißt durch die Abstrahlung von Photonen bei der Abbremsung im Coulombfeld eines Atomkerns. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des Teilchens. Daraus ergibt sich, daß die Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung bei Myonen um einen Faktor von ungefähr 40000 kleiner ist als bei Elektronen. Der Energieverlust pro Wegstrecke ist in guter Näherung gegeben durch [PDG92]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{E}{X_0} \tag{2.2}$$

mit

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})} \left[\frac{g}{cm^2}\right]. \tag{2.3}$$

X_0 wir als *Strahlungslänge* bezeichnet. Nach Durchlaufen dieser Strecke ist die Energie eines Elektrons aufgrund von Bremsstrahlung durchschnittlich auf den Bruchteil $1/e$ abgesunken.

In Abbildung 2.2 ist der relative Energieverlust pro Wegstrecke in Einheiten der

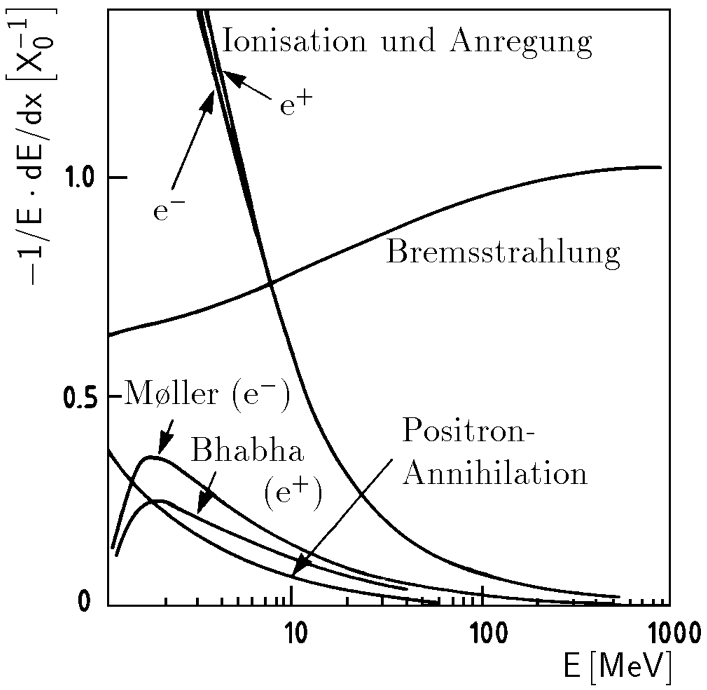

Abbildung 2.2: *Anteil der einzelnen Prozesse zum Energieverlusts pro Strahlungslänge für Elektronen und Positronen als Funktion ihrer Energie in Blei [PDG92]*

Strahlungslänge, aufgeteilt in die verschiedenen beitragenden Prozesse, für Elektronen und Positronen dargestellt. Auch weniger stark beitragende Prozesse sind gezeigt. Sie sollen hier nur kurz genannt werden:

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

Die Energie, bei welcher der Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation gleich demjenigen durch Bremsstrahlung ist, wird als *kritische Energie* bezeichnet. Sie ist gegeben durch

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

Als Parametrisierung für E_{krit} gibt Amaldi [AMAL81] $E_{krit} = 550/Z\,[MeV]$ mit einer Genauigkeit von 10% im Bereich für $13 \leq Z \leq 92$ an.

2.1.2 Energieverlust von Photonen

Abbildung 2.3 zeigt den Wirkungsquerschnitt für Photonen in Blei in Abhängigkeit von der Energie. Im folgenden sind die dominierenden Prozesse aufgezählt. Die Angaben in Klammern verweisen auf die in Abbildung 2.3 gezeigten Wirkungsquerschnitte.

Photoeffekt: (τ) Dieser dominiert den Energiebereich kleiner als $1\,MeV$. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist näherungsweise proportional zur fünften Potenz der Kernladungszahl. Diese Abhängigkeit ist für den in Kapitel 4 erklärten Migrationseffekt wichtig.

Comptoneffekt: (σ_{incoh}) Im Bereich von $1\,MeV$ bis $10\,MeV$ trägt der Comptoneffekt den größten Anteil am Wirkungsquerschnitt.

Paarbildung im Kernfeld: (κ_n): Ab $E \approx 10\,MeV$ sind Paarbildungsprozesse im Kernfeld ausschlaggebend. Hierbei geht ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar über. Die mittlere freie Weglänge für Paarproduktion ist $\lambda_{paar} = 9/7X_0$

Weitere, weniger wichtige Prozesse sind:

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

2.2 Theorie elektromagnetischer Schauer

Die Entwicklung elektromagnetischer Schauer läßt sich in zwei Phasen einteilen. Bei Energien oberhalb der kritischen Energie sorgen Bremsstrahlung und Paarbildung für eine Erhöhung der Teilchenzahl. Für Energien unterhalb der kritischen Energie verlieren die Teilchen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung.

In dem folgenden, einfachen Modell kann die Entwicklung eines elktromagnetischen Schauers verdeutlicht werden. Trifft ein Elektron auf einen Materieblock, so strahlt es nach einer Strahlungslänge ein Photon ab, welches seinerseits nach einer weiteren Strahlungslänge durch Paarbildung in ein Elekton-Positron-Paar übergeht. Dabei geht man davon aus, daß die erzeugten Teilchen jeweils die Hälfte der Energie des erzeugenden Teilchens erhalten. Setzt sich dieser Prozeß solange fort, bis die Energie aller Teilchen unterhalb der kritischen Energie liegt, so kommt man zu folgenden Aussagen:

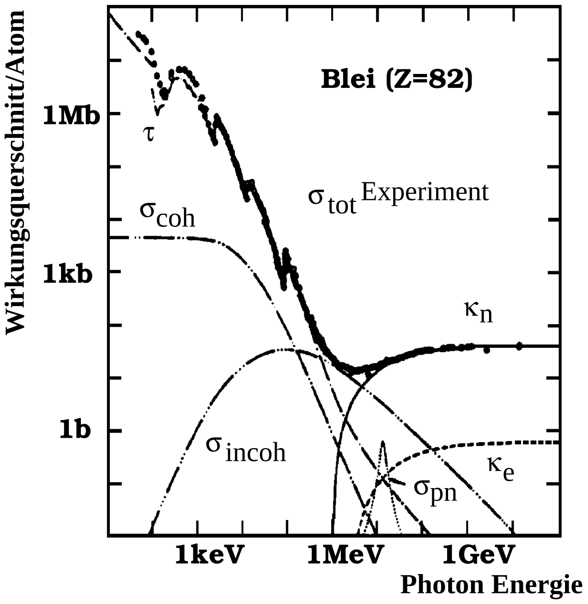

Abbildung 2.3: *Anteil der verschiedenen Prozesse zum Photonwirkungsquerschnitt in Blei [PDG92]*

- Tiefe des Schauers: $t = \frac{\ln E_0/E_{krit}}{\ln 2}$ Strahlungslängen
- Zahl der Teilchen im Schauermaximum: $n = \frac{E_0}{E_{krit}}$

Wichtig ist die Proportionalität zwischen der Anzahl der produzierten Teilchen und der Energie des Primärteilchens.

2.2.1 Schauerentwicklung und räumliche Ausdehnung

Nach der Vorstellung des vereinfachten Schauermodells sollen nun die Ergebnisse von detaillierteren Modellen, Simulationen und Messungen zusammengetragen werden.

Longitudinale Ausdehnung

Geht man davon aus, daß

- die Energiedeposition pro Weglänge durch Ionisation und Anregung unabhängig von der Energie ist, dies bedeutet $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = -\frac{E_{krit}}{X_0}$,
- Vielfachstreuung, Compton-Streuung und Photoeffekt vernachlässigbar sind, der Schauer also eindimensional betrachtet wird,

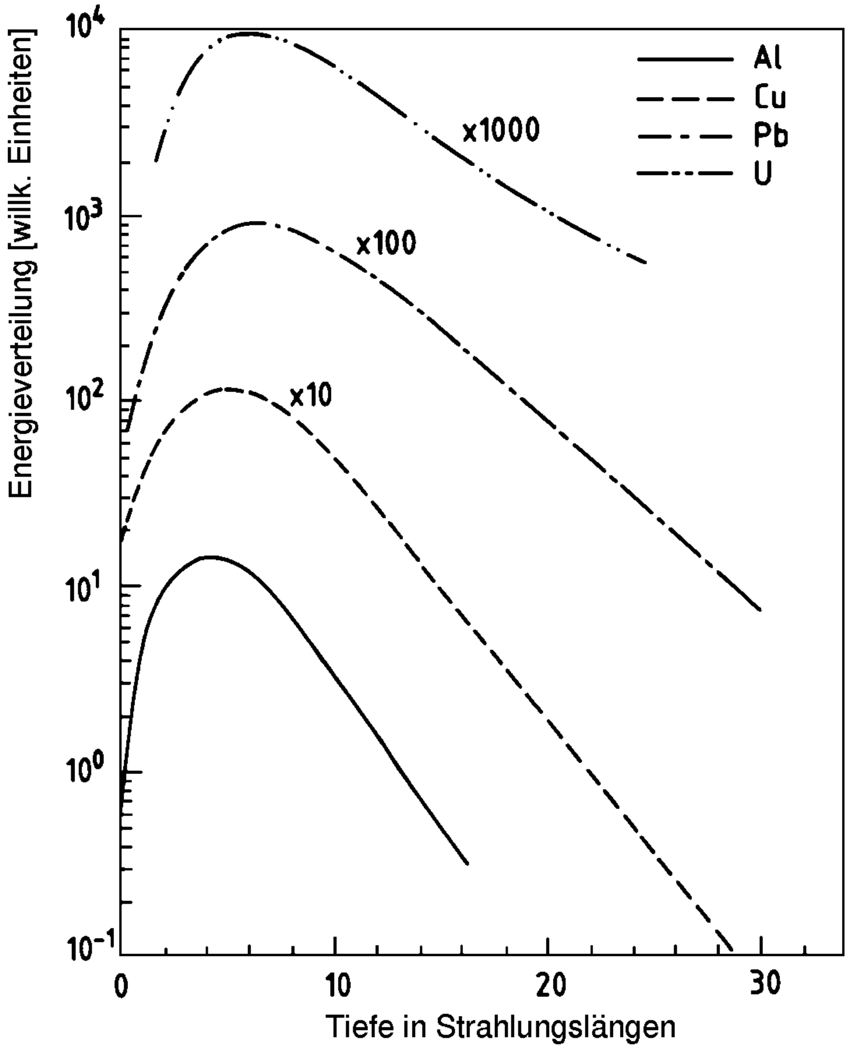

Abbildung 2.4: *Longitudinales Schauerprofil für 6 GeV Elektronen in Aluminium, Kupfer, Blei und Uran [FABJ85]*

so erhält man nach Rossi's Approximation B [ROSS64] die folgenden charakteristischen Größen für die longitudinale Entwicklung des Schauers:

	Elektron	Photon
Schauermaximum $[X_0]$	$t_{max} = \ln \frac{E}{E_{krit}} - 1$	$t_{max} = \ln \frac{E}{E_{krit}} - 0.5$
Schauerschwerpunkt $[X_0]$	$t_{ssw} = t_{max} + 1.4$	$t_{ssw} = t_{max} + 1.7$

In Abbildung 2.4 ist die longitudinale Verteilung der Energiedeposition für verschiedene Materialien aufgetragen. Wird die Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge gemessen, so lasssen sich nahezu unabhängig vom Material die Kurven nach [LONG75] durch folgende Parametrisierung beschreiben:

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

Hierbei ist t die Wegstrecke in Einheiten der Strahlungslänge X_0. Es ergeben sich $a = bt_{max}$ und $b \approx 0.5$.

Laterale Ausdehnung

Die laterale Schauerausdehnung wird durch zwei Effekte bestimmt: Elektronen und Positronen mit einer Energie unterhalb der kritischen Energie streuen an Atomkernen. Hierbei ist nach der Moliéreschen Theorie [MOLI47] der mittlere Ablenkwinkel Θ_M eines Teilchens der Energie E nach Durchqueren einer Materialschicht der Dicke x gegeben durch

$$\sqrt{\langle \Theta_M^2 \rangle} = \frac{21\, MeV}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}}.$$

Dies dominiert die Entwickling des Schauers in der Nähe der Strahlachse. Weiter außerhalb wird das laterale Schauerprofil durch niederenergetische Photonen, die in Materie eine große Reichweite besitzen, aufgeweitet.

Die bei Paarbildung und Bremsstrahlung auftretende Richtungsänderung, welche nach [BETH34] im quadratischen Mittel durch

$$\sqrt{\langle \Theta_{brems}^2 \rangle} = \frac{m_0}{E}$$

gegeben ist, ist vernachlässigbar klein.

Als charakteristische Größe für die transversale Ausdehnung ergibt sich der Moliére-Radius, $R_M = \frac{21\, MeV}{E_{krit}} X_0$. Hiermit können materialunabhängige Aussagen über die laterale Schauerentwicklung gemacht werden. Circa 90% der gesamten Energie werden innerhalb eines Moliére-Radius um die Schauerachse deponiert [BATH70].

Abbildung 2.5 zeigt das transversale Schauerprofil von 6 GeV Elektronen in Kupfer und Blei. Aufgetragen ist die Energiedeposition in Abhängigkeit vom Abstand von der Schauerachse in Einheiten des Moliére-Radius. Man erkennt, daß die Profile sich nur wenig unterscheiden.

2.3 Theorie hadronischer Schauer

Die Absorbtion stark wechselwirkender Teilchen in Materie ist derjenigen für elektromagnetisch wechselwirkende ähnlich. Bei beiden Teilchenarten entwickelt sich

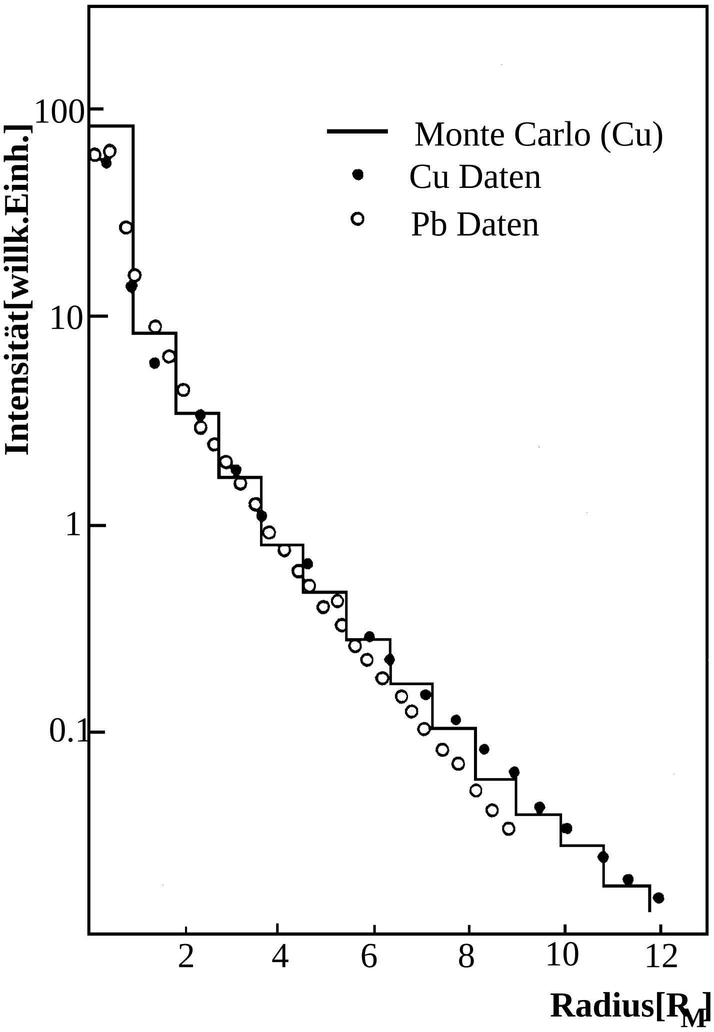

Abbildung 2.5: *Gemessenes transversales Schauerprofil für 6 GeV Elektronen in Kupfer und Blei. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis einer Simulationsrechnung für Kupfer dar [BATH70]*

eine Teilchenkaskade. Die analytische Beschreibung der hadronischen Schauer ist aber aufgrund der Komplexität der Wechselwirkungen nicht hinreichend möglich.

Prinzipiell folgt die Entwicklung eines hadronischen Schauers dem folgenden Schema. Ein hochenergetisches Hadron wechselwirkt inelastisch in einem Kernen des Absorbermaterials. Diese werden durch quasifreie Stöße der Hadronen mit den Nukleonen aufgebrochen. Als Sekundärteilchen entstehen vornehmlich leichte Mesonen (π,K etc.) und Kernbruchstücke, welche wiederum inelastisch wechselwirken oder ihre Energie durch Ionisation und Anregung verlieren können. Der Prozess der inelastischen Wechselwirkung findet auf einer Zeitskala von 10^{-22}

Sekunden statt und nennt sich Spallation. Die zurückbleibenden Kernbruchstücke verlieren ihre Anregungsenergie zunächst durch Abdampfen von Nukleonen und später von Photonen. Die zeitliche Skala für diese Prozesse ist in der Größenordnung von 10^{-18} bis 10^{-13} Sekunden. Die Ionisations- und Anregungsverluste des einfallenden Hadrons, der produzierten Mesonen und des gestoßenen Kerns werden durch die Bethe-Bloch-Formel (2.1) beschrieben.

Die charakteristische Größe zur Beschreibung der räumlichen Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist die nukleare Wechselwirkungslänge. Sie ist gegeben durch:

$$\lambda_{had} = \frac{A}{\sigma_{inelastisch} N_A \rho_0}$$

A	Massenzahl
$\sigma_{inelastisch}$	inelastischer Wirkunksquerschnitt für Hadron-Nukleon-Wechselwirkung
N_A	Avogadrokonstante
ρ_0	Dichte des Mediums

Durchschnittlich 63.2% der Hadronen wechselwirken auf einer Strecke von 1 λ_{had} inelastisch.

Abbildung 2.6 zeigt den totalen und den elastischen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Pionen an Protonen. Dort erkennt man, daß bei sehr geringer Energie die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Wechselwirkung abnimmt. Die effektive Absorbtionslänge nimmt also zu.

Die longitudinale Verteilung und der Einschluß des Schauers sind in Abbildung 2.7 dargestellt ([FABJ85]). Gezeigt ist die longitudinale Energieverteilung hadronischer Schauer gemessen vom Punkt der ersten inelastischen Wechselwirkung (linke Ordinate) und die transversale Verteilung für Zylinder, welche zum einen den Kern, gegeben bei voller Breite auf halber Höhe und zum anderen 90% des Schauers einschließen (rechte Ordinate). Sowohl die longitudinale Verteilung, als auch der Zylinder, welcher den Kern des Schauers einschließt, skalieren mit der nuklearen Wechselwirkungslänge. Ein solches Verhalten ist für den Zylinder mit 90% Einschluß der Energie nicht festzustellen.

2.4 Energieauflösung

Die Energieauflösung von Kalorimetern wird durch folgende Punkte bestimmt:

intrinsische Fluktuationen: Die statistische Schwankung der Anzahl N_{sek} der in einem Schauer produzierten Teilchen folgt einer Poisson-Verteilung und

[2]**F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum

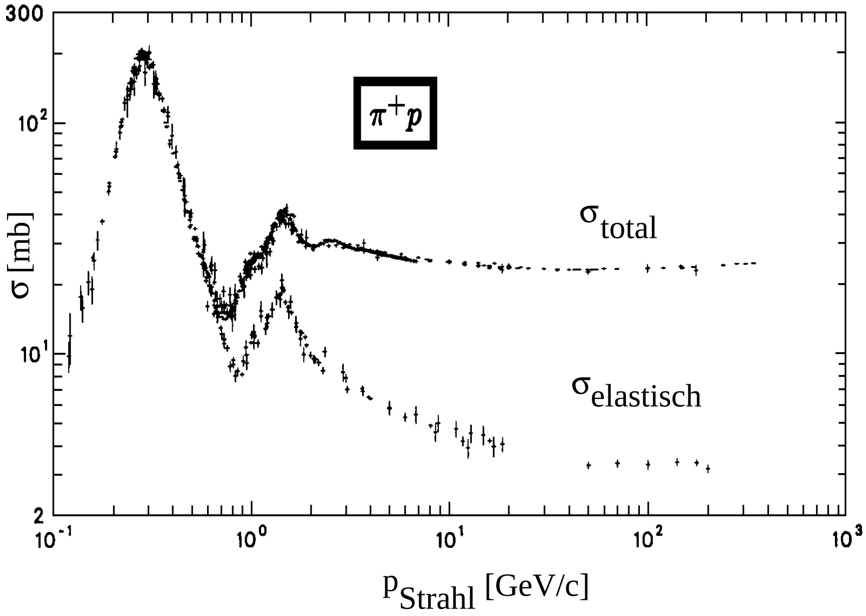

Abbildung 2.6: *Gemessene Wirkungsquerschnitte für die Pion-Proton-Streuung [PDG92]*

ist damit $\sqrt{N_{sek}}$. Da N_{sek} proportional zur Energie E des Primärteilchens ist, ist die zu erwartende Schwankung für E proportional zu $\sqrt{E}$, das heißt

$$\frac{\sigma_{intrinsisch}}{E} = \frac{c_1}{\sqrt{E}}$$

Sampling Fluktuationen: Hier sind die Fluktuationen der signalerzeugenden Teilchen ausschlaggebend. Dies sind die im aktiven Bereich des Detektors Energie deponierenden Teilchen. Wiederum gilt die Poisson-Verteilung.

$$\frac{\sigma_{sampling}}{E} = \frac{c_2}{\sqrt{E}}$$

Die Sampling Fluktuationen sind wesentlich größer als die intrinsischen Fluktuationen.

Rauschen: Rauschen des Detektors ist eine von der Energie des auftreffenden Teilchens unabhängige Eigenschaft eines Detektors. Dementsprechend ist die daraus folgende Schwankung konstant, d.h.

$$\frac{\sigma_{Rauschen}}{E} = \frac{c_3}{E}$$

Interkalibration, Inhomogenität: Stimmen die Einstellungen der einzelnen Auslesekanäle des Kalorimeters nicht überein oder besitzt das Kalorimeter

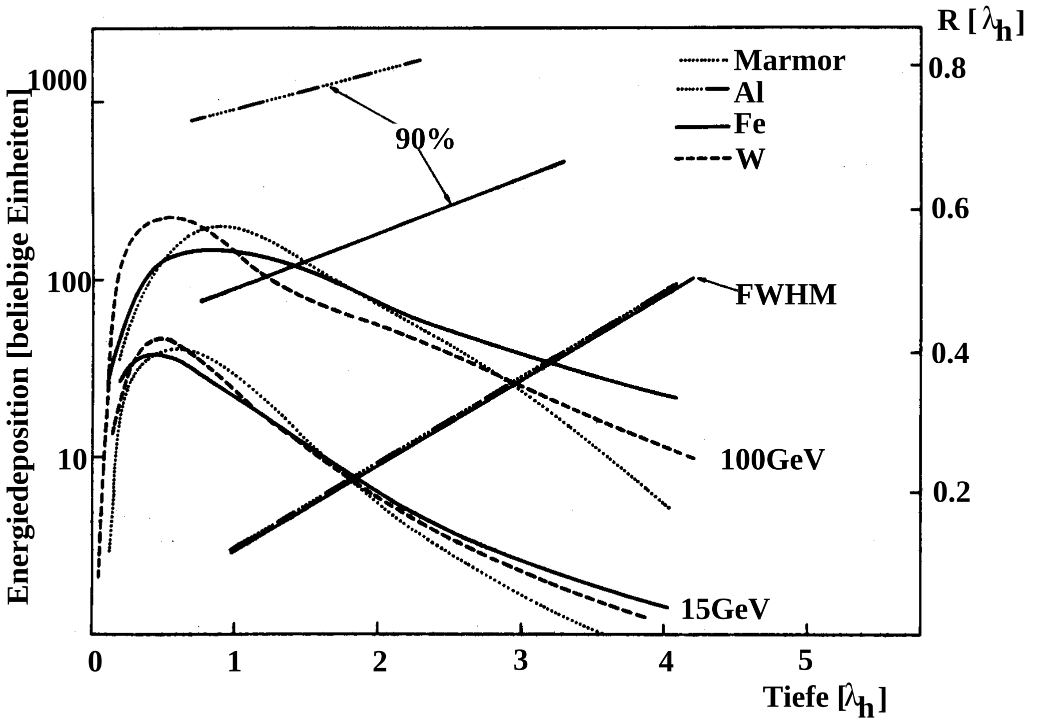

Abbildung 2.7: *Linke Ordinate: Longitudinales Schauerprofil für Hadronen in verschiedenen Materialien, gemessen von der ersten Wechselwirkung. Rechte Ordinate: Radius R in hadronischen Wechselwirkungslängen, welcher den Kern bei voller Breite auf halber Höhe (FWHM [2]) und 90% der Energie des Schauers einschließen [FABJ85]*

örtliche Inhomogenitäten, so kommt es zu einer Verbreiterung des Signals, welche proportional zur Energie ist.

$$\frac{\sigma_{interkalib}}{E} = c_4$$

Die einzelnen Beiträge lassen sich unter der Annahme der statistischen Unabhängigkeit zusammenfassen zu:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = a^2 \oplus \frac{b^2}{E} \oplus \frac{c^2}{E^2}$$

Bei der Bestimmung der Energieauflösung eines Kalorimeters wird eine Funktion dieser Form an die Meßdaten angepaßt.

2.5 Simulation von Teilchenschauern

Die Simulation von Teilchenschauern ist für das theoretische Verständnis von Detektorkomponenten, zur Abschätzung der Nützlichkeit von Detektoren und zum Vergleich mit den Meßwerten unverzichtbar.

Die Methode ist für elektromagnetische und hadronische Schauer ähnlich. Die Geometrie und die Materialeigenschaften des Detektors, sowie die Position, Flugrichtung und Energie des zu simulierenden Teilchens müssen vorgegeben werden. Das Programm transportiert das Teilchen durch die beschriebene Geometrie und bestimmt Wechselwirkungen in Abhängigkeit von ihrem Wirkungsquerschnitt durch Zufallszahlen. Dieses Verfahren wird für das primäre Teilchen und die bei den Wechselwirkungen entstandenen Sekundärteilchen solange fortgesetzt, bis alle Teilchen das Detektorvolumen verlassen haben oder ihre Energie unter eine gewisse, vom Benutzer vorzugebende Energieschwelle gefallen ist. Ist die Energie eines Teilchens kleiner als diese Energieschwelle, welche auch Abschneideparameter genannt wird, so wird die Energie lokal deponiert. Das ist auch physikalisch sinnvoll, da Teilchen mit niedriger Energie diese in einem sehr kleinen Bereich deponieren.

Zwei verbreitete Programme zur Simulation von Teilchenschauern sind EGS4 [NELS85] und GEANT [BRUN94].

EGS4 ist ein weit verbreitetes und anerkanntes Programmpaket zur Simulation von elektromagnetischen Schauern. Die Beschreibung der Geometrie ist verhältnismäßig kompliziert. Der Benutzer muß eine Unterroutine zur Verfügung stellen, welche in Abhängigkeit von der Position des Teilchens den Abstand zur nächsten Grenzfläche zweier Detektorvolumen angibt.

GEANT3.21 bietet eine komfortable Möglichkeit der Detektorbeschreibung. Aus geometrischen Grundformen (Quader, Röhren, Pyramiden usw.) kann der Benutzer den Detektor aufbauen und hat sogar die Möglichkeit, die Beschreibung graphisch sichtbar zu machen. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 5.6 gezeigt.

Die Simulation elektromagnetischer Schauer ist an die von EGS angelehnt. Weiterhin können, im Gegensatz zu EGS, auch Hadronschauer betrachtet werden. Es existieren Anbindungen an unterschiedliche Programme zur Simulation von Hadronschauern. Die große Anzahl von verschiedenen Programmen erklärt sich durch die nicht vollständige Beschreibungsmöglichkeit der hadronischen Wechselwirkung, so daß die Programme auf Modellen oder empirischen Daten basieren müssen. In dieser Arbeit soll mit dem Programm GHEISHA[3] gearbeitet werden. Eine ausführliche Dokumentation findet sich in [FESE85].

[3] **G**amma-**H**adronen-**E**lektronen-**I**nteraktion-**Scha**uer-Programm

Kapitel 3

Allgemeines über die Testmessungen

Die in dieser Arbeit analysierten Messungen wurden an zwei unterschiedlichen Teststrahlen am europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführt. Die dort zur Verfügung gestellten Teilchen sind Elektronen und Pionen unterschiedlicher Energien. Am Teststrahl X5A des SPS[1] konnte ein Energiebereich von $5 - 60\,GeV$, am Teststrahl T9 des PS[2] ein Energiebereich von $2 - 7\,GeV$ genutzt werden. Die Teilchen entstehen in sekundären oder tertiären Targets. Ein sich im Strahlengang des Synchrotrons befindliches Ziel, das primäre Target, wird mit Protonen beschossen. Die hierbei entstehenden Teilchen werden auf außerhalb angebrachte Ziele gelenkt und erzeugen dort wiederum neue Teilchen. Diese werden durch Magnetstrukturen an die Meßplätze geleitet. Der Nutzer des Teststrahls kann dort die Teilchenart und die Energie wählen.

Da sich die Testaufbauten an beiden Strahlen sehr ähnlich waren, soll in diesem Kapitel eine allgemeine Beschreibung gegeben werden. Besonderheiten der je-

[1] **S**uper-**P**rotonen-**S**ynchrotron
[2] **P**rotonen-**S**ynchrotron

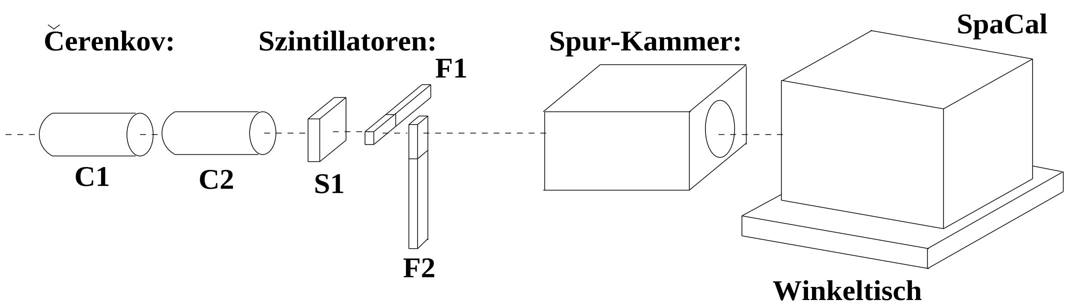

Abbildung 3.1: *Skizze des Aufbaus bei den Teststrahlmessungen*

weiligen Messung werden im zugehörigen Kapitel besprochen. Weiterhin soll der allgemeine Gang der Datennahme und -analyse aufgezeigt werden.

3.1 Beschreibung des Aufbaus

Der allgemeine Aufbau der durchgeführten Messungen ist in Abbildung 3.1 skizziert. Zu erkennen sind dort:

Čerenkovzähler (C1,C2): Der vom sekundären Target kommende Teilchenstrahl tritt zunächst in zwei aufeinander folgende Schwellen-Čerenkovzähler ein. Hier kann die Teilchenart identifiziert werden. Teilchen, deren Geschwindigkeit oberhalb der Lichtgeschwindigkeit des Mediums liegt, in welchem sie sich bewegen, strahlen Photonen ab. Dieser Effekt nennt sich Čerenkoveffekt. Stellt man nun die Lichtgeschwindigkeit durch Variation des Druckes in einem Gas so ein, daß Elektronen, welche wesentlich leichter sind als Pionen, oberhalb der Schwelle liegen und Pionen darunter, so hat man eine gute Methode zur Trennung der beiden Teilchenarten.

Szintillatoren (S1,F1,F2): Zur groben Definition des Auftreffortes stehen drei Szintillationszähler zur Verfügung: Ein flächiger Zähler mit einer Frontfläche von ca. $5 \cdot 5\,cm^2$ und zwei schmale Zähler mit den Maßen $1 \cdot 3\,cm^2$, welche gekreuzt angeordnet sind. Die Koinzidenz der drei Szintillatoren definiert damit einen Strahl von $1 \cdot 1\,cm^2$. Es werden drei Zähler benutzt, um gegen zufälliges Ansprechen eines einzelnen Zählers geschützt zu sein.

Spurkammer: Eine genauere Positionsbestimmung findet in einer Spurkammer statt. Bei der Messung am SPS wurde eine fest am Meßplatz montierte Vieldrahtproportionalkammer benutzt, am PS eine Jetkammer, welche extra für die SpaCal-Testmessungen angefertigt wurde [DECH94]. Mit beiden Kammern sind Ortsauflösungen auf der Oberfläche des SpaCal von $\sigma_x < 0.2\,mm$ möglich.

Winkeltisch: Hinter der Kammer ist ein Winkelfahrtisch positioniert, auf welchem die zu vermessenden Module plaziert sind.

Um Myonen im Strahl zu erkennen, wird ein zusätzlicher Szintillator V1, der nicht in der Skizze gezeigt ist, hinter einem Betonblock mit $6\lambda_{had}$ installiert. Ein Ansprechen dieses Zählers in Kombination mit einer Triggerentscheidung (Ansprechen der Szintillatoren S1,F1 und F2) wird als Myon interpretiert.

Zur Verarbeitung der Signale der soeben aufgezählten Komponenten wird eine Standardelektronik verwendet. Eine wichtige Komponente der Elektronik sind die Analog-Digital-Wandler, ADC[3] genannt, welche die Signale integrieren und die somit gemessene Ladung in eine natürliche Zahl umwandeln. ADCs werden zur Auslese der Signale der Čerenkovzähler, der Szintillatoren und des SpaCal selbst verwendet. Die Werte der ADCs werden von einem Computer ausgelesen und abgespeichert. Dies muß von der Elektronik veranlaßt werden. Um zum Beispiel die Daten von Elektronen aufzuzeichnen, ist folgende Verknüpfung notwendig:

- C1 und C2 sprechen mit genügend hohem Signal an
- S1 und S2 und S3 zeigen ein genügend hohes Signal
- V1 spricht nicht an

Nur wenn alle Bedingungen erfüllt sind, werden die Daten dieses Ereignisses abgespeichert.

Im allgemeinen ist der vom ADC angegebene Wert ohne Signal nicht Null. Den Wert, den ein ADC ohne Signal liefert, nennt man Pedestal[4]. Er muß für jeden einzelnen ADC-Kanal bekannt sein. Deshalb werden während der Datennahme zufällige Ereignisse aufgezeichnet, bei denen kein Teilchen in den Testaufbau gelangt ist. Aus den Verteilungen der Pedestals können Rückschlüsse auf das Rauschen des Kalorimeters gezogen werden. Betrachtet man die Breite der Pedestals für jeden einzelnen Kanal i des Kalorimeters ped_i, so erwartet man, daß sich diese, wenn sie unabhängig von einander sind, quadratisch addieren. Das heißt, die Summe der Quadrate aller Pedestalbreiten sollte $\sqrt{\sum_i (ped_i)^2}$ entsprechen. Dieser Fall wird *inkohärentes Rauschen* genannt und ist nicht zu vermeiden. Sind die Verteilungen der Pedestals nicht unabhängig voneinander, so erwartet man im Extremfall eine lineare Addition der Breiten $\sum_i ped_i$. Dies nennt sich *kohärentes Rauschen*. Häufig ist kohärentes Rauschen durch Einstreuung externer Signale in die Elektronik zurückzuführen.

Im Laufe dieser Arbeit wird häufig die Definition der Winkel bei den Testmessungen benötigt. Sie entspricht **nicht** derjenigen im H1-Detektor. In Abbildung 3.2 sind die Winkel skizziert. α beschreibt den Einschußwinkel in vertikaler, β der in horizontaler Richtung.

3.2 Allgemeiner Gang der Datennahme

Nach dem Aufbau und der Überprüfung des Testaufbaus und der Elektronik beginnt die eigentliche Datennahme mit der genauen Überprüfung der Position der

[3]**A**nalog to **D**igital **C**onverter
[4]engl.: Sockel

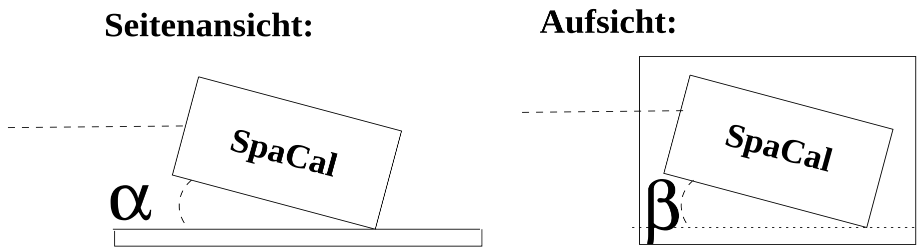

Abbildung 3.2: *Definition der Winkel in den Teststrahlmessungen*

Testanordnung durch die Bestimmung eines Koordinatensystems. Hierbei wird die Frontfläche des SpaCal mit einem Elektronenstrahl in horizontaler und vertikaler Richtung abgefahren. Die Mittelwerte der Signale der dabei getroffenen Zellen werden in Abhängigkeit von der Tischposition aufgetragen. Eine Zellgrenze ist dann getroffen, wenn in zwei benachbarten Zellen dieselbe Energie deponiert wurde. Abbildung 6.13 illustriert die Vorgehensweise. Eingezeichnet sind die Mittelwerte der rekonstruierten Energie zweier benachbarter Zellen als Funktion des Einschußortes. Die Zellgrenze läßt sich hier bei $7.5\,cm$ finden. Um den nominellen Wert von $x = 8.1\,cm$ zu erreichen, muß demnach das Koordinatensystem um $\Delta x = 0.6\,cm$ korrigiert werden.

Nach der Festlegung des Koordinatensystems werden die Hochspannungen der einzelnen Zellen des SpaCal so eingestellt, daß sie bei gleicher Energiedeposition in etwa das gleiche Signal liefern. Hierzu werden die Zellmitten jeder einzelnen Zelle mit Elektronen einer bestimmten Energie beschossen. Der arithmetische Mittelwert der ADC-Werte der jeweiligen Zelle wird durch Regulieren der Hochspannung auf einen Wert eingestellt. Ein Abgleich der einzelnen Zellen von $\pm 2\%$ ist mit dieser Methode möglich. Um dies weiter verbessern zu können, werden die Daten abgespeichert und später genauer untersucht. Dabei wird der Einschußort dann aus den Spurkammern gewonnen und kann somit wesentlich besser definiert werden als mit den Szintillationszählern. Nach der Selektion eines kleinen Strahlauschnitts werden dann an die Spektren der rekonstruierten Energie in den einzelnen Zellen Gaußverteilungen angepaßt. Die Mittelwerte dieser Gaußverteilungen werden durch Anbringen von Faktoren auf die ADC-Werte der einzelnen Zellen so eingestellt, daß sie übereinstimmen. Dieses Verfahren wird als Interkalibration der Zellen und die Faktoren werden als Kalibrationskonstanten bezeichnet.

Nach der Bestimmung des Koordinatensystems und dem Abgleich der Hochspannung beginnt die Datennahme für die Untersuchungen des SpaCal. Ein Teil dieser Resultate soll in den folgenden Kapiteln beschrieben werden.

Kapitel 4

Simulationen mit gemischtem Material

In dieser Arbeit wurden Simulationsrechnungen zum Verständnis des SpaCal durchgeführt. Eine Option hierfür war eine detaillierte Beschreibung der Blei-Faser-Matrix. Diese Simulation stellt aber hohe Anforderungen an die Rechenleistung, so daß auf eine weniger rechenintensive Simulation zurückgegriffen wurde. Das Simulationspaket GEANT bietet die Möglichkeit, Materialien nach ihren Einzelkomponenten zu mischen. Eine solche Simulation benötigt einen Faktor 100 (GEANT 3.21), bzw. 500 (GEANT 3.15) weniger Rechenzeit. Es muß natürlich sichergestellt sein, daß die Simulation mit dem gemischten Material die Eigenschaften der Blei-Faser-Matrix angemessen beschreibt. Deshalb sollen zunächst die detaillierte und die ,,gemischte" Simulation beschrieben und dann miteinander verglichen werden. Im weiteren soll auf Probleme, die durch die Benutzung von gemischtem Material entstehen, eingegangen werden.

4.1 Vergleich zwischen detaillierter Beschreibung und gemischtem Material

Sowohl die detaillierte als auch die ,,gemischte" Simulation wurden mit dem Programmpaket GEANT [BRUN94] erstellt. Jeweils 500 Elektronen mit einer Energie von $1\,GeV$ und 1000 Elektronen mit der Energie $30\,GeV$ wurden für diese Untersuchung simuliert. Die Einschußorte wurden über eine Fläche von $1 \cdot 1cm^2$ gleichverteilt, um über ortsabhängige Effekte zu mitteln. Beginnt zum Beispiel die Entwicklung eines Schauers immer im Blei, so wird sich das longitudinale Profil zu kleineren Werten hin verschieben. Wie in Kapitel 7 gezeigt wird, ist auch eine Winkelabhängigkeit im Signal eines SpaCal zu erwarten. Eine solche Abhängigkeit wird natürlich bei einem homogenen Material, wie es das Gemisch

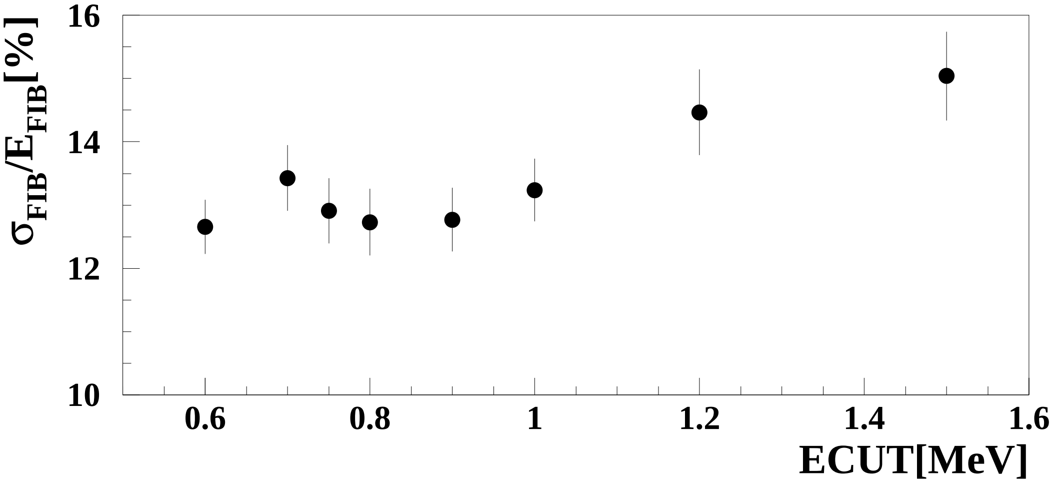

Abbildung 4.1: *Abhängigkeit des Verhältnisses der Breite σ_{FIB} der Energieverteilung in den Fasern zu deren Mittelwert E_{FIB} vom Abschneideparameter für Elektronen ECUT*

ist, nicht vorhanden sein. Um diese Winkeleinflüsse zu vermeiden, werden *unkritische* Winkel[1] von $\alpha = \beta = 3°$ gewählt. Die Winkelabhängigkeit wird in Kapitel 7 erörtert. In den Simulationen wurde als Kalorimeter jeweils ein Quader mit einer Frontfläche von $48 \cdot 48\,cm^2$ und einer Tiefe von $25\,cm$ verwendet.

4.1.1 Beschreibung der detaillierten Simulation

Wie in Abschnitt 2.5 schon erwähnt, ist die Beschreibung einer komplizierten Geometrie in GEANT relativ leicht zu handhaben. Es werden zunächst aus Quadern, Zylindern und Halbzylindern das Blei, die U-förmigen Ausbuchtungen für die Fasern, die Fasern selbst und die sie umgebende Ummantelung als „Einheitszellen" definiert. Diese werden dann zu der Blei-Faser-Matrix zusammengefügt. Abbildung 4.2 skizziert eine solche Einheitszelle mit ihren Einzelkomponenten.

Als Abschneideparameter für Elektronen wurden $750\,keV$ und für Photonen $100\,keV$ gewählt. Bei GEANT entsprechen die Abschneideparameter der kinetischen Energie der Teilchen. Die Motivation für diese Parameter ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Dort ist die Abhängigkeit des Verhältnisses der Breite σ_{FIB} der Energieverteilung in den Fasern zu deren Mittelwert E_{FIB} vom Abschneideparameter für Elektronen $ECUT$ dargestellt. Der für Photonen gewählte Parameter betrug $PCUT = 100\,keV$. Man erkennt erst bei $ECUT < 0.9\,MeV$ eine Konstanz des Verhältnisses im Rahmen der statistischen Fehler. Zusätzlich wurde

[1] Zur Definition der Winkel siehe Kapitel 3

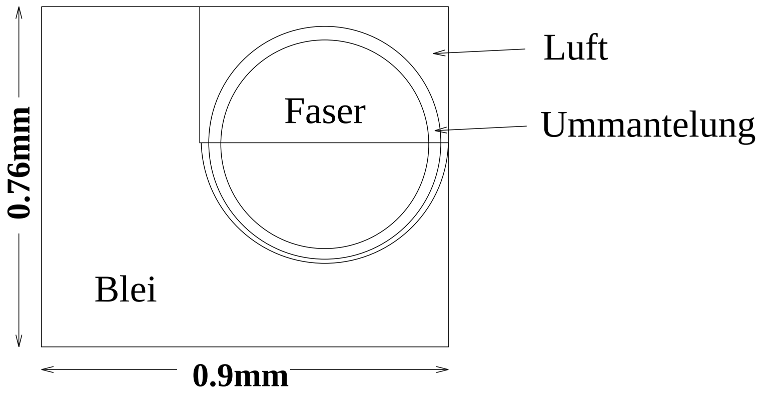

Abbildung 4.2: *Skizze einer zum Aufbau der Blei-Faser-Matrix definierten ,,Einheitszelle"*

sichergestellt, daß das transversale Schauerprofil, so wie es unten beschrieben wird, nicht von den gewählten Parametern abhängt.

4.1.2 Beschreibung des gemittelten Materials

Für das gemittelte Material wird die von dem Programmpaket GEANT angebotene Option benutzt, Materialien aufgrund ihrer Zusammensetzung zu mischen. Hierbei wird der Gewichtsanteil eines jeweiligen Elements an der Mischung und die Dichte des Gemisches angegeben. GEANT berechnet dann effektive Größen für das Atomgewicht, die Kernladungszahl, die Strahlungslänge und die nukleare Absorbtionslänge.

Aus Abbildung 4.2 kann man Volumenanteile für die einzelnen Komponenten bestimmen. Die Ummantelung der Fasern wurde hierbei vernachlässigt. Der Fehler der sich daraus für die Gewichtsanteile von Kohlenstoff und Wasserstoff ergibt, ist kleiner als 1‰. Man erhält mit folgenden Volumenanteilen der Materialien

Material	Volumenanteil	Dichte $[g/cm^3]$
Blei[2]	62.6%	11.26
Faser (Polystyrol $(CH)^k$)	28.7%	1.032
Luft	8.7%	≈ 0

folgende Gewichtsanteile:

Element	Gewichtsanteil
Blei	94.80 %
Antimon	0.31 %
Kohlenstoff	3.72 %
Wasserstoff	1.17 %

[2] mit 2% Antimon

Die Dichte des Materialgemisches beträgt $7.31\,g/cm^3$. Als Abschneideparameter für Elektronen und Photonen wurde hier $1\,MeV$ gewählt. Der Sinn dieser Wahl wird beim Vergleich der transversalen Schauerprofile deutlich.

Zur Simulation der Faserbündel werden im folgenden homogene Pyramidenstümpfe aus Szintillatormaterial verwendet. Damit begeht man natürlich einen Fehler. Die Fasern sind am Anfang des Bündels weniger dicht als am Ende. Dieser Volumeneffekt soll dadurch ausgeglichen werden, daß die Energiedeposition in den Faserbündeln mit einem Faktor 0.644 gewichtet werden soll. Dieser ergibt sich aus der Überlegung, daß am Anfang des Faserbündels die Volumenausnutzung der Fasern 28.7 % beträgt, am Ende 100 %. Eine Mittelung ergibt den Faktor.

4.1.3 Vergleich der Simulationen

Nach der Beschreibung der beiden Simulationen sollen die damit erzielten Schauerprofile miteinander verglichen werden. Für die transversalen Profile wurde in Abhängigkeit vom Abstand von der Schauerachse die Energiedeposition jedes simulierten Elementarprozesses aufgezeichnet. Für die longitudinalen Profile geschah dies in Abhängigkeit von der Tiefe der Deposition. Drei Fälle wurden unterschieden:

a) Energiedeposition im gemischten Material (in den Darstellungen dick gestrichelt)

b) gesamte Energiedeposition im Detektorvolumen der detaillierten Simulation (dünn gestrichelt)

c) Energiedeposition im Fasermaterial in der detaillierten Simulation (durchgezogene Linie)

Fall c) ist der Realität am nächsten und soll deshalb als Referenz verwendet werden.

Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die transversalen Schauerprofile für $1\,GeV$ und $30\,GeV$ Elektronen. Die folgenden Aussagen stimmen für beide Energien überein.

Im oberen Teil der Darstellung ist die normierte Energiedeposition als Funktion des Abstandes von der Schauerachse gezeigt. Es wurde auf eine Gesamtenergiedeposition von eins normiert. In dieser Darstellung ist keine allzu große Abweichung der einzelnen Kurven zu erkennen. Auch unterscheiden sich die Kurven unterschiedlicher Energie nicht.

Die Darstellung unten zeigt den hier als Einschluß bezeichneten Anteil der Energie, welcher innerhalb eines Zylinders um die Schauerachse deponiert wird, als

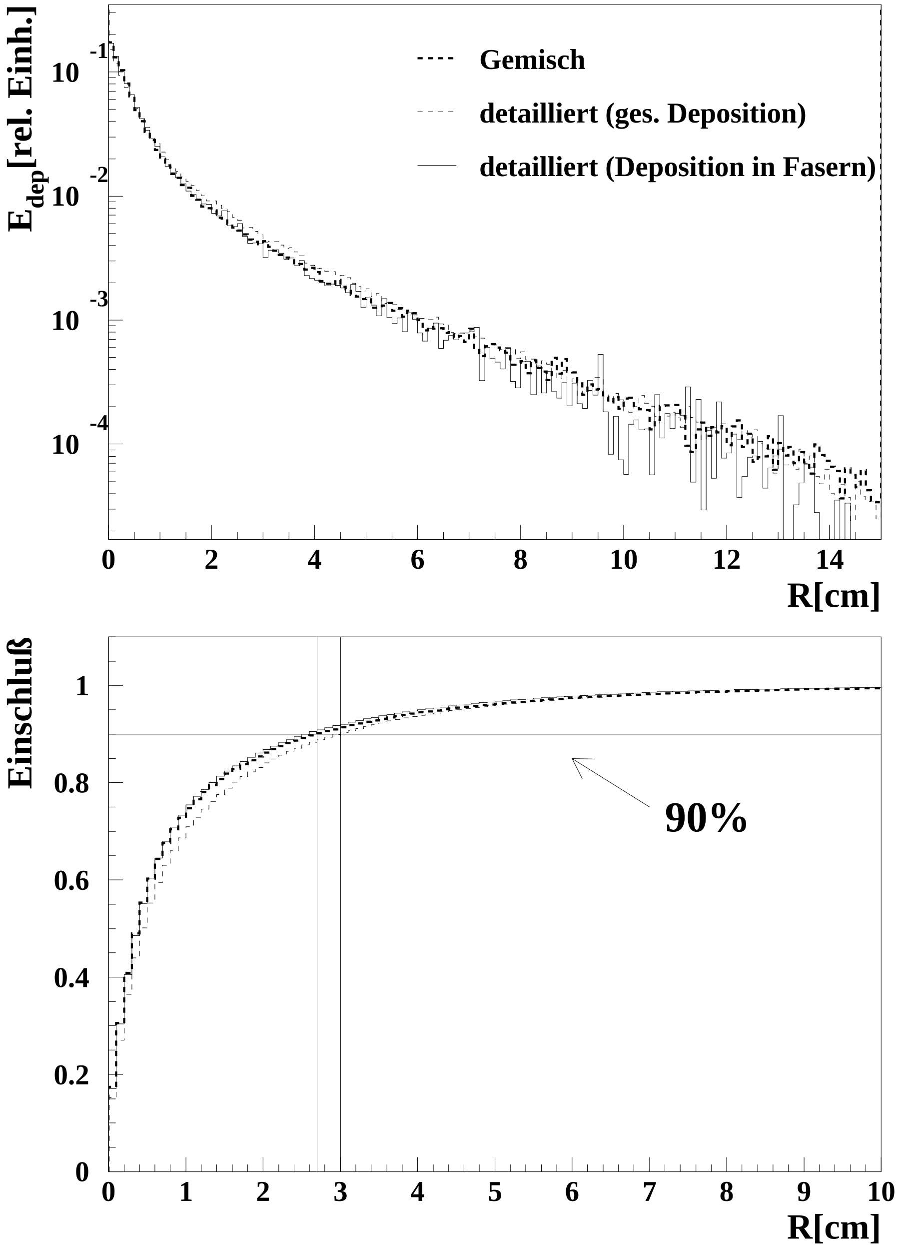

Abbildung 4.3: *Oben: Energiedeposition in relativen Einheiten als Funktion des Abstands von der Schauerachse für* 1 *GeV Elektronen. Unten: relativer Anteil der deponierten Energie in einem Zylinder, welcher die Schauerachse umschließt, als Funktion des Radius dieses Zylinders.*

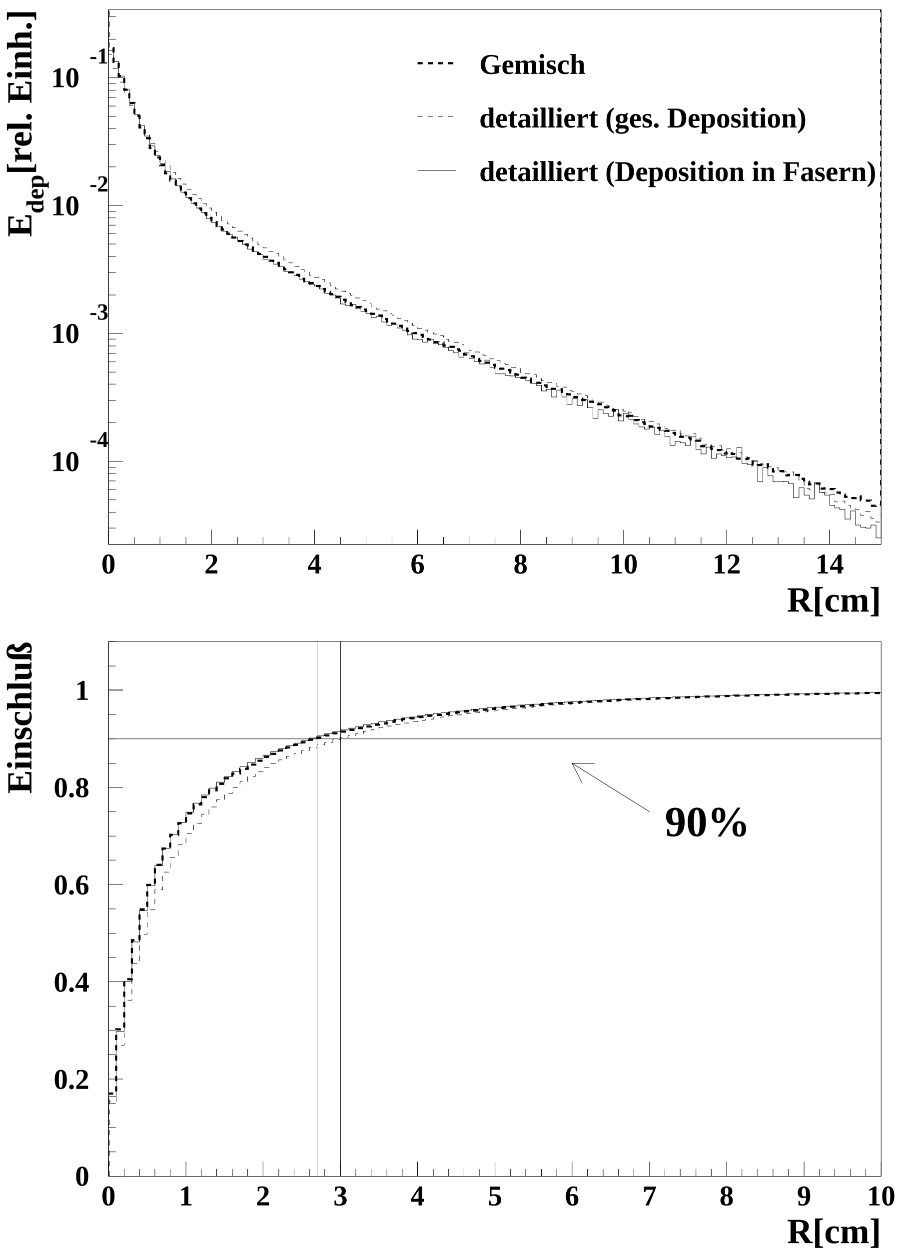

Abbildung 4.4: *Oben: Energiedeposition in relativen Einheiten als Funktion des Abstands von der Schauerachse für* $30\,GeV$ *Elektronen. Unten: relativer Anteil der deponierten Energie in einem Zylinder, welcher die Schauerachse umschließt, als Funktion des Radius dieses Zylinders.*

Funktion des Radius dieses Zylinders. Zusätzlich eingezeichnet ist der Radius, bei welchem 90% der gesamten Energie in dem Zylinder eingeschlossen sind. Für die Fälle a) und c) ist dieser Radius $2.7\,cm$. Für b) ergibt sich $R_{90\%} = 3.0\,cm$.

Der Einschluß der in den Fasern deponierten Energie wird von der Simulation mit dem Materialgemisch mit einer Genauigkeit von besser als 1% wiedergegeben. Die Energiedeposition im gesamten Material der detaillierten Simulation, Fall b), fällt flacher ab, als es bei den anderen Fällen zu beobachten ist. Der

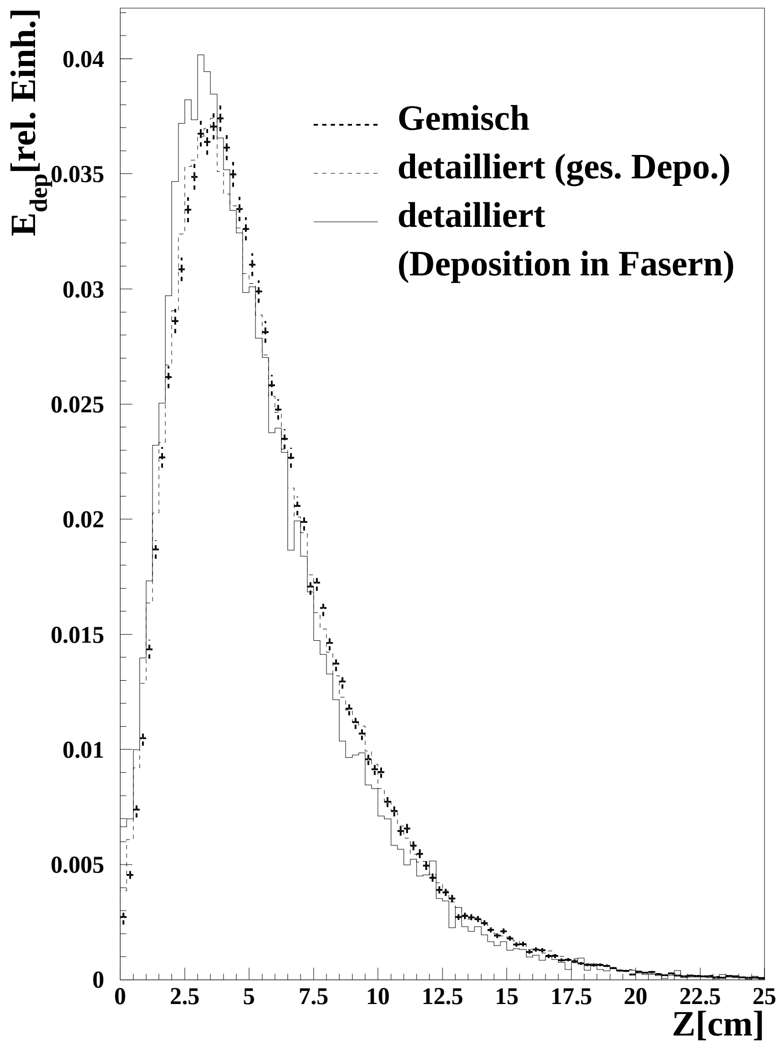

Abbildung 4.5: *Longitudinale Schauerprofile für simulierte Elektronen der Energie $1\,GeV$. Gezeigt ist die Energiedeposition E_{dep} in Abhängigkeit vom Abstand Z zur Frontfläche des Kalorimeters*

Grund ist der sogenannte Migrationseffekt. Teilchen mit niedriger Energie deponieren ihre Energie bevorzugt in Material mit hoher Kernladungszahl, wodurch sie die weiter außen liegenden Fasern nicht erreichen. Dieser Effekt wurde bei dem Materialgemisch durch die Wahl höherer Abschneideparameter nachempfunden.

In Abbildung 4.5 sind die longitudinalen Profile für die oben genannten Fälle eingetragen. Es fällt auf, daß hier die Profile bei der Verwendung des gemischten Materials und bei der gesamten Deposition in der detaillierten Simulation besser übereinstimmen. Die Energiedeposition in den Fasern erreicht ihren Maximalwert ein wenig früher. Dies liegt vermutlich daran, daß trotz der gleichmäßigen Verteilung der Einschußorte auf $1 \cdot 1cm^2$ immer noch ein Effekt des Auftreffortes vorhanden ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron zuerst in Blei eintritt, ergibt sich aus dem Volumenverhältnis zwischen Blei und Fasern und ist 2.1:1.

Es kann dennoch gesagt werden, daß die Simulation mit dem gemischten Material die Eigenschaften der Blei-Faser-Matrix relativ gut zu beschreiben vermag. Die Diskrepanz im longitudinalen Profil des Schauers ist für kleine Einschußwinkel nicht so bedeutend. Wichtiger für diese Arbeit ist daher die richtige Beschreibung des transversalen Profils.

4.2 Fluktuationen und Gewichtung

In diesem Abschnitt soll auf Probleme bei der Simulation mit einem homogenen Materialgemisch eingegangen werden. Dadurch, daß keine Sampling-Struktur verwendet wird, entstehen natürlich auch keine Sampling-Fluktuationen, welche für den Hauptanteil an der Energieauflösung für elektromagnetische Schauer verantwortlich sind. Um diese dennoch zu beschreiben, müssen die Sampling-Fluktuationen künstlich angebracht werden. Die Energiedeposition jeder einzelnen Zelle wird mit $\sigma_i = a \cdot \sqrt{E_i}$, mit E_i = Energiedeposition in der Zelle in GeV und a dem Energieauflösungsvermögen für elektromagnetische Schauer, gaußisch verschmiert. Das hierdurch erreichte Auflösungsvermögen ergibt sich bei quadratischer Addition der Energiedepositionen zu:

$$\frac{\sigma_{ges}}{E_{ges}} = \frac{a}{\sqrt{E_{ges}}}$$

Die Größe des Sampling-Terms bei der Energieauflösung muß Testmessungen entnommen werden und beträgt $a \approx 7\%$ [HUTT94]. Bei Hadronen wird auf eine künstliche Verschmierung verzichtet, da die Fluktuationen hadronischer Schauer in diesem Energiebereich größer als die Sampling-Fluktuationen sind. Diese Behandlung führt dazu, daß die Breite der Energieverteilung nicht inelastisch wechselwirkender Hadronen zu schmal wiedergegeben wird.

Die Nichtbenutzung der Sampling-Struktur führt zu dem weiteren Problem, daß normalerweise nur ein Bruchteil der Energie in den Fasern selbst deponiert wird. Dieser Bruchteil wird als *sampling fraction*[3] bezeichnet und soll im folgenden mit SF abgekürzt werden. Da aber die Faserbündel in einer detaillierten und einer ,,gemischten" Simulation nicht unterschiedlich behandelt werden, muß die Energiedeposition in dem homogenen Material herunterskaliert werden. Eine äquivalente Vorgehensweise ist es, die Energiedeposition in den Faserbündeln mit dem Reziprokwert der SF heraufzugewichten. Dies hat den Vorteil, daß man sofort die vom Detektor registrierte Energie ablesen kann. Für Elektronen, welche nahezu ihre vollständige Energie im gemischten Material deponieren, haben die Faserbündel für die registrierte Energie eine geringe Bedeutung[4]. Anders ist dies für Hadronen und Myonen, da ihre Energie nur in den seltensten Fällen vollständig auf einer hadronischen Wechselwirkungslänge deponiert wird. Um den Effekt der Faserbündel zu verstehen, wird ein minimal ionisierendes Teilchen betrachtet. Dieses wird beim Durchgang durch den elektromagnetischen Teil des SpaCal im Mittel $7.2\,cm$ seines Weges in Fasern zurücklegen. Der Weg im Fasermaterial des Bündels wird zwischen $0\,cm$ und $5.1\,cm$ variieren[5]. Das heißt, daß ein Großteil der rekonstruierten Energie durch die Faserbündel entstehen kann.

Die Bestimmung der SF für minimal ioniserende Teilchen ist recht einfach. Man berechnet aus dem Volumenanteil und den tabellierten Werten für $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mip}$ für Blei und Fasern den relativen in den Fasern deponierten Anteil. Man erhält mit einem Faseranteil von $\approx$28.7% und einem Bleianteil von $\approx$62.6% eine SF für solche Teilchen von 7.2%. Dieser Wert ist im Mittel sicherlich richtig. Man muß jedoch bedenken, daß nicht alle Teilchen den selben Anteil an Fasern durchqueren, da dieser Anteil auftreffort- und winkelabhängig ist. Dies wird in Kapitel 7 näher untersucht.

Für Elektronen ist die Bestimmung der SF nicht so einfach. Man könnte detaillierte Simulationen heranziehen und dort den Anteil der sichtbaren Energie bestimmen. Leider liefern unterschiedliche Simulationsprogramme unterschiedliche Werte. EGS4 gibt zum Beispiel einen Wert von ca. 4.4, GEANT eine Wert von ca. 3.0 aus. In [BRÜC88] findet man einen Wert für elektromagnetische Schauer von 60% der SF eines minimal ioniserenden Teilchens. Dies führt zu einem Wert von 4.3, welcher der detaillierten Simulation mit EGS sehr nahe kommt. Da die Gewichtung der Faserbündel für elektromagnetische Schauer nicht so wesentlich ist, der Schauer erreicht das Faserbündel im allgemeinen nicht, soll dieser Wert im folgenden Verwendung finden.

[3]engl.: sample=Stichprobe / fraction=Bruchteil

[4]in Kapitel 6.3 wird ein anderer Fall geschildert, wo diese Aussage nicht vollständig zutrifft

[5]die Länge des Faserbündels von $8\,cm$ multipliziert mit dem im Abschnitt 4.1.2 gefundenen Faktor für die Faserbündel

Für Hadronen ist die Bestimmung der SF komplizierter, da wesentlich mehr Prozesse beitragen. Für diese Prozesse finden sich Werte zwischen 0% und 200% für die SF relativ zu der eines minimal ionisierenden Teilchens. Zur Vereinfachung wird daher zunächst für alle Hadronen eine SF von 7.2 % angenommen. Dieser Wert kann später durch Vergleich mit Messungen angepaßt werden.

Ähnliche Überlegungen für die hadronische Sektion des SpaCal liefern eine SF von 2.3% für elektromagnetische und 3.9% für hadronische Schauer.

Kapitel 5

Vergleich von Simulationsrechnungen und Teststrahlmessungen mit Elektronen und Pionen

In diesem Kapitel sollen zunächst Ablauf und Aufbau der Teststrahlmessung und die Methode der Datenselektion beschrieben werden. Danach wird die zum Vergleich mit der Messung verwendete Simulation erläutert. Daraufhin wird die in Abschnitt 4.2 angesprochenen Gewichtung der Faserbündel und das Antwortverhalten des Kalorimeters für Pionen überprüft. Mit Hilfe der Simulation wird eine Methode zur Rekonstruktion des Einschußortes von Elektronen und Pionen erklärt und dann mit den Messungen verglichen. Außerdem werden mehrere Methoden zur Trennung von Elektronen und Pionen in Simulation und Teststrahlmessung untersucht. Weiterhin sollen die Enflüsse von inaktivem Material vor dem SpaCal und von einem Magnetfeld auf die Elektron-Pion-Trennung betrachtet werden.

5.1 Beschreibung der Teststrahlmessung

In Abbildung 5.1 ist eine Seitenansicht des verwendeten Aufbaus dargestellt. Er entspricht weitgehend dem in Kapitel 3 beschriebenen. Es wurden 4 Supermodule, dies entspricht 64 Zellen, des elektromagnetischen und 9 Zellen des hadronischen SpaCal verwendet. Der hadronische Teil war $60\,cm$ hinter dem elektromagnetischen aufgestellt. Beide Komponenten waren auf einem Winkelfahrtisch positioniert. Die Winkel[1] bei den hier analysierten Meßläufen waren

[1]Zur Definition der Winkel siehe Kapitel 3

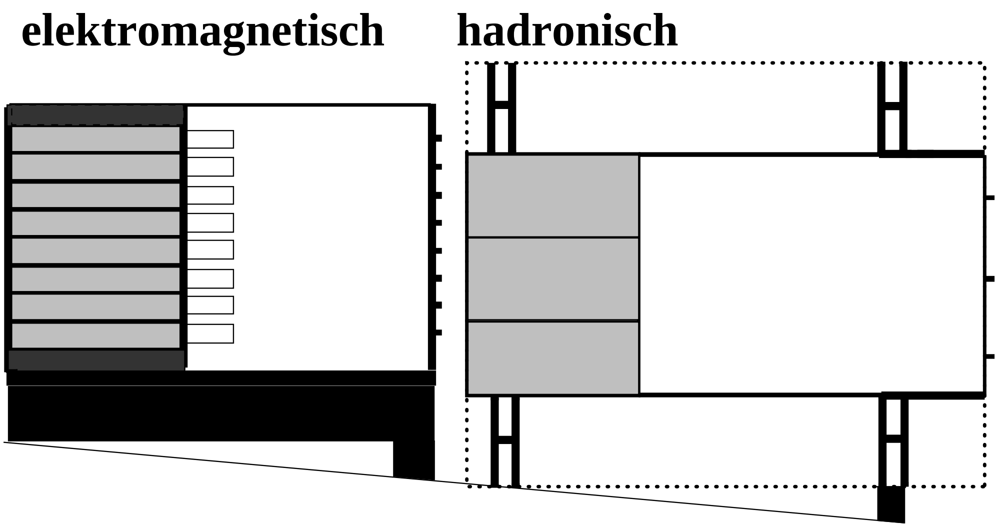

Abbildung 5.1: *Seitenansicht des Aufbaus bei der Teststrahlmessung am Proton-Synchrotron*

auf $\alpha = \beta = 4.5°$ eingestellt. Der Energiebereich reichte von $2\,GeV$ bis $7\,GeV$. Die untersuchten Teilchen waren Elektronen und negativ geladene Pionen.

Zur Teilchenidentifikation wurden zwei Čerenkovzähler verwendet. Ihre Funktionsweise ist in Abschnitt 3.1 erklärt. In Abbildung 5.2 sind die mit den Čerenkovzählern aufgenommenen ADC-Spektren für einen Meßlauf dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung, welcher das Spektrum des ersten Zählers zeigt, sieht man eine deutliche Trennung in zwei Bereiche. Die Einträge bei niedrigem ADC-Wert rühren von schwereren Teilchen wie Myonen und Hadronen her, welche kein Čerenkovlicht produzieren, da ihre Geschwindigkeit nicht über der Čerenkovschwelle liegt. Im unteren Teil der Abbildung ist die Trennung nicht ganz so deutlich. Vermutlich war der Čerenkovzähler nicht so gut eingestellt. Zur Definition der Teilchenart werden die in den Abbildungen eingezeichneten Schwellen verwendet. Als Elektron werden Teilchen akzeptiert, bei welchen der ADC-Wert beider Čerenkovzähler größer als 150 ist. Für Hadronen und Myonen wird ein Wert kleiner als 50 gefordert. Alle Teilchen, die nicht diese Bedingung erfüllen, werden verworfen.

Zur Identifikation von Myonen befand sich ein weiterer Szintilationszähler hinter einer Betonabschirmung im Strahlengang. Beim Ansprechen dieses Zählers bei einer Triggerentscheidung wurde das Teilchen als Myon identifiziert.

Der Teilchenstrahl besteht nach der Abtrennung vornehmlich aus Pionen. Der Anteil an Antiprotonen beträgt weniger als 1%, derjenige an negativen Kaonen weniger als 5% [SIMO88]. Trotz der Beimischung von anderen Hadronen soll im weiteren Verlauf diese Kapitels von Pionen oder allgemein Hadronen die Rede

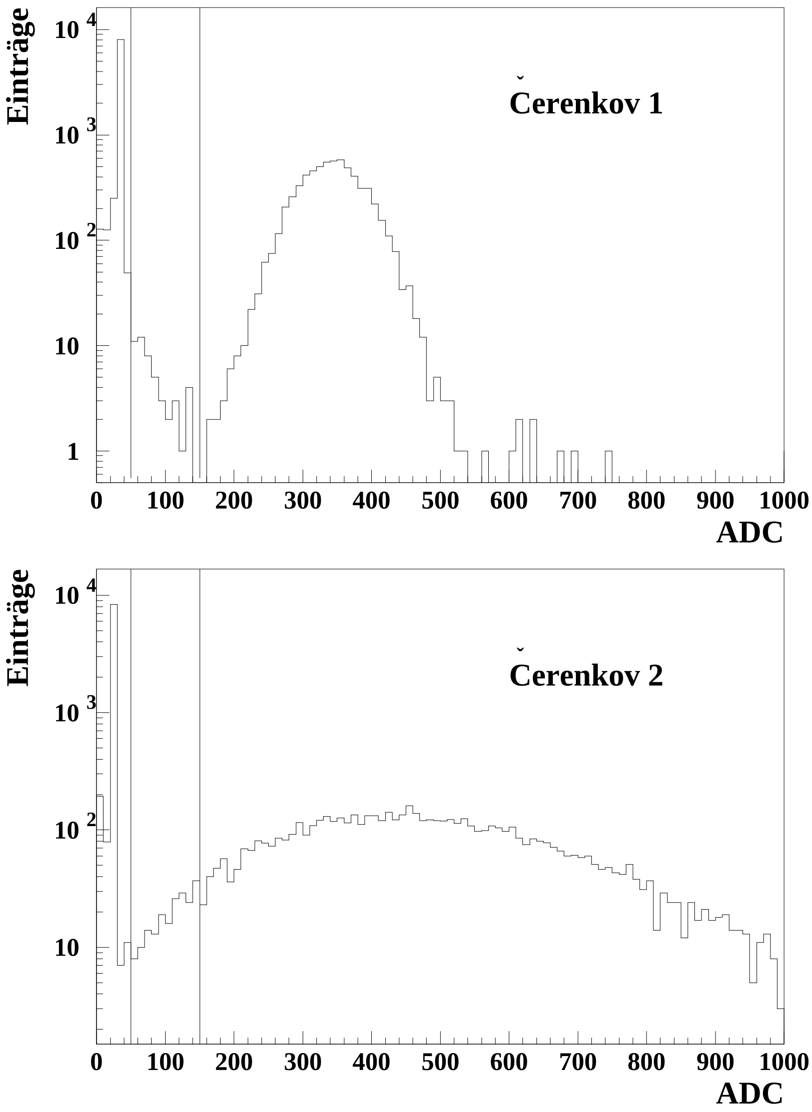

Abbildung 5.2: *ADC-Spektren der beiden Čerenkovzähler bei einem Meßlauf. Ein Wert größer als 150 definiert ein Elektron. Ein Wert kleiner als 50 definiert ein Hadron oder Myon*

sein.

Da die Teilchenraten bei dieser Testmessung sehr hoch waren, mußten besondere Vorkehrungen getroffen werden, welche verhinderten, daß mehr als ein Teilchen gleichzeitig in den Detektor gelangte. Zunächst wurde der Strahl defokusiert, so daß die Teilchendichte verringert wurde. Zusätzlich zu den in Kapitel 3 be-

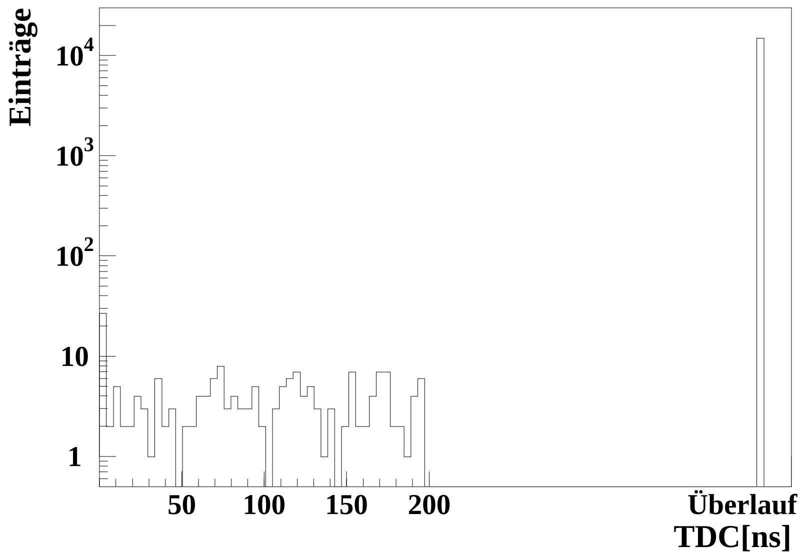

Abbildung 5.3: *Verteilung der TDC Information des Vetozählers*

schriebenen drei Szintillatoren befand sich eine großflächige Szintillatorscheibe im Strahlengang, welche ein Loch mit einem Durchmesser von $3\,cm$ besaß. Diese Scheibe wird als Vetozähler bezeichnet. Die Elektronik war so geschaltet, daß Teilchen nur dann akzeptiert wurden, wenn innerhalb von $1\,\mu s$ vor der Triggerentscheidung kein Signal in diesem Szintillator erzeugt wurde. Desweiteren veranlaßte die Triggerentscheidung den Start eines TDC, welcher bei Aktivität im Vetozähler gestoppt wurde. Der vom TDC gelieferte Wert wurde mit den restlichen Daten abgespeichert. In Abbildung 5.3 ist die Verteilung der vom TDC gelieferten Zeitinformation für einen Meßlauf aufgetragen. Man findet die meisten Einträge beim Überlauf des TDC und eine kleine Anhäufung bei kleinen Werten. Die Ereignisse im Überlauf haben den TDC innerhalb von $200\,ns$ nicht gestoppt und sind dementsprechend Ereignisse, bei welchen nur ein Teilchen in den Detektor gelangt ist. Die Lücke zwischen dem letzten Eintrag und dem Wert für den Überlauf ergibt sich aus der Arbeitsweise des TDC, nämlich durch das Hinzuschalten des sogenannten ,,Overflow-Bit". Nur Teilchen mit TDC-Werten im Überlauf wurden akzeptiert.

Bei der Datenanalyse wurden für jeden Meßlauf einzeln die Mittelwerte der Pedestals jedes Kanals bestimmt und dann vom ADC-Inhalt des jeweiligen Kanals subtrahiert. Die Breite der Verteilung der Pedestalsumme aller Zellen des elektromagnetischen SpaCal betrug ungefähr 18 ADC-Kanäle. Dies entspricht einer Energie von ungefähr $80\,MeV$. Die Einzelkanäle besaßen im Mittel Schwankungen von ca. $10\,MeV$. Die Breite der Pedestalverteilung des hadronischen Kalorimeters betrug 11 ADC-Kanäle, was ungefähr $50\,MeV$ entspricht. Hier betrug die

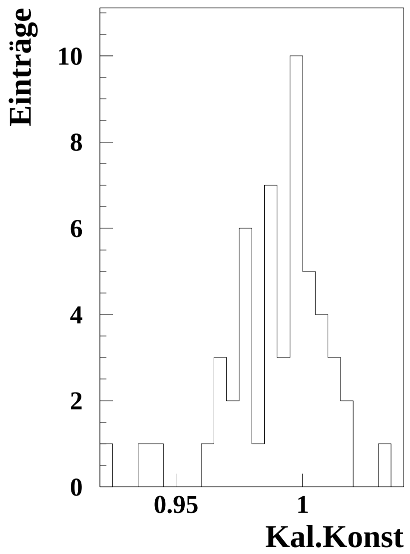

Abbildung 5.4: *Verteilung der Kalibrationskonstanten für das elektromagnetische SpaCal*

mittlere Schwankung eines Kanals ca. $7\,MeV$. Folgt man den Ausführungen in Kapitel 3, so erkennt man, daß im hadronischen Teil des SpaCal kohärentes Rauschen vorgelegen haben muß. Dieses kann durch Einstreuung externer Signale in die Elektronik entstanden sein.

Die Interkalibration der Zellen wurde auf die in Kapitel 3 beschriebe Weise mit Elektronen der Energie $4\,GeV$ durchgeführt. Hierbei gab es technische Probleme beim Abspeichern der Daten dieser Meßläufe, so daß einige Datensätze überschrieben wurden. Dadurch stehen nur die Kalibrationsmessungen für 51 Zellen zur Verfügung. In Abbildung 5.4 ist die Verteilung der Kalibrationskonstanten für die Zellen, bei welchen Kalibrationmessungen vorliegen, dargestellt. Die Standardabweichung dieser Verteilung beträgt 2%. Die Kalibrationskonstanten für die übrigen Zellen wurden in Ermangelung besseren Wissens auf 1 festgelegt.

Die Einstellung der Hochspannung des hadronischen SpaCal wurde zunächst mit Hilfe von Myonen durchgeführt. Hierbei wurde die Hochspannung so reguliert, daß sich der Mittelwert der ADC-Werte jeder einzelnen Zelle bei einem Wert befand. Zu einem späteren Zeitpunkt wurde das elektromagnetische SpaCal entfernt. Damit konnte das übliche Kalibrationsverfahren, diesmal mit $2\,GeV$ Elektronen, durchgeführt werden. Durch diese Messung ist somit auch die Energieskala des hadronischen SpaCal bekannt. Die Verteilung der mit den Elektronen gewonnenen Kalibrationskonstanten zur Interkalibration der Zellen des hadronischen SpaCal hat eine Standardabweichung von ungefähr 9%. Dies gibt die Güte der zuvor mit dem Myonen durchgeführten Einstellung an.

laufende Nummer	Meßlauf	Einschuß-position	Energie $[GeV]$	Zahl der Elektronen	Zahl der Pionen
1	805		2	1942	1244
2	786	Zentrum	4	583	2010
3	854		5	340	1291
4	808		7	299	4463
5	818		2	931	394
6	825	Kante	3	881	1079
7	792		4	649	1874
8	809		7	188	3043
9	826		3	963	1144
10	804	Ecke	4	815	2669
11	858		5	315	1353
12	810		7	77	1368

Tabelle 5.1: *Auflistung der analysierten Meßläufe*

Analysiert wurden 12 Meßläufe mit unterschiedlichen Energien und Einschußorten. Die verschiedenen Einschußpositionen sind in Abbildung 5.5 skizziert. In diesem Kapitel wird häufig auf diese Einschußpositionen verwiesen. Sie werden dann gemäß Abbildung 5.5 mit „Zentrum", „Kante" und „Ecke" bezeichnet. In Tabelle 5.1 finden sich die Nummern der Meßläufe mit der zugehörigen Einschußposition, der Einschußenergie und einer im weiteren verwendeten laufenden Nummer. Desweiteren ist die Anzahl der Elektronen und Pionen im jeweiligen Meßlauf eingetragen, welche nach den in diesem Abschnitt genannten Schnitten, zuzüglich einem Schnitt auf einen $1 \cdot 1\,cm^2$ großen Auschnitt des Teilchenstrahls, übrigbleiben. Der Strahlausschnitt wurde mit den in Abbildung 3.1 mit F1 und F2 bezeichneten Szintillatoren definiert.

5.2 Beschreibung der Simulation

Mit dem Simulationspaket GEANT wurde ein Ausschnitt des SpaCal simuliert. Eine dreidimensionale Zeichnung des Aufbaus befindet sich in Abbildung 5.6. Er besteht aus $12 \cdot 12$ Zellen mit jeweils $4.0\,cm$ Kantenlänge und $25.0\,cm$ Tiefe. Die Zellen wurden nicht aus Bleiplatten mit eingelegten Fasern aufgebaut, sondern mit dem in Abschnitt 4 beschriebenen Materialgemisch gefüllt. Hinter jede der Zellen wurde ein Pyramidenstumpf aus Szintillator plaziert, gefolgt von einem Pyramidenstumpf aus Polystyrol, welche nacheinander die Faserbündel und die Lichtmischer repräsentieren. Die Pyramidenstümpfe aus Szintillator haben quadratische Stirnflächen von $4.0 \cdot 4.0\,cm^2$ und $2.3 \cdot 2.3\,cm^2$ und eine Länge von $8\,cm$. Die Pyramidenstümpfe aus Polystyrol haben Stirnflächen von $2.6 \cdot 2.6\,cm$

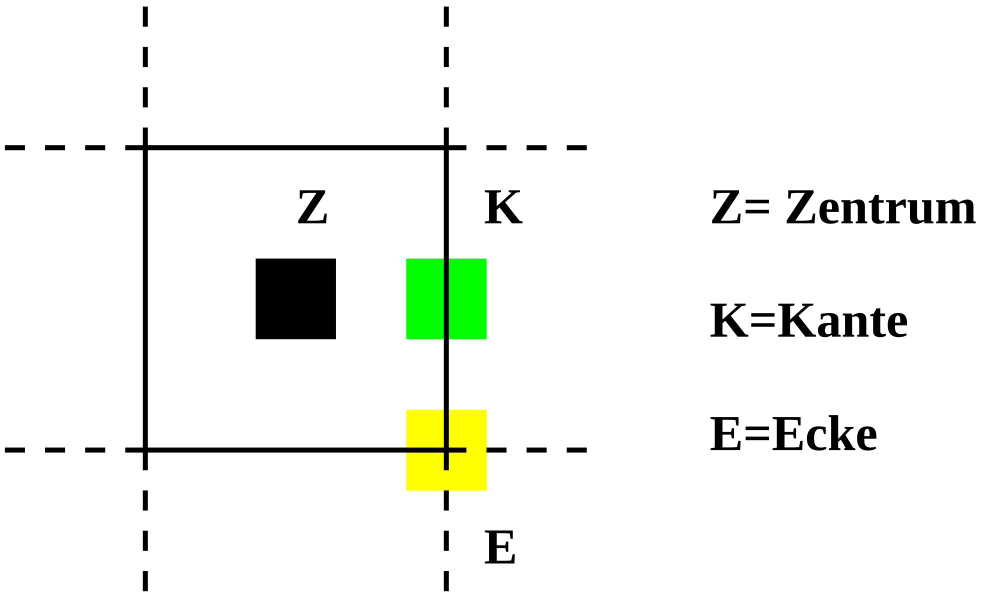

Abbildung 5.5: *Skizze der Einschußorte in der Testmessung. Gezeigt ist eine Zelle mit den als Zentrum, Kante und Ecke gekennzeichneten Einschußpositionen*

und $2.3 \cdot 2.3\,cm$ und eine Länge von $6.0\,cm$. Um die im Experiment folgenden Photomultiplier nebst Hochspannungsversorgung, Kühlung und Kalibrationssytem zu beschreiben, wurde ein homogener Block aus Aluminium mit der Dichte $\rho = 0.5\frac{g}{cm^3}$ und einer Tiefe von $10.0\,cm$ verwendet. Die Dichte wurde aus dem Gewicht der einzelnen Komponenten abgeschätzt und ist nur eine Näherung. Die Zellen im hadronischen SpaCal haben ein Frontfläche von $12.0 \cdot 12.0\,cm^2$, was zur Folge hat, daß nur $4 \cdot 4$ Zellen in der Beschreibung Platz finden. Der letzte Teil der Detektorsimulation besteht erneut aus Pyramidenstümpfen, diesmal mit Stirnflächen von $12.0 \cdot 12.0\,cm^2$ und $5.0 \cdot 5.0\,cm^2$ und einer Länge von $10.0\,cm$. Auf eine Simulation von Lichtleitern usw. wurde hier verzichtet, da dort kein Signal erzeugt wird. In den Lichtleitern besteht die Möglichkeit der Erzeugung von Čerenkovlicht. Die Zahl der erzeugten Photonen ist aber gegenüber der Zahl der im Szintillationsprozeß erzeugten Photonen vernachlässigbar.

Außerdem besteht in der Simulation noch die Möglichkeit, einen $10\,cm$ dicken Quader aus Aluminium als inaktives Vormaterial zu verwenden. Diese $10\,cm$ Aluminium entsprechen in etwa 1.1 Strahlungslängen und 0.25 nuklearen Wechselwirkungslängen an Vormaterial, welche $20\,cm$ vor dem Detektor plaziert werden. Im H1-Detektor befinden sich auf der Bahn der gestreuten Elektronen auf einem Weg von ca. $1.5\,m$ 1-2 Strahlungslängen an inaktivem Material [DESY93-103]. Die Verteilung ist sehr inhomogen und nur ungenau bekannt. Die Simulation eines Aluminiumquaders ist dementsprechend eine sehr grobe Näherung an die später im Experiment erwarteten Verhältnisse.

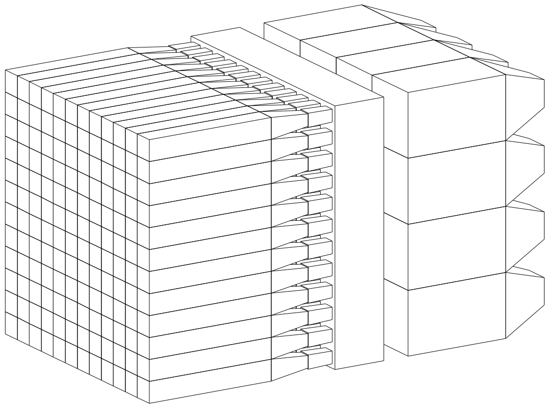

Abbildung 5.6: *Zeichnung des simulierten Aufbaus*

Der Einschuß von Elektronen und Pionen auf eine Fläche von $4 \cdot 4\,cm^2$ wurde bei unterschiedlichen Einschußwinkeln und Energien, sowohl mit und ohne Magnetfeld als auch mit und ohne Vormaterial[2] simuliert.

5.3 Untersuchungen mit Pionen

Zunächst soll das Antwortverhalten des Kalorimeters auf Pionen untersucht werden. In Abbildung 5.7 sind die Verteilung der rekonstruierten Energie E_{rek} für Pionen der Energie $7\,GeV$ für die verschiedenen Einschußpositionen bei der Messung und für die Simulation dargestellt. Die Fläche ist jeweils auf 100% normiert. Man erkennt keine signifikante Abhängigkeit vom Einschußort. Deshalb wurden bei dem aus der Simulation entnommenen Spektrum keine Schnitte auf den Einschußort angebracht. Bei der Simulation wurde der in Kapitel 4 berechnete Wert für die Gewichtung der Faserbündel verwendet. Bei kleinen rekonstruierten Energien unter $1\,GeV$ sind die Einträge von Teilchen zu erkennen, welche das elektromagnetische Kalorimeter ohne aufzuschauern durchquert haben. Diese Teilchen werden oft als minimal ionisierend bezeichnet, was nicht ganz korrekt ist, da sie im allgemeinen nicht die Energie haben, wie sie das Minimum des Ionisationsverlustes der Bethe-Bloch-Formel vorhersagen würde. Ihr Energieverlust ist ein wenig höher. Dennoch soll hier die übliche Bezeichnung benutzt werden. Bei der Messung sind am Ende des Spektrums vermehrt Einträge zu erkennen. In der Simulation fehlen diese. Es liegt nahe anzunehmen, daß diese Einträge von Elektronen stammen, welche nicht durch die am Anfang dieses Kapitels genannten Schnitte abgetrennt wurden. Ihr Anteil läßt sich durch einfaches Abzählen der Einträge oberhalb der von der Simulation gegebenen maximalen Energie zu

[2] im folgenden auch häufig als *Konverter* bezeichnet

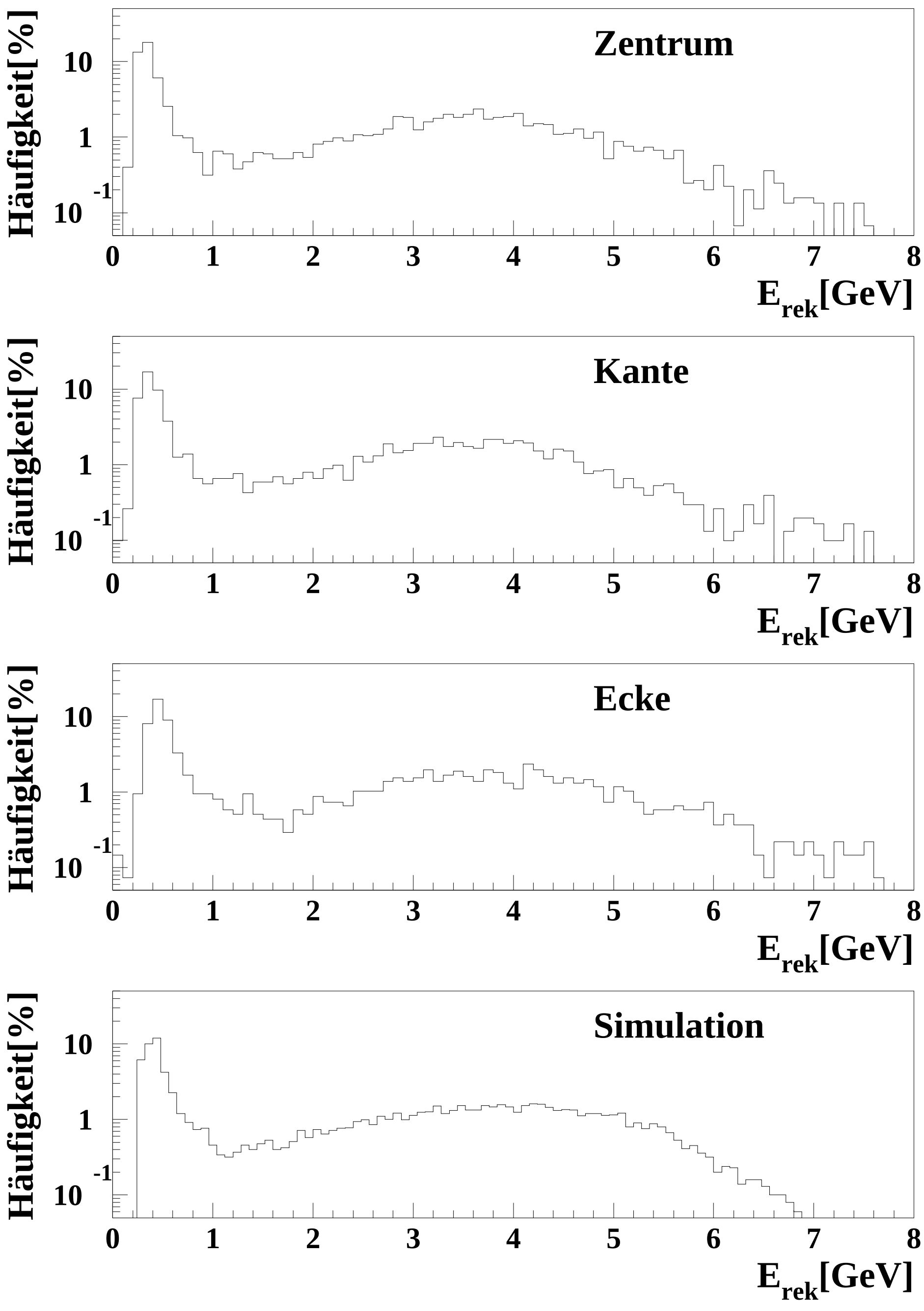

Abbildung 5.7: *Vergleich der Verteilung der rekonstruierten Energie E_{rek} im elektromagnetischen Teil des SpaCal von 7 GeV Pionen bei verschiedenen Einschußorten in der Messung und der Simulationsrechnung*

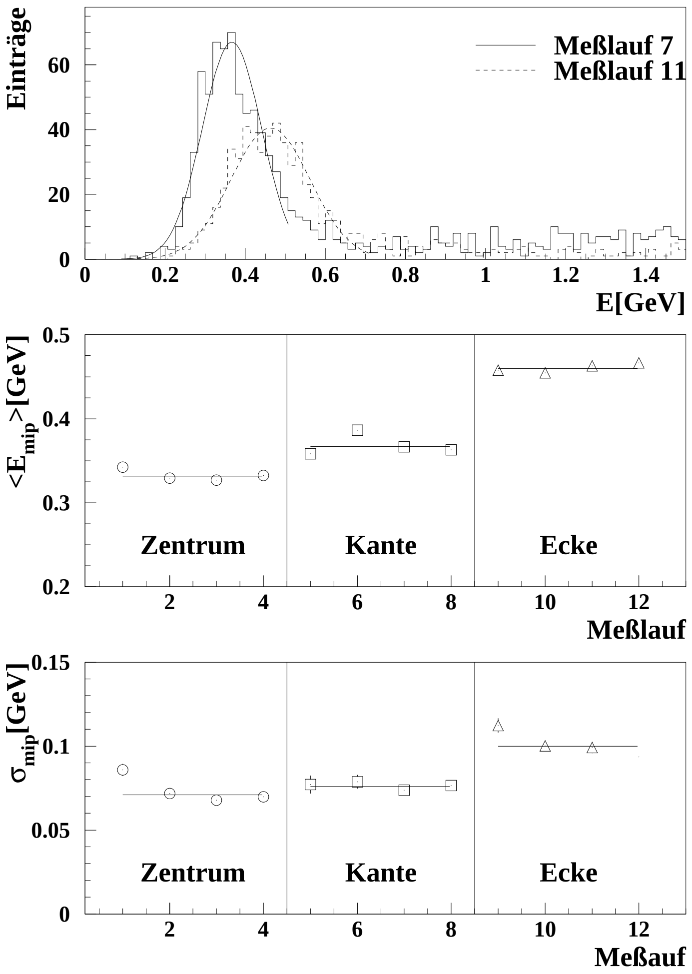

Abbildung 5.8: *Abhängigkeit des Signals minimal ionisierender Teilchen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters vom Auftreffort. Aufgetragen sind oben die Verteilungen der rekonstruierten Energie für zwei Meßläufe mit verschiedenen Einschußpositionen. In der Mitte sind die Mittelwerte $\langle E_{mip} \rangle$ und unten die Breite σ_{mip} der Anpassung von Gaußverteilungen an die oben gezeigten Verteilungen aller Meßläufe gezeigt. Weiterhin sind die Mittelwerte für jede Einschußposition als Linie eingetragen*

maximal 0.5% abschätzen. Die folgende Methode liefert ein kompatibles Ergebnis: Zunächst wird an die Verteilung der rekonstruierten Energie für Elektronen eine Gaußverteilung angepaßt. Im weiteren wird an die Verteilung für Pionen die Summe aus zwei Gaußverteilungen angepaßt. Hierbei wird aber der Mittelwert und die Breite der zweiten Gaußverteilung auf die für die Elektronen erhaltenen Werte fixiert. Aus der Fläche der so erhaltenen zweiten Gaußverteilung läßt sich

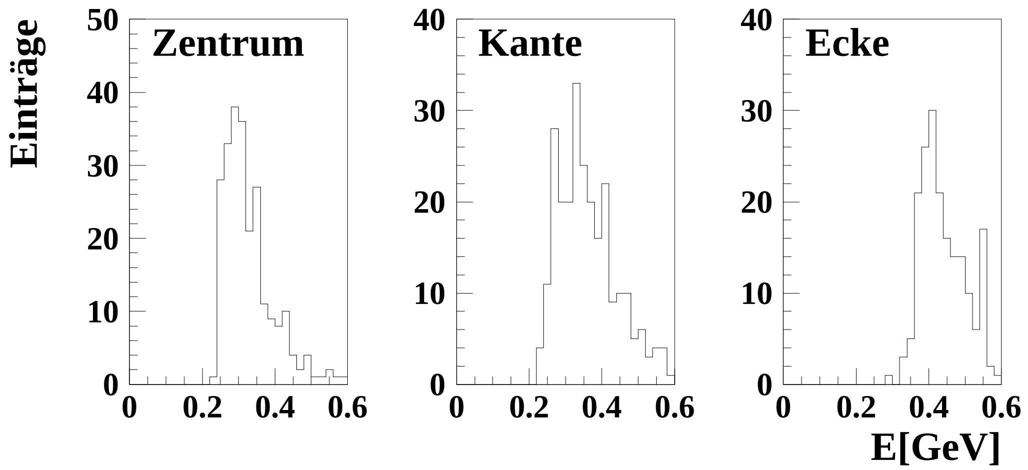

Abbildung 5.9: *Verteilung der rekonstruierten Energie E der minimal ionisierenden Pionen für verschiedene Einschußorte in der Simulation*

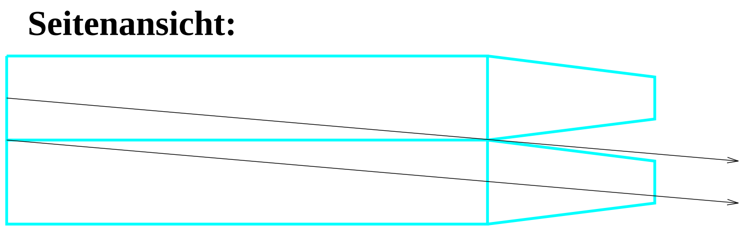

Abbildung 5.10: *Skizze zur Erklärung der Lage des Signals für minimal ionisierende Hadronen. Gezeigt ist der Schnitt durch ein Submodul*

nun der Anteil an Elektronen zu wiederum maximal 0.5% abschätzen. Eine Ladungsaustauschreaktion bei der ein π^0 entsteht, welches dann in in zwei Photonen zerfällt kann für diese Ereignisse nicht verantwortlich sein, da man diese auch in der Simulation sehen sollte.

Der Bereich kleiner rekonstruierter Energien ist im oberen Teil der Abbildung 5.8 für zwei Meßläufe vergrößert dargestellt. Meßlauf 7 war ein Einschuß in eine ,,Kante", Meßlauf 11 in eine ,,Ecke". Angepaßt wurde jeweils eine Gaußverteilung. Im mittleren Teil von Abbildung 5.8 ist der Mittelwert $\langle E_{mip} \rangle$ und im unteren Teil die Breite σ_{mip} dieser Anpassung für alle Meßläufe aufgetragen. Man erkennt eine Konstanz beider Größen für die einzelnen Einschußorte. Bei dem Einschuß in die ,,Ecke" sind deutlich höhere Werte zu verzeichnen. Mittelwert und Breite sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. In Abbildung 5.9 sind die Verteilungen der minimal ionisierenden Hadronen aus der Simulation für die drei Einschußorte dargestellt. Die Mittelwerte der Verteilungen für die Simulation

	$\langle E_{mip} \rangle$ $[MeV]$	σ_{mip} $[MeV]$	$\langle E_{mip} \rangle$ (Simulation) $[MeV]$
Zentrum	331±2	71.1±1.0	≈328
Kante	367±2	76.0±1.5	≈368
Ecke	460±2	99.9±1.5	≈440

Tabelle 5.2: *Vergleich zwischen Mittelwert $\langle E_{mip} \rangle$ und Breite σ_{mip} der Verteilungen der rekonstruierten Energie E_{rek} für minimal ionisierende Hadronen aus der Messung und dem Mittelwert der Verteilungen aus der Simulation*

sind ebenfalls in der Tabelle eingetragen. Sie sind in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten, was auf eine vernünftige Gewichtung der Faserbündel schließen läßt. Aufgrund der in der Simulation fehlenden Sampling-Fluktuationen für Hadronen ist es nicht sinnvoll, die Breiten der Verteilungen aus Simulation und Messung zu vergleichen (siehe Kapitel 4).

Das in Abbildungen 5.8 und 5.9 gezeigte Verhalten kann man verstehen. In Abbildung 5.10 ist die Seitenansicht eines SpaCal-Ausschnittes gezeigt. Bei einem Einschußwinkel von 4.5° erhält man eine Verschiebung des Austrittspunktes um 1.96 cm zum Eintrittspunkt. Das hat zur Folge, daß ein Teilchen, welches in das Zentrum einer Zelle trifft, direkt zwischen den Faserbündeln austritt und damit dort kein Licht erzeugen kann. Dies ist in der Seitenansicht illustriert. Erst ein Teilchen, welches in die ,,Ecke" eintritt durchquert das komplette Faserbündel. Damit ist das höhere Signal bei dieser Einschußposition zu erklären. Beim Einschuß in eine ,,Kante" liegt der Austrittspunkt zwar in der horizontalen Richtung im Bündel, nicht aber in vertikaler Richtung. Daher ergibt sich hier keine all zu

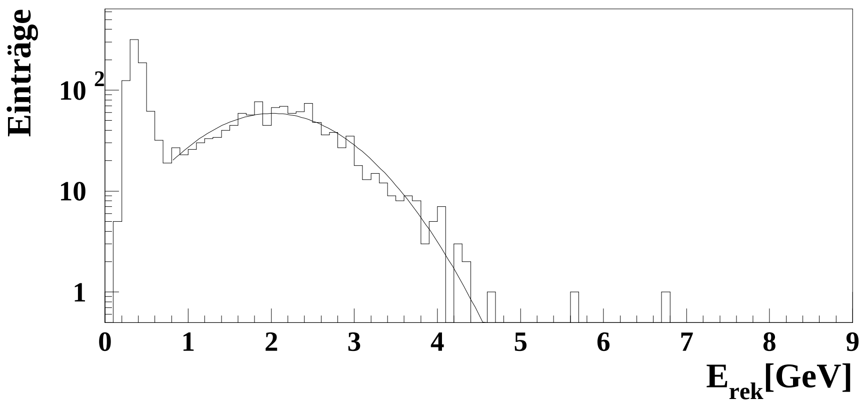

Abbildung 5.11: *Beispiel der Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der rekonstruierten Energie E_{rek} der aufschauernden Pionen für Meßlauf 7 im elektromagnetischen SpaCal*

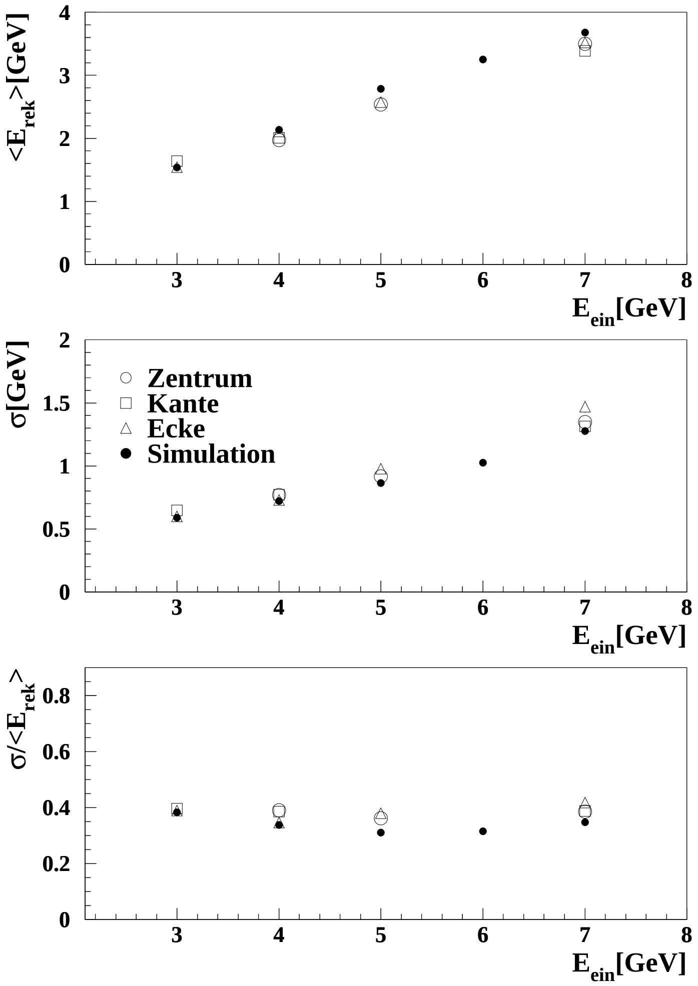

Abbildung 5.12: *Mittelwert $\langle E_{rek} \rangle$, Breite σ und relative Energieauflösung $\sigma / \langle E_{rek} \rangle$ für aufschauernden Hadronen im elektromagnetischen SpaCal als Funktion der Einschußenergie E_{ein} für verschiedene Einschußpositionen in der Messung und gemittelt über eine Auslesezelle in der Simulation*

hohe Veränderung des Signals. Man muß hierbei noch berücksichtigen, daß ein $1.0 \cdot 1.0\,cm$ breiter Strahlausschnitt und nicht ein punktförmiger Strahl auf das Kalorimeter auftritt. Dies führt zu einer Verschmierung, da auch Teilchen von der zentralen Einschußposition einen geringen Anteil des Faserbündels durchqueren.

Nachdem nun die Verteilungen der rekonstruierten Energie für minimal ionisierende Teilchen erklärt wurde, soll auf die Verteilung der rekonstruierten Energie für aufschauernde Hadronen eingegangen werden. In Abbildung 5.11 ist ein Beispiel der Anpassung einer Gaußverteilung an das Spektrum der aufschauernden

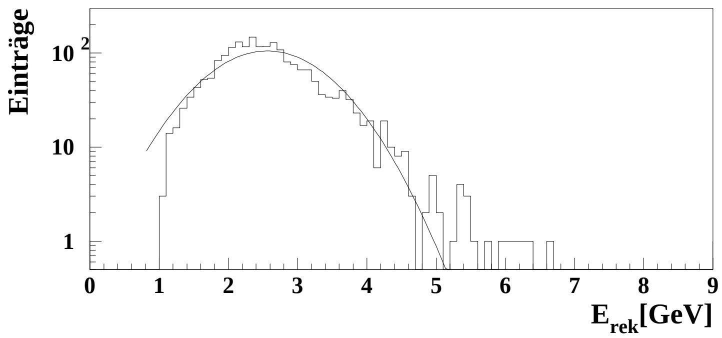

Abbildung 5.13: *Beispiel zur Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der rekonstruierten Energie E_{rek} von aufschauernden Hadronen der Energie $5\,GeV$ im elektromagnetischen und hadronischen SpaCal*

Hadronen gezeigt. Die Anpassung wurde ab $0.8\,GeV$ durchgeführt. Der Mittelwert $\langle E_{rek}\rangle$ und die Breite σ dieser Verteilungen sind in Abbildung 5.12 in Abhängikeit von der Einschußenergie für verschiedene Einschußpositionen und für die Simulation dargestellt. Desweiteren findet sich dort die relative Energieauflösung $\sigma/\langle E_{rek}\rangle$.

Die Meßwerte sind nicht signifikant abhängig vom Einschußort. Die Simulation stimmt relativ gut mit der Messung überein. Die Breite der Verteilungen in der Simulation ist etwas schmaler als bei den Meßwerten. Möglicherweise ist die Gewichtung der Faserbündel für aufschauernde Hadronen (siehe Abschnitt 4.2) noch nicht ganz richtig gewählt. Die relative Auflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt für aufschauernde Hadronen konstant ca. 40%. Bei einer Einschußenergie von $E_{ein} = 2\,GeV$ ist eine sinnvolle Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der rekonstruierten Energie der aufschauernden Hadronen nicht gut möglich, da diese mit der Verteilung der minimal ionisierenden Hadronen überlagert ist. Deshalb werden hierfür keine Wert angegeben.

Dieselbe Betrachtung kann auch für die Summe der aus beiden Kalorimetern rekonstruierten Energie durchgeführt werden. In Abbildung 5.13 ist die Anpassung einer Gaußverteilung an die rekonstruierte Energie dargestellt. Es wurden nur Teilchen berücksichtigt, welche mindestens eine rekonstruierte Energie von $1\,GeV$ im elektromagnetischen oder $1.5\,GeV$ im hadronischen SpaCal aufweisen. Durch diese Vorgehensweise wird nur ein Teil aller Hadronen nachgewiesen. Dieser mit N_π bezeichnete Anteil ist in Tabelle 5.3 aufgezeigt. In der Messung nähert N_π sich bei höheren Energien ungefähr 84%, in der Simulation 87% an. Bei einer Energie von $2\,GeV$ ist der Anteil kleiner als 40%. Eine mögliche Erklärung für die in der Simulation etwas größeren Werte von N_π könnten Myonen im Pionstrahl sein, welche nicht abgetrennt wurden. Diese verringern den relativen Anteil der aufschauernden Teilchen dadurch, daß sie das Kalorimeter mit nur geringer Ener-

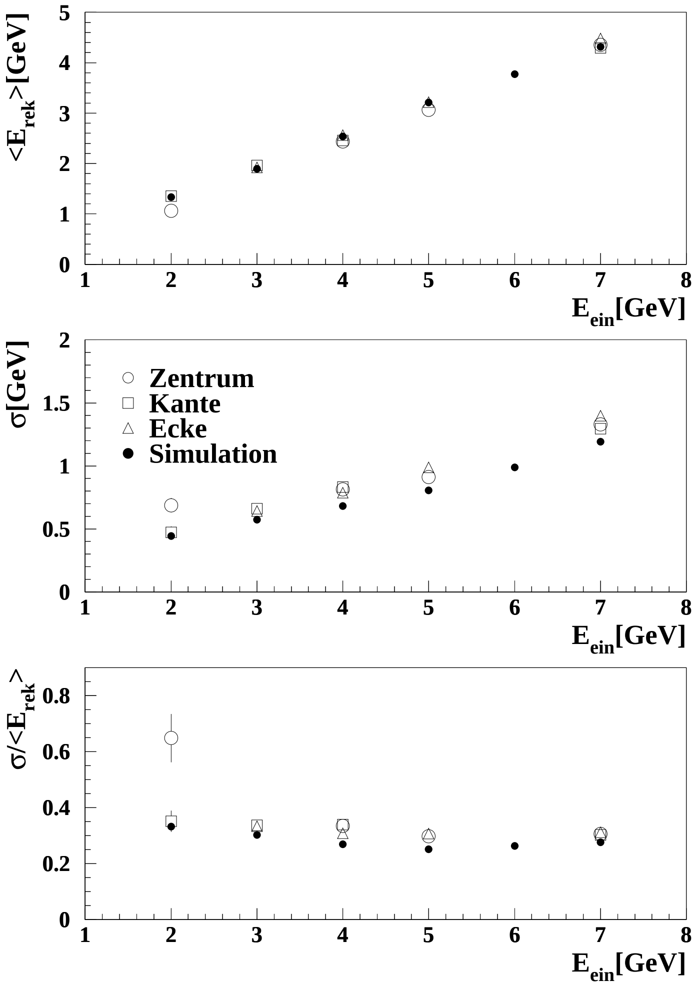

Abbildung 5.14: *Mittelwert $\langle E_{rek} \rangle$, Breite σ und relative Energieauflösung $\sigma / \langle E_{rek} \rangle$ für aufschauernde Hadronen im elektromagnetischen und hadronischen SpaCal als Funktion der Energie E_{ein} für verschiedene Einschußpositionen und die Simulation*

giedeposition durchqueren. Ein weiteres Indiz für eine Myon-Kontermination findet sich weiter hinten in diesem Kapitel (Abschnitt 5.5.1). In Abbildung 5.14 ist die zu Abbildung 5.12 analoge Darstellung für den Mittelwert, die Breite und das Auflösungsvermögen für die Kombination beider Kalorimeter dargestellt. Auch hier ergibt die Simulation etwas bessere Werte. Das Auflösungsvermögen verbessert sich auf ungefähr 30%. Auffällig ist der Ausreißer beim Einschuß ins „Zentrum" bei $2\,GeV$. Hier ist die Anpassung der Gaußverteilung nicht so gut gelungen.

Teststrahl		Simulation	
Run/$E\,[GeV]$	$N_\pi[\%]$	$E\,[GeV]$	$N_\pi[\%]$
1 / 2	33.4 ± 1.3	2	38.7 ± 0.5
2 / 4	75.4 ± 1.0	3	66.2 ± 0.5
3 / 5	80.7 ± 1.1	4	80.4 ± 0.4
4 / 7	81.6 ± 0.6	5	85.8 ± 0.3
5 / 2	35.8 ± 2.4	6	87.1 ± 0.3
6 / 3	66.7 ± 1.4	7	87.2 ± 0.3
7 / 4	76.9 ± 1.0		
8 / 7	84.1 ± 0.7		
9 / 3	66.4 ± 1.4		
10 / 4	76.8 ± 0.8		
11 / 5	80.9 ± 1.1		
12 / 7	85.0 ± 1.0		

Tabelle 5.3: *Anteil N_π der Hadronen, deren rekonstruierte Energie $1.0\,GeV$ im elektromagnetischen oder $1.5\,GeV$ im hadronischen Kalorimeter überschreitet*

5.4 Ortsrekonstruktion mit dem Kalorimeter

Hier soll die Möglichkeit der Rekonstruktion des Einschußortes für Elektronen und Hadronen untersucht werden. Zunächst wird die Methode unter Zuhilfenahme der Simulation beschrieben, da hier eine komplette Zelle beleuchtet wurde und nicht nur bestimmte Auschnitte, wie es bei den Testmessungen der Fall war. Danach werden einige Aspekte der Ortsauflösung für Elektronen betrachtet. Daraufhin soll das Verfahren auf Hadronen angewendet werden.

5.4.1 Methode zur Ortsrekonstruktion

Zur Ortsrekonstruktion wird die sogenannte Schwerpunktsmethode verwendet. Man berechnet aus der transversalen Verteilung der Energie den Schauerschwerpunkt. Die Vorschrift zur Bestimmung des Schauerschwerpunkts lautet:

$$\vec{r}_{kalo} = \frac{\sum w_i \vec{r}_i}{\sum w_i} \quad ; \quad \vec{r}_i = \text{Schwerpunktskoordinate von Zelle i}$$

Zwei unterschiedliche Arten der Bildung der Gewichte w_i wurden betrachte:

1. Lineare Gewichtung: $w_i = \frac{E_i}{\sum E_i}$

2. Logarithmische Gewichtung [AWES92] : $w_i = \max\left(0; W_0 + ln(\frac{E_i}{\sum E_i})\right)$

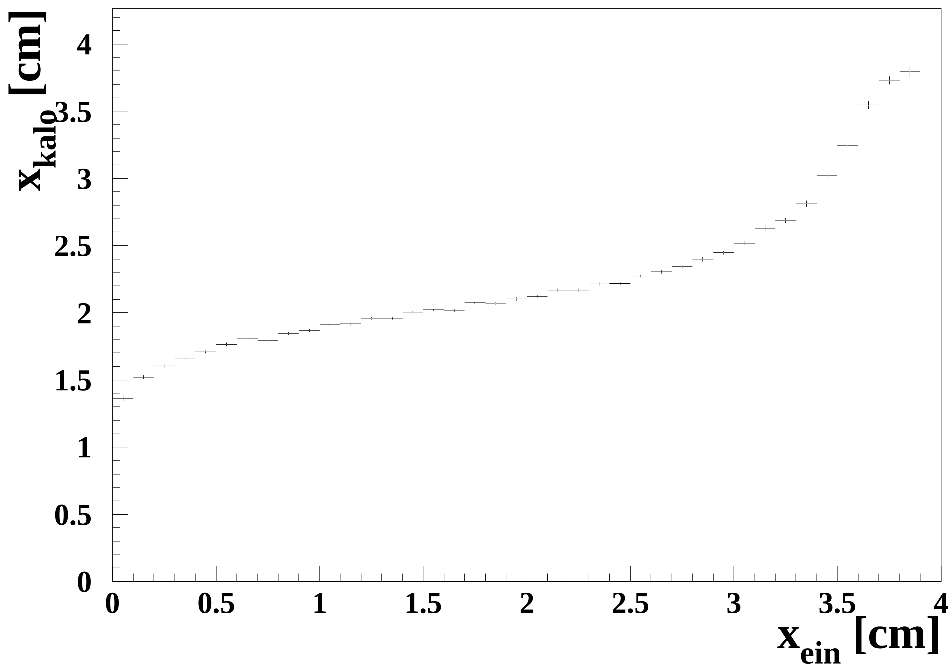

Abbildung 5.15: *Ortsrekonstruktion mit linearer Gewichtung von simulierten Elektronen der Energie 4 GeV bei Einschußwinkeln $\alpha = \beta = 3°$. Aufgetragen ist die mit dem Kalorimeter bestimmte Koordinate x_{kalo} in Abhängigkeit von dem Einschußort x_{ein}*

H. Deckers [DECH94] hat mit der hier vorgestellten Methode schon die Ortsauflösung für einen SpaCal-Prototypen bestimmt. Dieser hatte aber Zellgrößen von $3 \cdot 3\,cm^2$, so daß die Ortsauflösung für die entgültige Zellgröße des SpaCal noch nicht bekannt ist.

Das Ergebnis einer linearen Gewichtung ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Dort ist auf der Abszisse der Auftreffpunkt auf der Oberfläche x_{ein} und auf der Ordinate der mit dem Kalorimeter rekonstruierte Schauerschwerpunkt x_{kalo} dargestellt. Die Einschußpositionen wurden millimeterweise zusammengefaßt. Der Fehler der rekonstruierten Koordinate ist der Fehler bei der Bildung des arithmetischen Mittelwertes. Man erkennt, daß abseits von der Zellenmitte und den Zellgrenzen bei $x_{ein} \approx 1.0\,cm$ und $x_{ein} \approx 3.0\,cm$ der Ort wesentlich schlechter rekonstruiert wird als an den Rändern und der Mitte. Dies ist leicht einzusehen. Fast die gesamte Energie wird bei zentralem Einschuß in einer Zelle deponiert. An der Vorschrift für die Gewichtsbildung erkennt man, daß dann die Koordinate von der Schwerpunktskoordinate dieser Zelle do-

W_0	rel. Energie pro Zelle [%]
3.0	4.98
3.5	3.02
4.0	1.83
4.5	1.11
5.0	0.67
5.5	0.41

Tabelle 5.4: relativer Energieanteil pro Zelle ab welchen diese nicht mehr in die Gewichtung eingeht

miniert wird. Man kann die Ortsbestimmung durch Korrektur mit einer analytischen Funktion verbessern. Für eine solche Untersuchung sei auf [DECH94] verwiesen.

Im folgenden soll die Methode der logarithmischen Gewichtung Verwendung finden. Diese Gewichtung trägt dem in transversaler Richtung exponentiell abfallenden Profil eines elektromagnetischen Schauers Rechnung. Damit werden weiter von der Schauerachse entfernte Zellen stärker bewertet. Der Parameter W_0 ist ein Abschneideparameter, der die relative Energiedeposition angibt, ab welcher die Energie in einer Zelle nicht mehr zur Rekonstruktion benutzt werden soll. In Tabelle 5.4 ist dieser relative Energieanteil für verschiedene Werte von W_0 eingetragen. W_0 muß optimiert werden, um eine möglichst gute Ortsauflösung zu erreichen. Dies wird im folgenden Abschnitt gezeigt.

Das Auflösungsvermögen σ_x läßt sich bestimmen, wenn man die Verteilung der Differenz des rekonstruierten und des wirklichen Einschußortes $x_{ein} - x_{kalo}$ in Abhängigkeit vom Auftreffort x_{ein} betrachtet. Die Breite einer angepaßten Gaußverteilung wird als Maß für die Auflösung benutzt. Ein Beispiel für eine solche Verteilung ist in Abbildung 5.19 gezeigt.

Im weiteren sollen die Untersuchungen nur an der X-Koordinate vorgenommen werden. Die hieraus gezogenen Folgerungen gelten, wie überprüft wurde, analog für die Y-Koordinate.

5.4.2 Ortsrekonstruktion von Elektronen

Zunächst sollen nur Resultate von Simulationen betrachtet werden. Anschließend werden die erzielten Ergebnisse mit den Teststrahlmessungen verglichen.

Zu Beginn muß ein optimaler Abschneideparameter gefunden werden. In Abbildung 5.16 ist deshalb die Breite σ_x der Verteilung von $x_{ein} - x_{kalo}$ in Abhängigkeit von W_0 für $4\,GeV$ Elektronen bei Einschußwinkeln von $\alpha = \beta = 3°$ bei unterschiedlichen, in der Simulation frei wählbaren, Werten für den Sampling-Term der Energieauflösung[3] des Kalorimeters dargestellt. Man erkennt ein breites Minimum bei $W_0 \approx 4.3$. Die Güte der Ortsauflösung nimmt mit schlechter werdender Energieauflösung leicht ab. Die folgenden Betrachtungen wurden mit einer Sampling-Fluktuation von $\sigma_{sample}/E = 7\%/\sqrt{E}$ und $W_0 = 4.3$ durchgeführt.

Abbildung 5.17 zeigt die Abhängigkeit des rekonstruierten Ortes x_{kalo} vom tatsächlichen Einschußort x_{ein}. Man kann sehen, daß eine deutliche Verbesserung im Vergleich zur linearen Gewichtung, siehe Abbildung 5.15, eingetreten ist. Um die Abweichung der rekonstruierten Koordinate vom tatsächlichen Auftreffort untersuchen zu können, ist diese in Abbildungen 5.18 und 5.19 auf verschiedene

[3] siehe hierzu Abschnitt 4.2

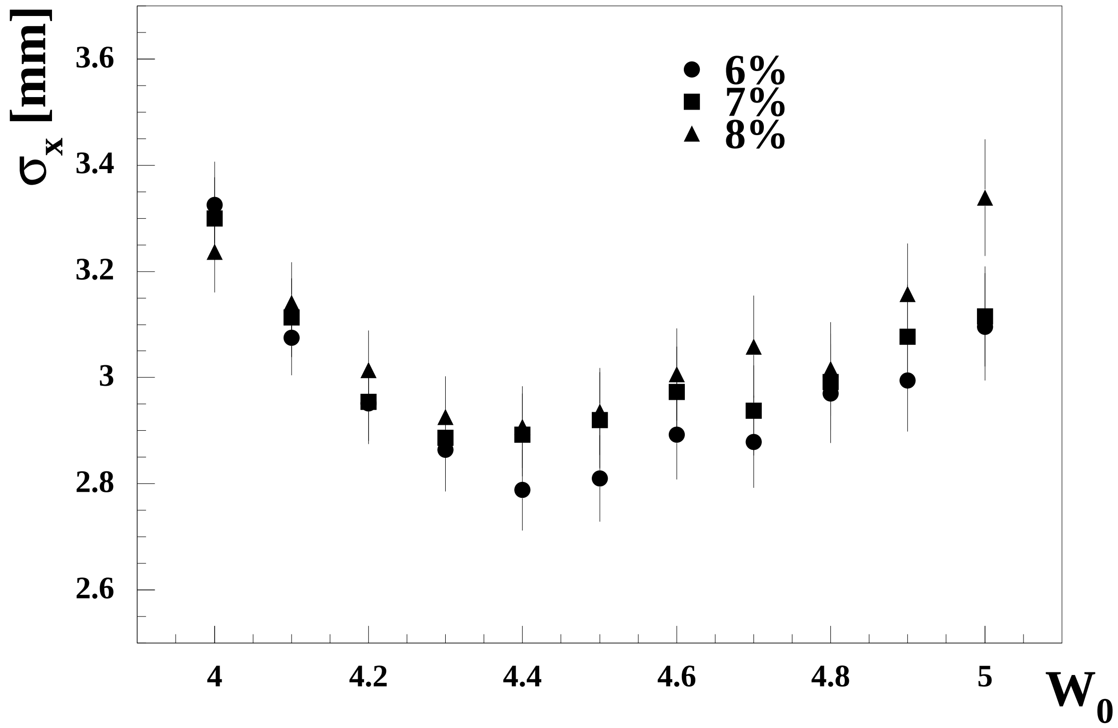

Abbildung 5.16: *Bestimmung der optimalen Abschneideparameter W_0 für die Ortsrekonstruktion bei unterschiedlichen Werten für den in der Simulation frei wählbaren Wert der Energieauflösung. Gezeigt ist das Ortsauflösungsvermögen σ_x als Funktion von W_0*

Arten dargestellt.

- Abbildung 5.18 zeigt $x_{ein} - x_{kalo}$ in Abhängikeit von x_{ein}. Zu vermerken ist, daß die Standardabweichungen der Verteilungen in der Mitte der Zelle deutlich breiter sind als am Rand und daß immer noch eine leichte Ortsabhängigkeit vorhanden ist. Diese ist aber bei weitem nicht so stark wie bei der linearen Gewichtung.

- In Abbildung 5.19 ist eine Projektion der Einträge aus 5.18 auf die Ordinate als Häufigkeitsverteilung dargestellt. Die Breite σ_x einer angepaßten Gaußverteilung entspricht dem Ortsauflösungsvermögen.

Die Breite σ_x der Abbildung 5.19 entsprechenden Verteilungen wurde bei gleichbleibenden Einschußwinkeln für unterschiedliche Energien bestimmt und gegen die Einschußenergie E aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.20 zu sehen.

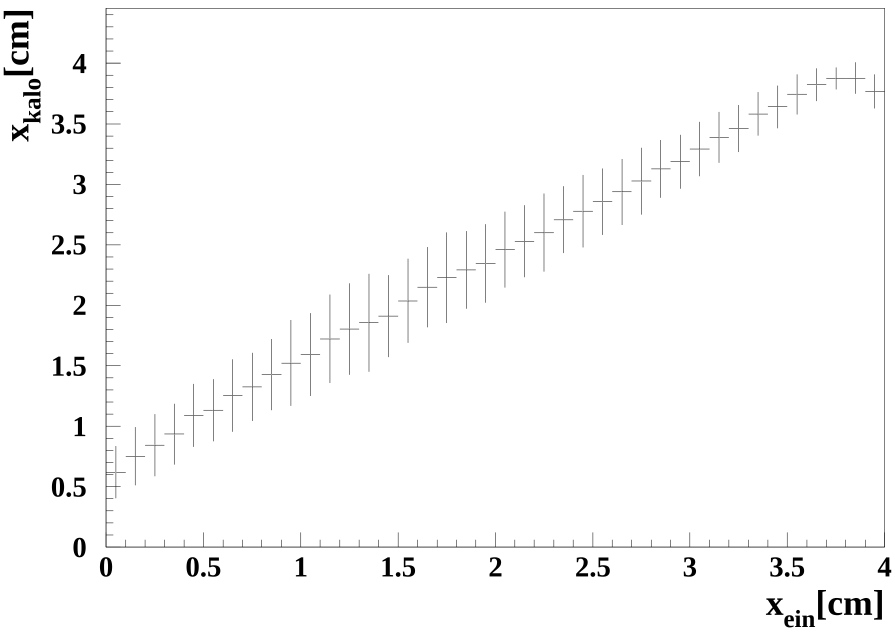

Abbildung 5.17: *Ortsrekonstruktion mit logarithmischer Gewichtung von simulierten Elektronen der Energie* $4\,GeV$ *bei Einschußwinkeln* $\alpha = \beta = 3°$. *Die eingezeichneten Balken sind die Standardabweichungen*

Die Anpassung einer Funktion der Form

$$y(E) = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \tag{5.1}$$

ist in die Abbildung mit eingetragen. Es ergibt sich folgende Parametrisierung:

$$\sigma_x(E) = \frac{(0.448 \pm 0.003)\,cm}{\sqrt{E\,[GeV]}} + (0.070 \pm 0.002)\,cm$$

In Abbildungen 5.18 und 5.19 erkennt man weiterhin, daß der Mittelwert der Differenz $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ deutlich kleiner als Null ist. Die hier benutzte Methode rekonstruiert den Schauerschwerpunkt. Dieser befindet sich auf der Schauerachse mehrere Strahlungslängen tief im Kalorimeter. Ist die Schauerachse geneigt, wie es hier der Fall ist, so ist der rekonstruierte Ort relativ zum Auftreffort auf der Oberfläche verschoben. Eine systematische Untersuchung dieser Verschiebung in Abhängigkeit von Einschußwinkel und -energie soll nun angestellt werden. Hierzu kann man die folgenden Abbildungen heranziehen:

- Abbildung 5.21 zeigt die Entwicklung von $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ bei unterschiedlichen Energien für verschiedene Einschußwinkel α. Für jeden Winkel wurde eine Funktion nach Gleichung (5.1) angepaßt.

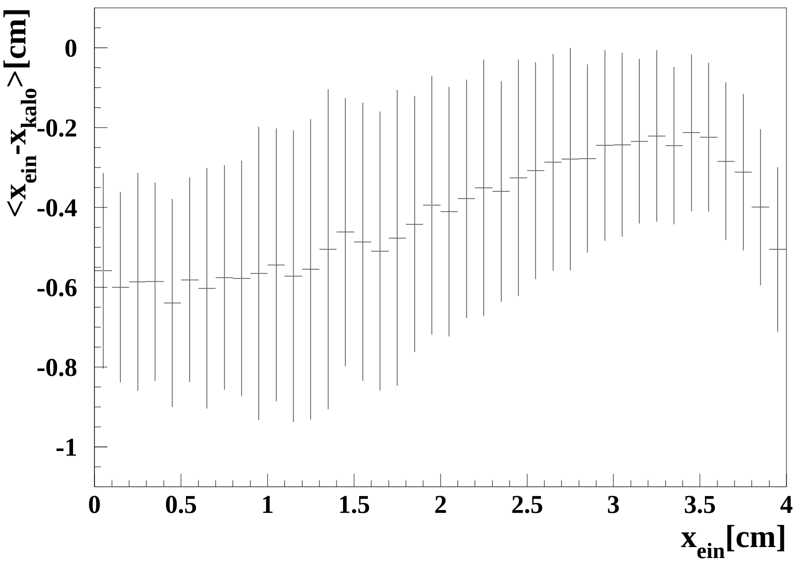

Abbildung 5.18: *Abweichung der mit dem Kalorimeter rekonstruierten Koordinaten x_{kalo} vom Einschußort x_{ein} auf der Kalorimeteroberfläche bei logarithmischer Gewichtung der Energieverteilung von simulierten $4\,GeV$ Elektronen bei Einschußwinkeln $\alpha = \beta = 3°$ in Abhängigkeit vom wahren Auftreffort x_{ein}. Die eingezeichneten Balken sind die Standardabweichungen der entsprechenden Verteilungen*

- Abbildung 5.22 zeigt die Abhängigkeit von $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ vom Einschußwinkel für simulierte Elektronen der Energie $4\,GeV$. An die Mittelwerte wurde eine Gerade angepaßt. Die Wahl einer Geraden ist sinnvoll, da die Verschiebung vom Sinus des Einfallswinkels abhängt und dieser bei $20°$ nur eine Abweichung von ungefähr 2% von seinem Argument hat, also in guter Näherung linear ist.

Es liegt nun nahe, eine einzige Anpasssung an $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ für verschiedene Winkel und Energien durchzuführen. Eine angemessene Funktion muß sich dann bei konstanter Energie linear mit dem Winkel verändern und sich bei konstantem Winkel wie Gleichung 5.1 verhalten.

Die folgende Funktion erfüllt diese Bedingungen:

$$\Delta x(E, \alpha) = \frac{a \cdot \alpha}{\sqrt{E}} + b \cdot \alpha + c \qquad (5.2)$$

Eine Anpassung dieser Funktion an $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ für Elektronen mit Energien von $E = 1 - 6, 10\,GeV$ und Einschußwinkel $\alpha = 3, 6, 9°$, sowie der Annahme, daß

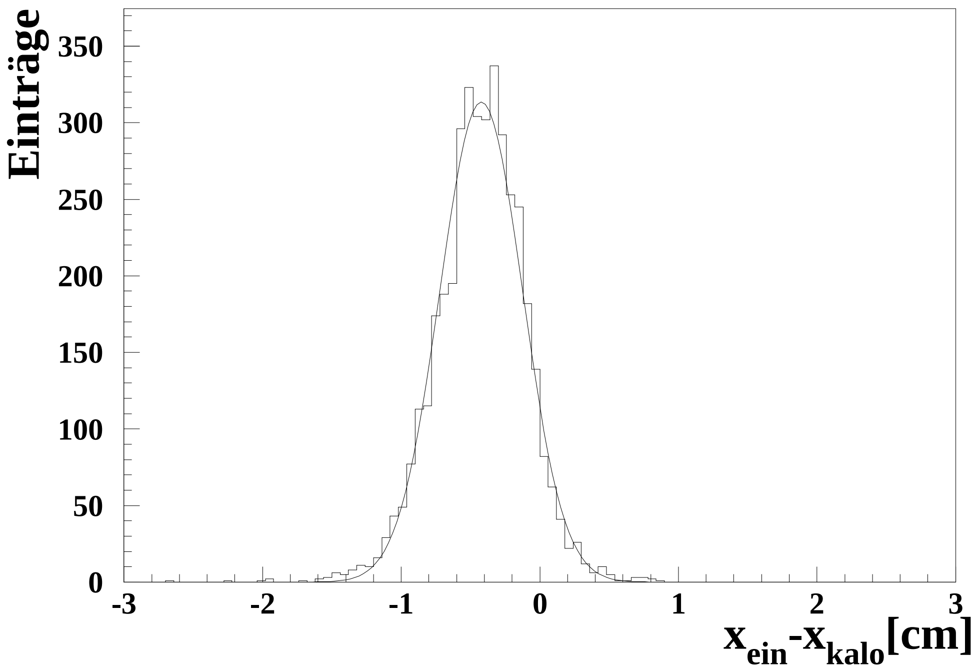

Abbildung 5.19: *Abweichung der mit dem Kalorimeter rekonstruierten Koordinaten x_{kalo} vom Einschußort x_{ein} auf der Kalorimeter Oberfläche bei logarithmischer Gewichtung der Energieverteilung von simulierten $4\,GeV$ Elektronen bei Einschußwinkeln $\alpha = \beta = 3°$*

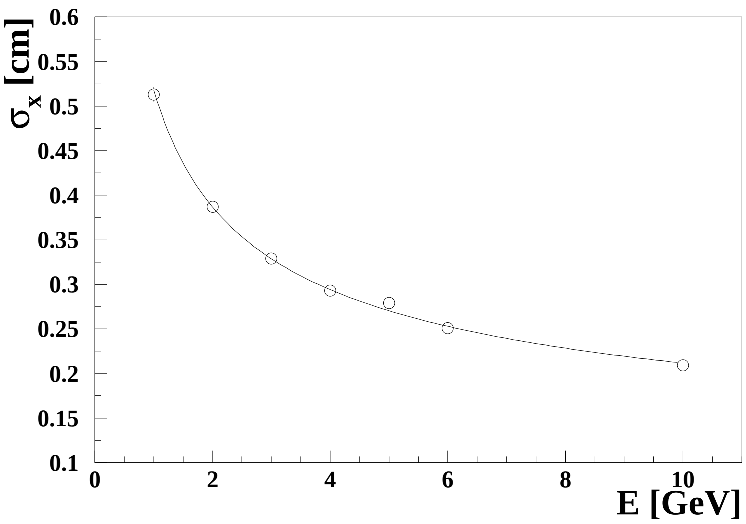

Abbildung 5.20: *Abhängikeit des Ortsauflösungsvermögens σ_x von der Einschußenergie für simulierte Elektronen bei einem Einschußwinkel von $\alpha = 3°$*

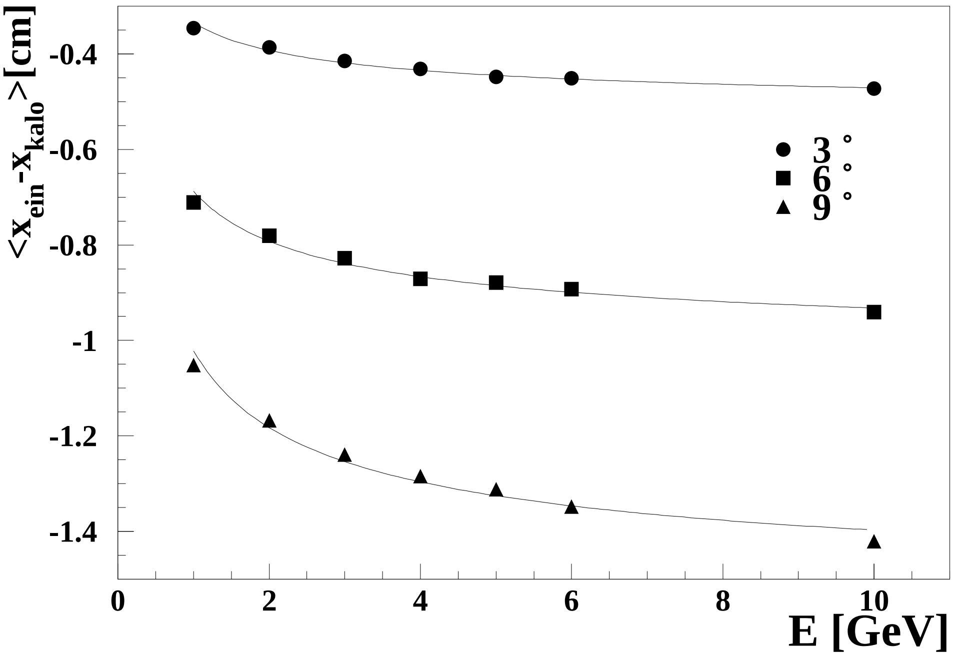

Abbildung 5.21: *Abhängigkeit von $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ von der Einschußenergie E bei verschiedenen Winkeln (Simulation)*

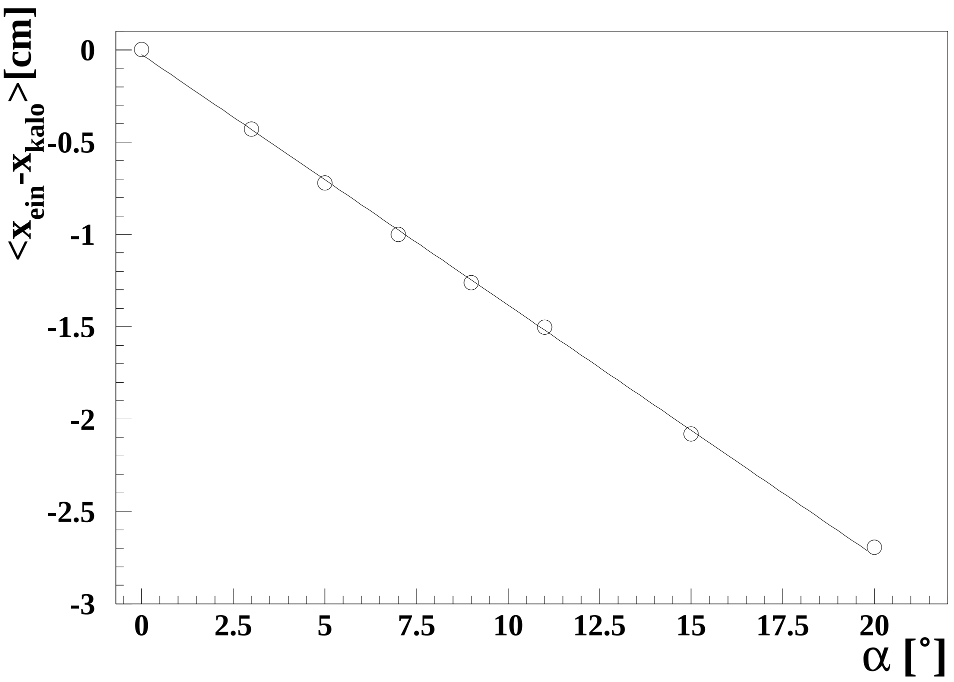

Abbildung 5.22: *Abhängigkeit von $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle$ für 4 GeV Elektronen vom Einschußwinkel α (Simulation)*

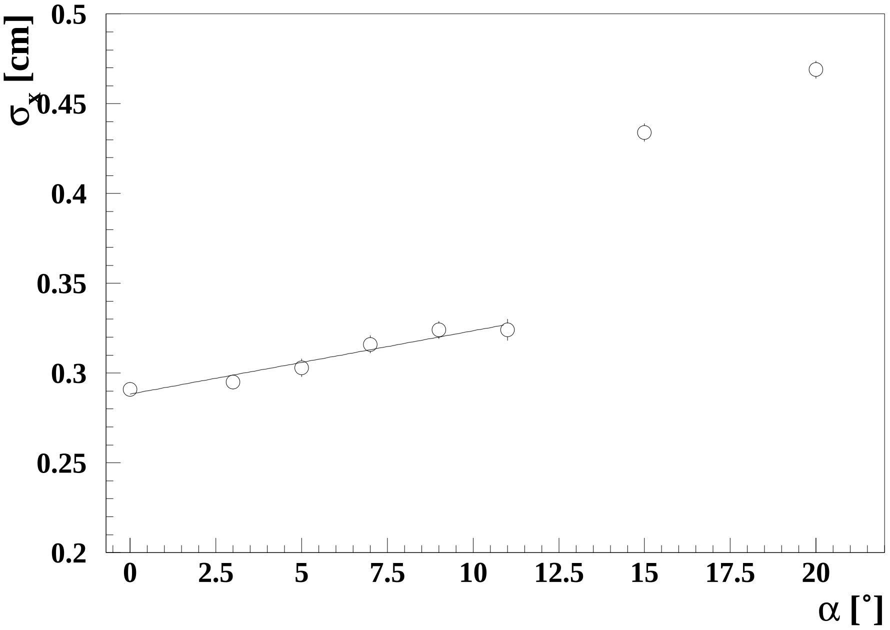

Abbildung 5.23: *Abhängigkeit der Ortsauflösung σ_x für Elektronen der Energie $4\,GeV$ vom Einschußwinkel α (Simulation)*

bei Einschuß unter 0° $\langle x_{ein} - x_{kalo} \rangle = 0.0\,cm$ gilt, ergibt

$$\Delta x(E,\alpha) = \frac{(0.061 \pm 0.001)\,cm \cdot \alpha[^\circ]}{\sqrt{E[GeV]}} - (0.174 \pm 0.001)\,cm \cdot \alpha[^\circ] - (0.002 \pm 0.002)\,cm \tag{5.3}$$

mit $\chi^2/Freiheitsgrad = 72.17/25$.

Mit dieser Parametrisierung kann man nun den Auftreffort des Elektrons auf der Frontfläche des Kalorimeters bestimmen, wenn man den Einschußwinkel und die Energie kennt. Die Energie wird vom Kalorimeter selbst gemessen, den Winkel gibt die Lage der getroffenen Zelle im Kalorimeter an, wenn man davon ausgeht, daß die Teilchen vom Wechselwirkungspunkt her kommen.

Die Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Winkel ist in Abbildung 5.23 für simulierte Elektronen der Energie $4\,GeV$ dargestellt. Im Bereich kleiner Winkel ist eine Gerade angepaßt worden. Für größere Winkel ist dies nicht mehr angebracht, da sich dort die Auflösung sprunghaft verschlechtert. Durch den großen Winkel ist die exponentielle Form des transversalen Schauerprofils in der Ebene der Auslesezellen nicht mehr gegeben. Möglicherweise läßt sich hier eine Verbesserung durch die Variation des Parameters W_0 erzielen.

Nach der Beschreibung der Methode, sollen nun die Teststrahldaten auf die dort erreichte Ortsauflösung hin untersucht werden. Auch hier muß zunächst ein

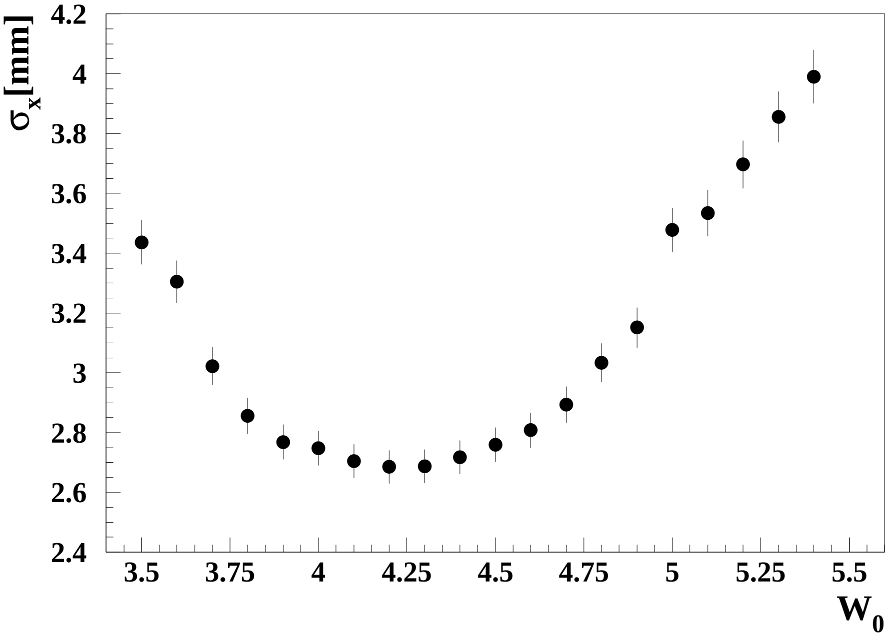

Abbildung 5.24: *Ortsauflösung σ_x als Funktion des Abschneideparameters W_0 für $4\,GeV$ Elektronen beim Einschuß auf eine „Kante"*

optimaler Wert für den Abschneideparameter W_0 gefunden werden. In Abbildung 5.24 ist analog zu Abbildung 5.16 die Ortsauflösung σ_x für Elektronen der Energie $4\,GeV$ als Funktion des Abschneideparameters W_0 aufgetragen. Wieder ist ein breites Minimum zu erkennen. Das Minimum liegt bei $W_0 = 4.2$. Dieser Wert wurde für die Ortsrekonstruktion der Meßwerte verwendet und weicht nur um -0.1 von dem in der Simulation gefundenen ab.

In Abbildung 5.25 ist die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung σ_x für verschiedene Einschußpositionen dargestellt. Auf der Ordinate ist die Breite σ_x der Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der Differenz zwischen Kalorimeter- und Jet-Kammer-Koordinate $x_{JC} - x_{kalo}$ als Funktion der Energie für verschiedene Einschußorte aufgetragen.

Man erhält folgende Wert für die Parametrisierung in Gleichung (5.1)

- Einschuß ins „Zentrum":

$$\sigma_x(E) = \frac{(0.44 \pm 0.04)\,[cm]}{\sqrt{E\,[GeV]}} + (0.10 \pm 0.02)\,[cm]$$

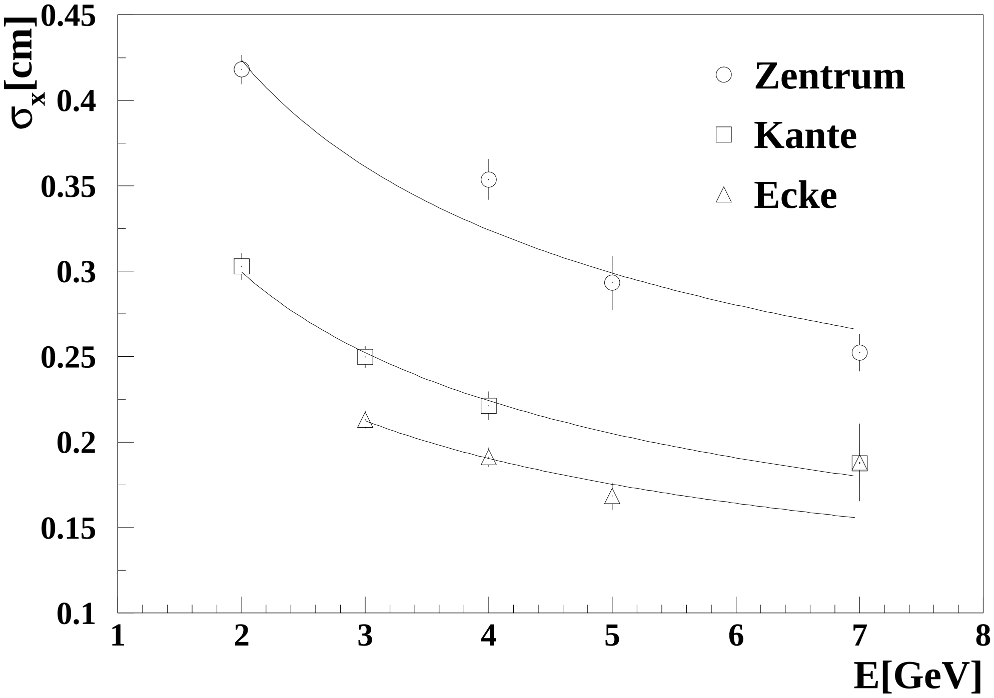

Abbildung 5.25: *Breite σ_x der Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der Differenz zwischen Kalorimeter- und Jet-Kammer-Koordinate $x_{JC} - x_{kalo}$ als Funktion der Energie E für verschiedene Einschußorte der Elektronen in der Messung*

- Einschuß auf ,,Kante":

$$\sigma_x(E) = \frac{(0.38 \pm 0.04)\,[cm]}{\sqrt{E\,[GeV]}} + (0.03 \pm 0.02)\,[cm]$$

- Einschuß auf ,,Ecke":

$$\sigma_x(E) = \frac{(0.32 \pm 0.06)\,[cm]}{\sqrt{E\,[GeV]}} + (0.03 \pm 0.03)\,[cm]$$

Die erhaltenen Parameter für die Einschüsse auf die ,,Kante" und auf die ,,Ecke" sind im Rahmen ihrer Fehler gleich. Dies erwartet man auch, da für die hier betrachteten x-Richtung dieselben Informationen des Schauers zur Verfügung stehen. Die Ortsauflösung im Zentrum der Zelle ist etwas schlechter.

Eine genauere Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Ortsauflösung wurde bei den Simulationen nicht angestellt. Abbildung 5.18 zeigt aber, daß auch dort die

Ortsauflösung beim Einschuß in das Zentrum einer Zelle etwas schlechter ist. Die aus den Messungen gewonnenen Ortsauflösungen sind kompatibel mit denjenigen aus der Simulation.

5.4.3 Ortsrekonstruktion von Pionen

Auch für Pionen wurde auf dieselbe Weise versucht den Einschußort mit dem elektromagnetischen SpaCal zu rekonstruieren. Es wird erwartet, daß dies aufgrund der stärkeren Fluktuationen im Schauer und dessen größere Ausdehnung nur mit geringerer Genauigkeit möglich ist. Abbildung 5.26 zeigt im oberen Teil die Verteilung der Differenz von Spurkammer- und Kalorimeterkoordinate $x_{JC} - x_{kalo}$, für Ereignisse mit einer rekonstruierten Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters von $E_{rek} > 1\,GeV$. Angepaßt wurde innerhalb von $\pm 3\,\sigma$ um den Mittelwert eine Gaußverteilung. Für alle Einschußorte ist die Breite σ_x dieser Gaußverteilung in Abhängigkeit von der Einschußenergie dargestellt. In Abbildung 5.27 sind die entsprechenden Diagramme für die Simulation gezeigt. Die Anpassung einer Funktion nach Gleichung (5.1) ergibt die in der folgenden Tabelle zusammengefaßten Werte für die Parameter:

	a $[cm]$	b $[cm]$
„Zentrum"	2.40 ± 0.26	0.44 ± 0.11
„Kante"	1.64 ± 0.29	0.82 ± 0.13
„Ecke"	2.80 ± 0.39	0.27 ± 0.18
„Simulation"	1.88 ± 0.06	0.54 ± 0.03

Die Werte für die unterschiedlichen Einschußorte unterscheiden sich recht stark. Aufgrund der Ausdehnung des Schauers und der daraus folgenden Mittelung über mehrere Zellen erwartet man dies nicht. Die Anpassung beschreibt die Meßwerte nicht besonders gut. In der Simulation ist die Anpassung besser geglückt. Trotz der Unzulänglichkeit in der Anpassung kann gesagt werden, daß der Einschußort von Pionen auf wenige Zentimeter genau bestimmt werden kann.

5.5 Elektron-Pion-Trennung

Wie in Kapitel 1 erläutert wurde, ist es notwendig, die Zahl der fehlidentifizierten Hadronen im Experiment klein zu halten. Mit einem geeigneten Kalorimeter kann man zu diesem Zweck die räumliche Entwicklung der Schauer analysieren und damit Aussagen über die Art des primären Teilchens machen. Wie in Kapitel 2 gezeigt, ist die Ausdehnung hadronischer Schauer wesentlich größer als diejenige elektromagnetischer. In longitudinaler Richtung ist das SpaCal nur in zwei,

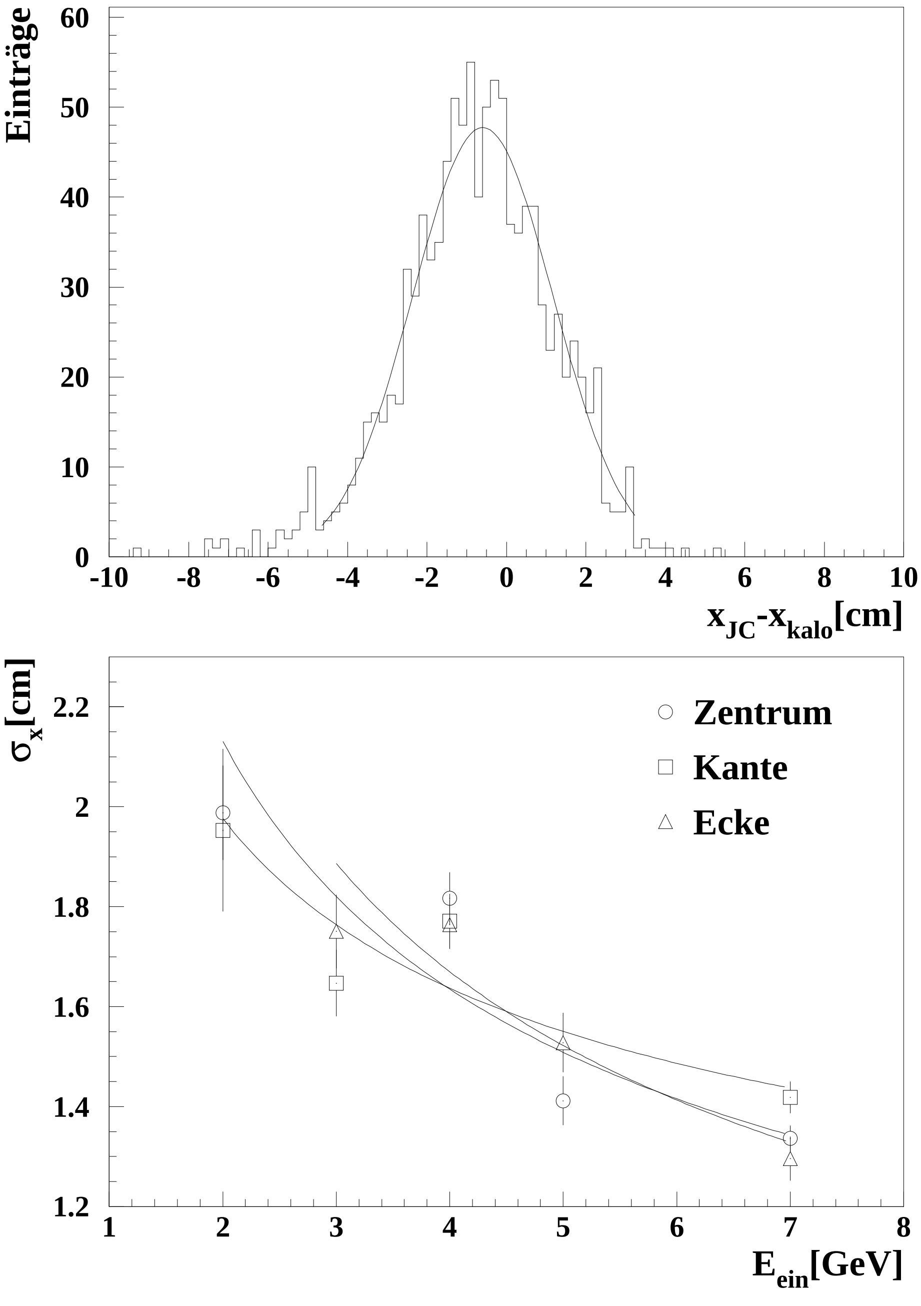

Abbildung 5.26: *oben: Beispiel der Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der Differenz von Jet-Kammer- und Kalorimeter-Koordinate* $x_{JC} - x_{kalo}$ *für Pionen. unten: Breite* σ_x *dieser Anpassung als Funktion der Einschußenergie* E_{ein} *für verschiedene Einschußorte in der Messung*

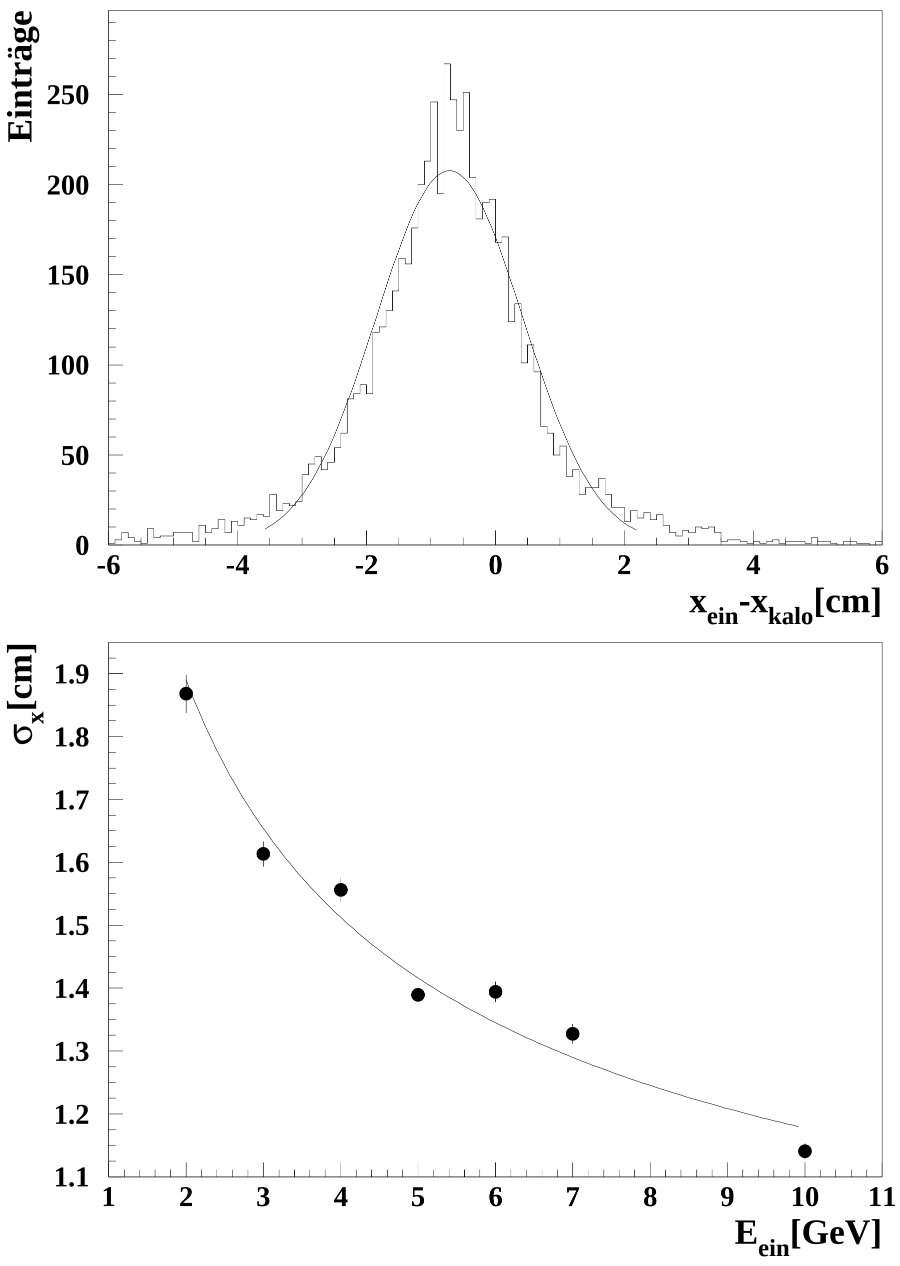

Abbildung 5.27: *oben: Beispiel der Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der Differenz von Auftreffort und Kalorimeter-Koordinate* $x_{ein} - x_{kalo}$ *für Pionen. unten: Breite* σ_x *dieser Anpassung als Funktion der Einschußenergie* E_{ein} *in der Simulation*

jeweils ungefähr eine hadronische Wechselwirkungslänge lange Segmente unterteilt. Die transversale Segmentierung hingegen ist sehr fein, so daß hier die beste Methode zur Trennung der beiden Teilchenarten zu finden sein wird.

Eine Begrenzung der Trennbarkeit von Hadronen und Elektronen ist durch den Prozeß des Ladungsaustausches $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ gegeben. Das hierbei entstehende π^0 zerfällt innerhalb von 10^{-16} Sekunden in zwei Photonen. Der von den Photonen induzierte Schauer ist dann elektromagnetischer Natur. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ladungsautausch stattfindet, läßt sich über den Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß berechnen, siehe hierzu [FLAM83].

Es sei

$$\Lambda = \frac{A}{\sigma \cdot N_p \cdot N_A \cdot \rho}$$

die mittlere freie Weglänge, mit

A	Atomgewicht	$198.3\, g/mol$
σ	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	$0.077\, mbarn$ bei $E = 6\, GeV$
N_p	Anzahl der Protonen in einem ,,Molekül" des gemischten Materials	78.6
N_A	Avogadrokonstante	$6.022 \cdot 10^{23}\, 1/mol$
ρ	Dichte	$7.31\, g/cm^3$.

Die angegebenen Werte sind für das in der Simulation verwendetet Materialgemisch berechnet worden. Es ergibt sich für negativ geladene Hadronen der Energie $6\, GeV$ eine mittlere freie Weglänge von $7412\, cm$. Daraus läßt sich über die Beziehung

$$\frac{N}{N_0} = 1 - e^{-x/\Lambda}$$

der relative Anteil der bei der Reaktion erzeugten neutralen Pionen nach einer Wegstrecke x berechnen. Für $x = 25\, cm$, der Länge des elektromagnetischen SpaCal, ergibt sich ein Anteil von ungefähr 0.3%. Da der Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch mit abnehmender Energie zunimmt, sind bei kleineren Energien größere Anteile zu erwarten.

Zur Bestimmung der Güte der Trennung zwischen Elektronen und Pionen werden im folgenden drei unterschiedliche Kriterien untersucht. Angegeben werden jeweils der relative Anteil der identifizierten Elektronen, welcher auch als Elektroneneffizienz ε_e bezeichnet wird, und der relative Anteil der fälschlich als Elektronen identifizierten Pionen. Dieser wird im folgenden auch Pionineffizienz ε_π genannt.

Pionineffizienz ϵ_π [%]					
Teststrahl			Simulation		
Run/$E\,[GeV]$	$E_{rek} > 1GeV$	$E_{rek} > 2\,GeV$	$E\,[GeV]$	$E_{rek} > 1\,GeV$	$E_{rek} > 2\,GeV$
1 / 2	31.3 ± 1.3	1.0 ± 0.3	2	38.5 ± 0.5	1.3 ± 0.1
2 / 4	54.6 ± 1.1	29.9 ± 1.0	3	58.1 ± 0.5	13.6 ± 0.3
3 / 5	53.8 ± 1.4	41.2 ± 1.4	4	61.8 ± 0.5	38.3 ± 0.5
4 / 7	56.5 ± 0.7	51.0 ± 0.7	5	63.0 ± 0.5	52.5 ± 0.5
5 / 2	32.7 ± 2.4	1.5 ± 0.6	6	62.7 ± 0.5	55.8 ± 0.5
6 / 3	52.4 ± 1.5	15.9 ± 1.1	7	61.3 ± 0.5	58.2 ± 0.5
7 / 4	57.4 ± 1.1	33.6 ± 1.1	10	62.8 ± 0.5	58.0 ± 0.5
8 / 7	57.8 ± 0.9	51.5 ± 0.9			
9 / 3	52.4 ± 1.5	13.9 ± 1.0			
10 / 4	56.1 ± 1.0	35.4 ± 0.9			
11 / 5	56.1 ± 1.3	45.8 ± 1.4			
12 / 7	58.0 ± 1.3	52.4 ± 1.4			

Tabelle 5.5: *Relativer Anteil der Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter mit* $E_{rek} > 1\,GeV$ *oder* $E_{rek} > 2\,GeV$ *in Abhängigkeit von der Einschußenergie* E *in der Teststrahlmessung und der Simulation*

5.5.1 Energieschwelle

Als erstes Kriterium soll eine Mindestenergie im Kalorimeter gefordert werden. Diese Mindestenergie läßt sich auf mehrere Weisen motivieren. Im Energiespektrum des Rückwärtsbereichs des H1-Detektors überwiegen nach Abbildung 1.5 Hadronen mit geringer Energie. Der Abfall des Hadronspektrums ist exponentiell. Ein Schnitt in der Energie ist demnach eine gute Methode, um Hadronen zu unterdrücken. Mit dem BEMC wurde auf der Triggerebene ein Schnitt von mindestens $4\,GeV$ angebracht. Bei den Analysen wurde dieser Schnitt auf mindestens $10.6\,GeV$ erhöht. Damit verliert man auch die Information über die Elektronen in diesem Energiebereich. Aber genau diese Information ist interessant, um in einen neuen Bereich der kinematischen Variablen (siehe Kapitel 1) vorzustoßen.

Minimal ionisierende Teilchen deponieren eine geringe Energie im Kalorimeter. Ihre transversale Ausdehnung der Energiedeposition beschränkt sich auf wenige Zellen. Demnach ist ihre räumliche Charakteristik einem Elektron nicht unähnlich. Eine Energieschwelle bei $1\,GeV$ unterdrückt, wie man den Werten für die Lage und die Breite der Verteilungen der rekonstruierten Energie für minimal ionisierenden Teilchen aus Abbildung 5.8 entnehmen kann, einen Großteil dieser Teilchen. In Tabelle 5.5 ist für Energieschwellen von $E_{rek} = 1\,GeV$ und $E_{rek} = 2\,GeV$ jeweils der relative Anteil an Pionen eingtragen, für welche die rekonstruierte Energie oberhalb dieser Schwelle liegt. Der Anteil ist energieabhängig. Bei kleinen Energien der Pionen fallen mehr Teilchen unter die Energiegrenze. Ungefähr 60% aller Pionen sollten bei 0.9 hadronischen Wechselwirkungslängen im Kalorimeter aufschauern und damit mehr Energie deponieren. In der Simulation sind es etwas mehr, in der Messung etwas weniger. Die Diskrepanz von ungefähr 4% zwi-

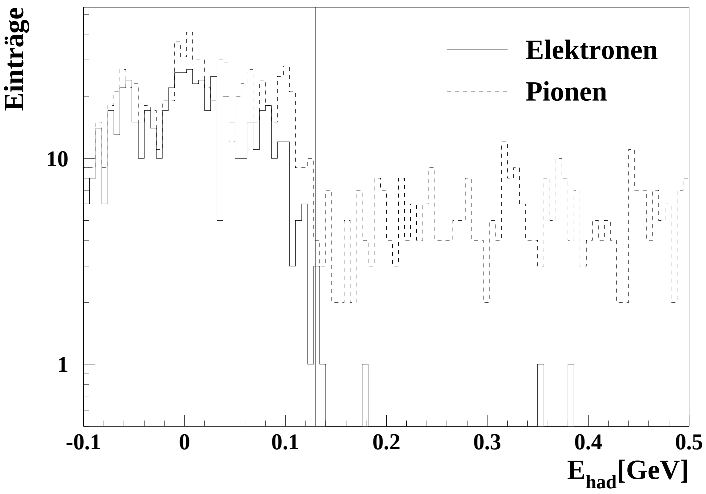

Abbildung 5.28: *Verteilung der im hadronischen SpaCal rekonstruierten Energie E_{had} von Elektronen und Pionen für Meßlauf 2*

schen Messung und Simulation könnte auch hier durch im Pionstrahl befindliche Myonen zustande gekommen sein, welche nicht von dem hinter der Betonabschirmung befindlichen Szintillationszähler registriert wurden. Die jeweils angegebene Pionineffizienz ist dann ebenfalls 4% zu groß. Ein Schnitt bei $1\,GeV$ erlaubt es, alle Elektronen mit einer Energie $\geq 1.3\,GeV$ zu registrieren, wenn man von einer Energieauflösung von $\frac{\sigma}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.5\%$ ausgeht [HUTT94].

5.5.2 Longitudinale Information

Da elektromagnetische Schauer in dem bei HERA gültigen Energiebereich im elektromagnetischen SpaCal nahezu vollständig absorbiert werden sollten, läßt eine zu hohe Energiedeposition im hadronischen SpaCal auf ein Hadron schließen. Abbildung 5.28 zeigt die rekonstruierte Energie für Elektronen (durchgezogenes Histogramm) und Pionen (gestrichelt) im hadronischen Teil des SpaCal für einen Meßlauf. Für die Elektronen erkennt man eine symmetrische Verteilung um den Nullpunkt. Dies rührt vom oben erwähnten Rauschen des Kalorimeters her. Ein bei $130\,MeV$ gesetzter Schnitt ermöglicht die Identifikation fast aller Elektronen. Ein beträchtlicher Anteil an Pionen findet sich oberhalb dieser Schwelle. Für die Simulation ist eine äquivalente Darstellung in Abbildung 5.29 gezeigt. Ein Rauschen ist hier natürlich nicht vorhanden. Nahezu alle Elektronen deponieren bis zu $100\,MeV$ im hadronischen Teil des SpaCal. Dies läßt vermuten, daß auch bei der Messung Elektronen Energie im hadronischen Teil deponieren, dieser aber durch das Rauschen nicht sichtbar ist. Ein Schnitt bei $130\,MeV$ erlaubt es, ebenfalls fast alle Elektronen zu identifizieren. In Tabelle 5.6 sind die Effizienzen

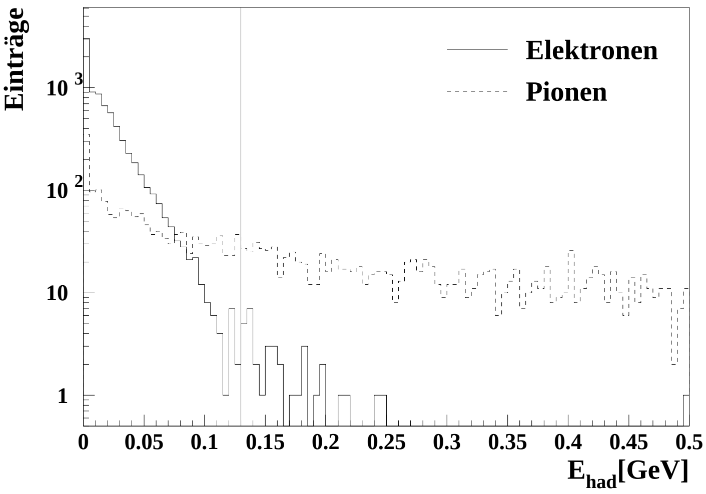

Abbildung 5.29: *Verteilung der im hadronischen SpaCal rekonstruierten Energie E_{had} von Elektronen und Pionen der Energie $6\,GeV$ in der Simulation*

für Elektronen und die Ineffizienzen für Pionen aller Meßläufe, bzw. Energien aufgelistet. Sowohl in der Simulation als auch in der Messung nimmt ξ_π mit steigender Energie ab, daß heißt die Trennung zwischen Elektronen und Pionen wird besser. In der Simulation ist die Ineffizienz immer etwas kleiner als in der Messung. Möglicherweise liegt dies am kohärenten Rauschen des hadronischen SpaCal. Kann das im hadronischen Kalorimeter vorhandene kohärente Rauschen unterdrückt werden, so läßt sich der Energieschnitt noch niedriger setzen. Damit würden mehr Pionen korrekt identifiziert.

5.5.3 Transversale Information

Wie im folgenden gezeigt wird, liefert die transversale Schauerinformation bei dieser Art von Kalorimeter das beste Unterscheidungskriterium zwischen Elektronen und Pionen. Hierzu wird eine Größe definiert, die als 2. Moment einer Verteilung bekannt ist oder auch als Dispersion bezeichnet wird. Sie ist gegeben durch:

$$D = \sqrt{D_x^2 + D_y^2}$$

mit

$$D_x^2 = \frac{\sum w_i \cdot x_i^2}{\sum w_i} - \left(\frac{\sum w_i \cdot x_i}{\sum w_i}\right)^2$$

x_i ist die Schwerpunktskoordinate der Zelle i. w_i wie in Abschnitt 5.4.1 ein Gewichtsfaktor, der auch hier nach der logarithmischen Gewichtung berechnet

Teststrahl			Simulation		
Run / $E[GeV]$	ε_e [%]	$\not\varepsilon_\pi$ [%]	$E[GeV]$	ε_e [%]	$\not\varepsilon_\pi$ [%]
1 / 2	99.6 ± 0.1	53.0 ± 1.4	2	100.0 ± 0.0	54.6 ± 0.5
2 / 4	99.3 ± 0.3	40.4 ± 1.1	3	100.0 ± 0.0	39.4 ± 0.5
3 / 5	95.3 ± 1.1	32.2 ± 1.3	4	100.0 ± 0.0	29.9 ± 0.5
4 / 7	97.7 ± 0.9	24.5 ± 0.6	5	100.0 ± 0.0	24.3 ± 0.4
5 / 2	98.9 ± 0.3	53.0 ± 2.5	6	99.9 ± 0.0	19.4 ± 0.4
6 / 3	99.2 ± 0.3	46.2 ± 1.5	7	99.9 ± 0.0	16.1 ± 0.4
7 / 4	99.1 ± 0.4	42.3 ± 1.1	10	99.7 ± 0.1	8.3 ± 0.3
8 / 7	98.9 ± 0.7	26.2 ± 0.8			
9 / 3	99.3 ± 0.3	48.5 ± 1.5			
10 / 4	99.9 ± 0.1	41.8 ± 1.0			
11 / 5	99.4 ± 0.4	32.6 ± 1.3			
12 / 7	100.0 ± 0.0	26.5 ± 1.2			

Tabelle 5.6: *Anteil ε_e der Elektronen und $\not\varepsilon_\pi$ der Pionen in Simulation und Testmessung, welcher eine rekonstruierte Energie von $130\,MeV$ im hadronischen Teil des SpaCal nicht überschreitet*

werden soll. Der Abschneideparameter kann ein anderer als der bei der Ortsrekonstruktion verwendete sein und wird im folgenden mit W_1 bezeichnet. Der Wert von W_1 wird zunächst auf 4.5 festgelegt. Im Laufe des Kapitels wird gezeigt, daß die Verteilungen von D bei kleinem W_1 stark ortsabhängig sind. Dieser Effekt ist bei $W_1 = 4.5$ noch nicht ganz verschwunden. Dennoch soll der Wert nicht höher gewählt werden, damit nicht Zellen mit in die Betrachtung einbezogen werden, welche durch Rauschen eine Energiedeposition vortäuschen. $W_1 = 4.5$ bedeutet, daß Zellen, welche weniger als 1.1% der rekonstruierten Energie enthalten, nicht mit berücksichtigt werden. Bei einer rekonstruierten Energie von $1\,GeV$, welche dem zuvor besprochenen Energieschnitt entspricht, liegen die berücksichtigten Energien damit über dem Rauschen einer einzelnen Zelle.

Abbildung 5.30 zeigt die rekonstruierte Energie jedes einzelnen Teilchens und sein 2. Moment in einer zweidimensionalen Verteilung für die Meßwerte beim Einschuß auf die ,,Kante". Im oberen Teil der Abbildung ist dies für Elektronen, im unteren für Hadronen dargestellt. Die Verteilung der Elektronen befindet sich unabhängig von der Energie zwischen $D = 2\,cm$ und $D = 3\,cm$. Bei niedrigen Energien gibt es vermehrt Ausläufer zu höheren Werten von D. Pionen mit einer rekonstruierten Energie größer als $1\,GeV$ finden sich hauptsächlich bei größeren D. Die Anhäufung bei $D = 0\,cm$ und $D = 2\,cm$ für Energien kleiner als $1\,GeV$ stammen von minimal ionisierenden Teilchen, welche ihre Energie nur in einer oder zwei Zellen deponiert haben. Ein Schnitt in der Energie bei $1\,GeV$ und ein weiterer Schnitt in D erlauben, Hadronen von Elektronen zu trennen.

In Abbildung 5.31 sind, nach Einschußorten sortiert, die Verteilungen von D für

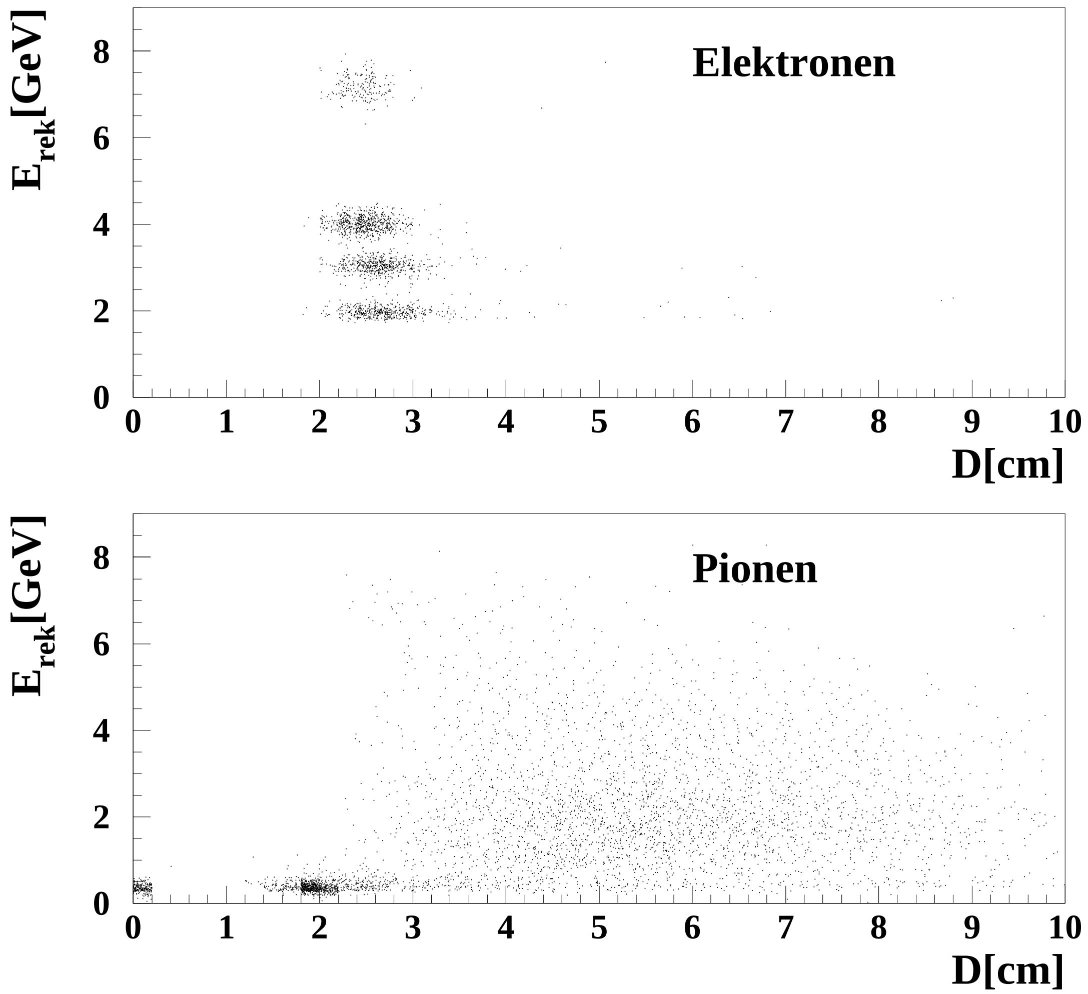

Abbildung 5.30: *Rekonstruierte Energie E_{rek} von Elektronen und Pionen in Abhängikeit von der Dispersion D in den Meßwerten für den Einschuß auf die ,,Kante". Die Einschußenergien betrugen $E_{ein} = 2, 3, 4$ und $7\,GeV$*

Elektronen aller analysierten Meßläufe eingetragen. Eine analoge Darstellung für Pionen findet sich in Abbildung 5.32. In diesen Darstellungen wurde ein Schnitt mit $E_{rek} > 1\,GeV$ in der rekonstruierten Energie verwendet. Bei den Pionen ist keine besondere Abhängigkeit von der Energie oder dem Einschußort zu erkennen. Bei den Elektronen hingegen sind die Verteilungen beim Einschuß in eine ,,Ecke" wesentlich schmaler. Beim Einschuß ins ,,Zentrum" ist weiterhin eine leichte Energieabhängigkeit zu beobachten. Bei kleinen Energien gibt es vermehrt Ausläufer zu größeren Werten von D. Vermutlich sind diese Ausläufer durch die bei kleinerer Energien geringere Teilchenzahl im Schauer und dadurch auftretende Fluktuationen zu erklären.

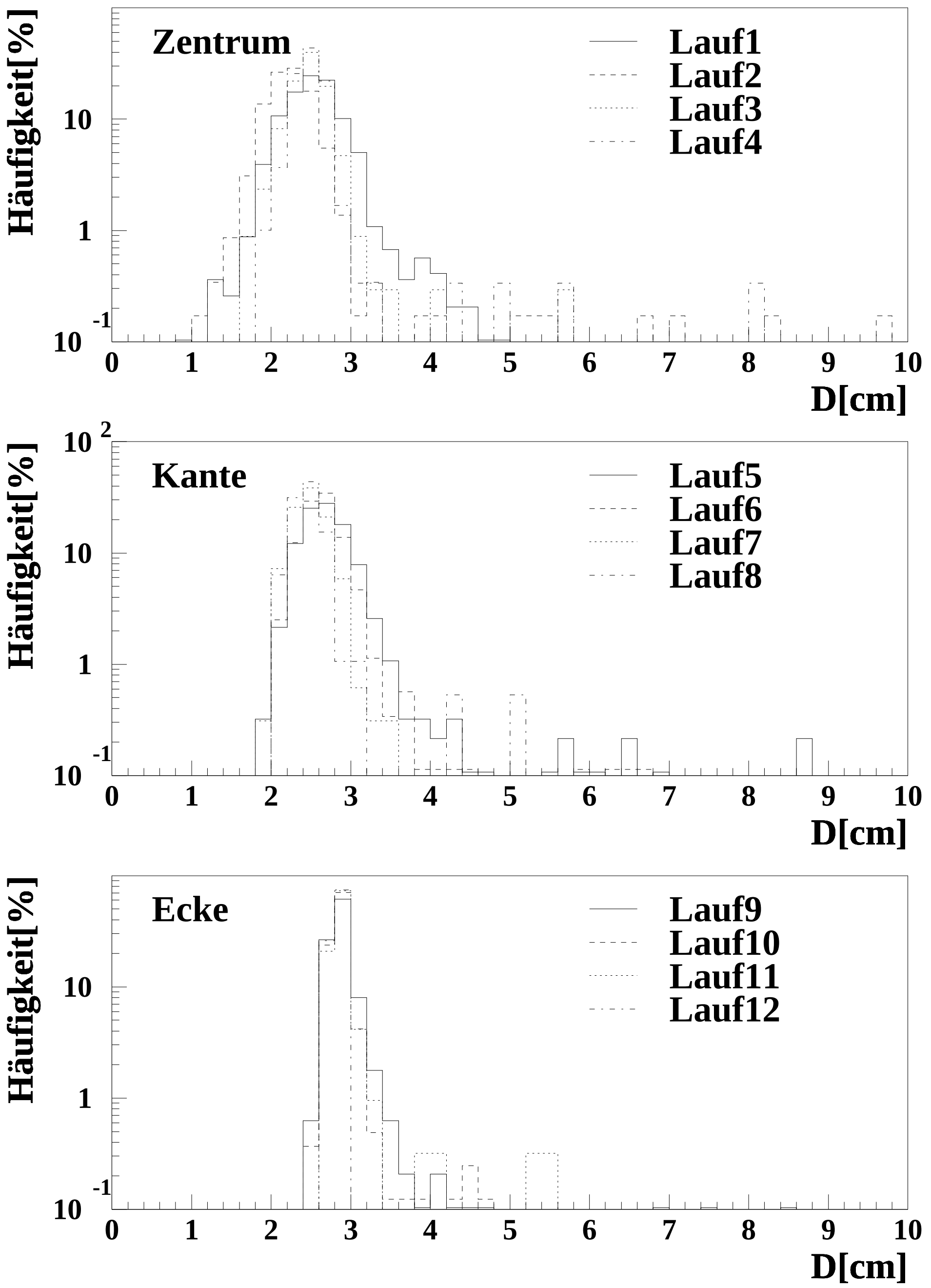

Abbildung 5.31: *Verteilung des 2. Momentes D für Elektronen bei allen Meßläufen, sortiert nach den Einschußorten*

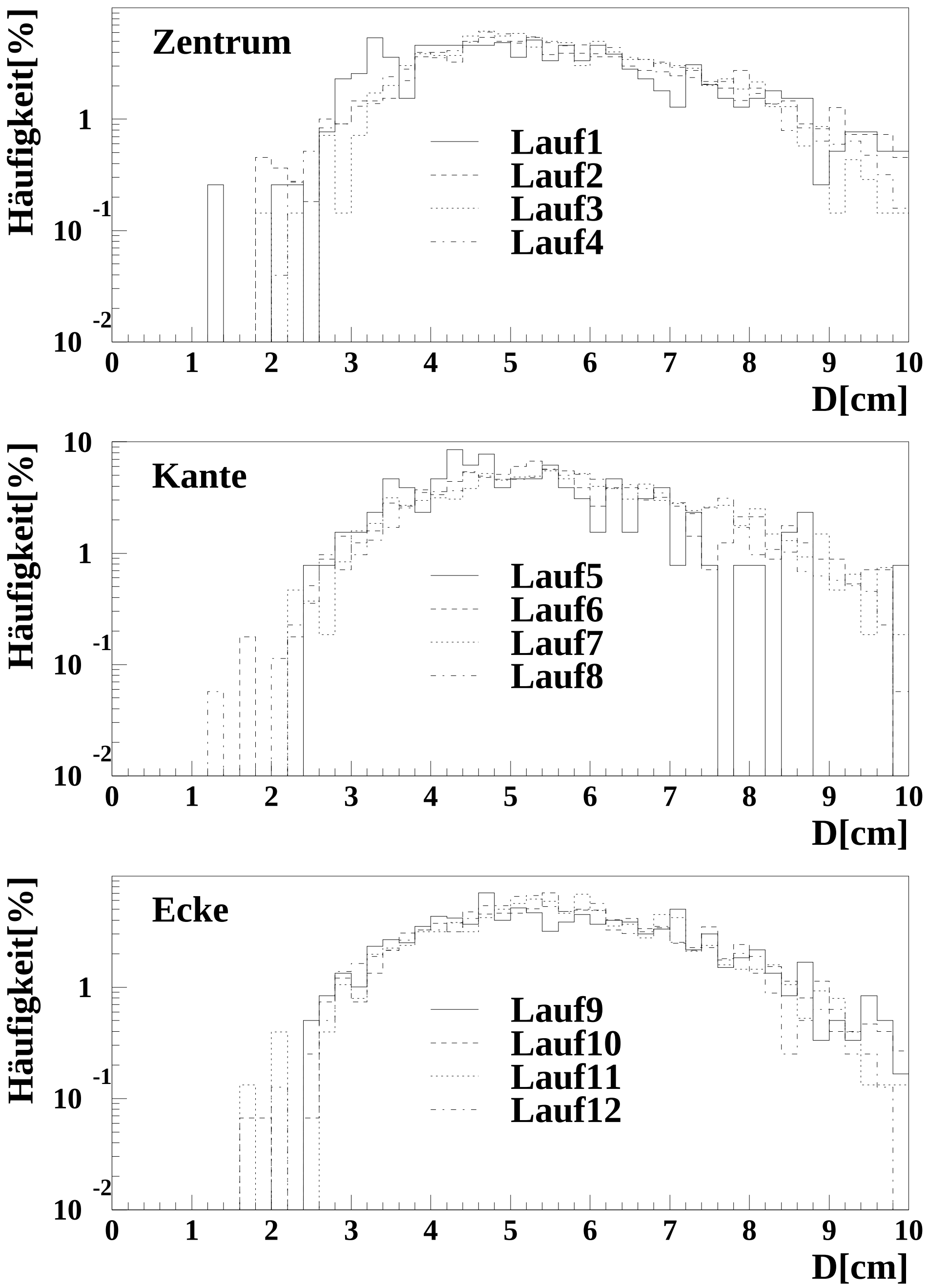

Abbildung 5.32: *Verteilung des 2. Momentes D für Pionen bei allen Meßläufen, sortiert nach den Einschußorten*

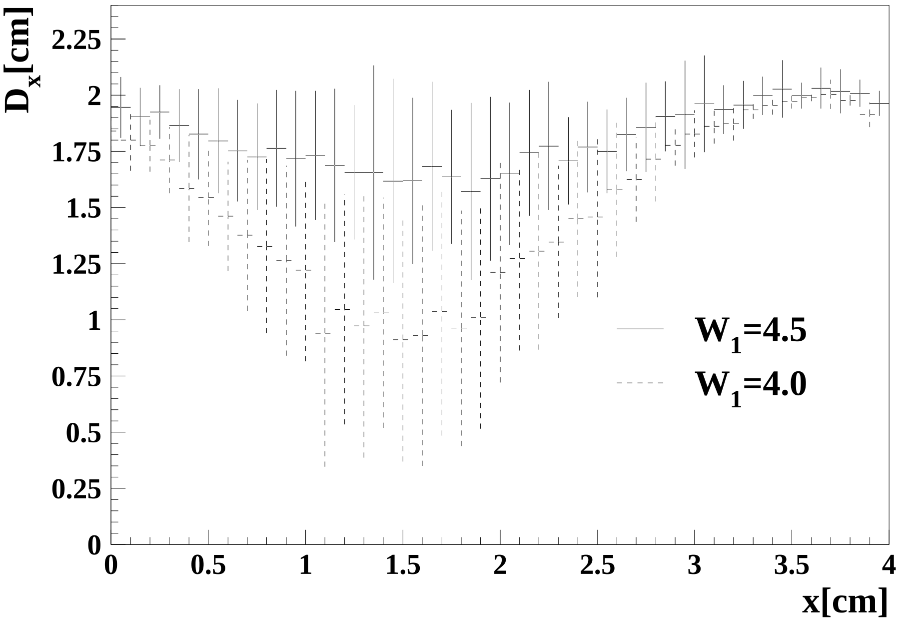

Abbildung 5.33: *Ortsabhängigkeit des 2. Moments D in Abhängigkeit vom Abschneideparameter W_1 für Elektronen (Simulation)*

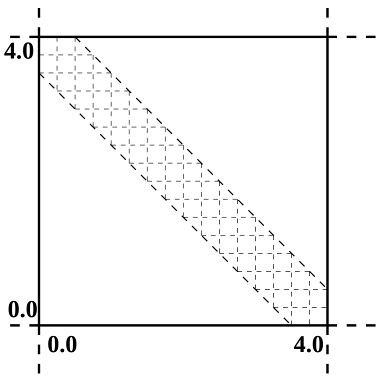

Abbildung 5.34: *Entlang der markierten Diagonalen wurden die Werte in Abbildung 5.33 gewonnen*

In Abbildung 5.33 ist die x-Komponente des 2. Momentes D_x aus der Simulation als Funktion von x für $W_1 = 4.0$ und $W_1 = 4.5$ dargestellt. Die Balken zeigen die Standardabweichung der Verteilungen. Der Übersicht halber ist die Kurve für $W_1 = 4.0$ leicht gegenüber der anderen Kurve verschoben. Die Werte für D_x wurden entlang der in Abbildung 5.34 skizzierten Diagonalen einer Zelle aus der Simulation gewonnen. Für beide W_1 sieht man eine Ortsabhängigkeit von D_x. Bei $W_1 = 4.0$ ist diese aber wesentlich ausgeprägter.

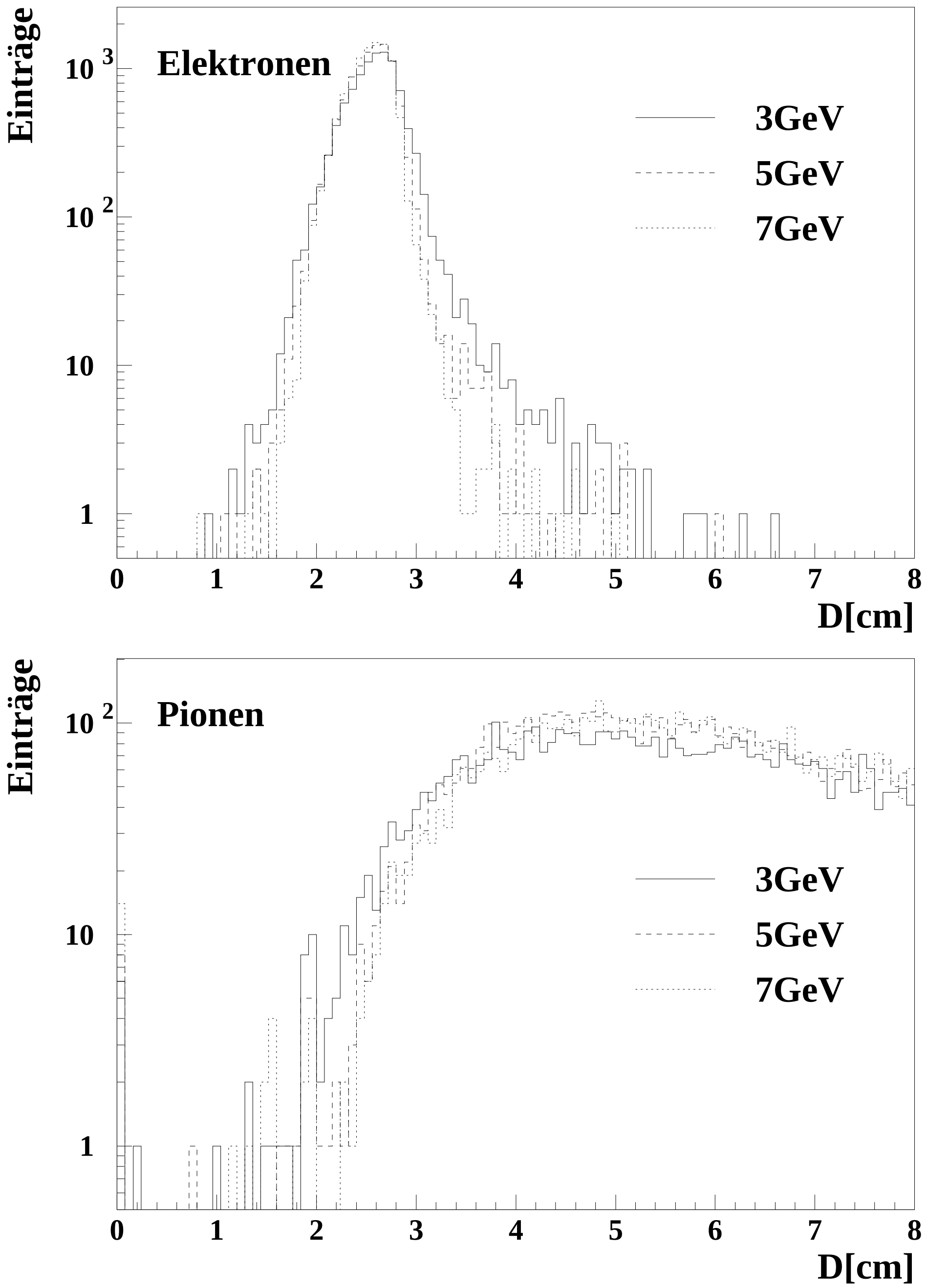

Abbildung 5.35: *Verteilung des 2. Moments D für Elektronen (oben) und Pionen (unten) für verschiedene Energien (Simulation)*

	$D < 3.0\,cm$		$D < 3.1\,cm$		$D < 3.2\,cm$	
Lauf/E[GeV]	ε_e [%]	$\not\varepsilon_\pi$ [%]	ε_e [%]	$\not\varepsilon_\pi$ [%]	ε_e [%]	$\not\varepsilon_\pi$ [%]
1 / 2	86.3 ± 0.8	0.9 ± 0.3	90.8 ± 0.7	1.2 ± 0.3	94.0 ± 0.5	1.5 ± 0.3
2 / 4	97.6 ± 0.6	1.5 ± 0.3	97.9 ± 0.6	1.7 ± 0.3	97.9 ± 0.6	2.1 ± 0.3
3 / 5	96.5 ± 1.0	< 1.1	97.9 ± 0.8	< 1.1	98.8 ± 0.6	< 1.3
4 / 7	97.7 ± 0.9	1.2 ± 0.2	98.0 ± 0.8	1.5 ± 0.2	98.0 ± 0.8	1.9 ± 0.2
5 / 2	78.4 ± 1.3	< 2.3	85.9 ± 1.1	< 2.3	90.7 ± 1.0	< 3.0
6 / 3	88.5 ± 1.1	1.0 ± 0.3	92.3 ± 0.9	1.2 ± 0.3	95.8 ± 0.7	1.3 ± 0.3
7 / 4	97.8 ± 0.6	0.7 ± 0.2	98.8 ± 0.4	1.1 ± 0.2	99.1 ± 0.4	1.4 ± 0.3
8 / 7	97.3 ± 1.2	1.4 ± 0.2	97.9 ± 1.1	1.9 ± 0.2	98.9 ± 0.7	2.2 ± 0.3
9 / 3	77.6 ± 1.3	1.0 ± 0.3	88.5 ± 1.0	1.4 ± 0.3	93.8 ± 0.8	1.5 ± 0.4
10 / 4	86.9 ± 1.2	0.8 ± 0.2	94.5 ± 0.8	1.2 ± 0.2	98.3 ± 0.5	1.3 ± 0.2
11 / 5	85.4 ± 2.0	< 1.3	93.7 ± 1.4	1.1 ± 0.3	96.8 ± 1.0	1.3 ± 0.3
12 / 7	94.8 ± 2.5	1.1 ± 0.3	100.0 ± 1.5	1.3 ± 0.3	100.0 ± 1.5	1.6 ± 0.3
Simulation						
	$D < 2.9\,cm$		$D < 3.0\,cm$		$D < 3.1\,cm$	
/ 2	81.7 ± 0.4	2.2 ± 0.1	88.1 ± 0.3	2.6 ± 0.2	92.3 ± 0.3	3.1 ± 0.2
/ 3	89.8 ± 0.3	2.0 ± 0.1	94.3 ± 0.2	2.5 ± 0.2	96.3 ± 0.2	3.1 ± 0.2
/ 4	93.4 ± 0.2	1.7 ± 0.1	96.5 ± 0.2	2.0 ± 0.1	98.0 ± 0.1	2.4 ± 0.2
/ 5	95.4 ± 0.2	1.1 ± 0.1	97.8 ± 0.1	1.4 ± 0.1	98.7 ± 0.1	1.9 ± 0.1
/ 6	96.9 ± 0.2	1.2 ± 0.1	98.4 ± 0.1	1.4 ± 0.1	98.9 ± 0.1	1.7 ± 0.1
/ 7	97.5 ± 0.2	1.1 ± 0.1	98.6 ± 0.1	1.3 ± 0.1	99.3 ± 0.1	1.7 ± 0.1
/ 10	98.8 ± 0.1	1.6 ± 0.1	99.4 ± 0.1	2.0 ± 0.1	99.7 ± 0.1	2.3 ± 0.2

Tabelle 5.7: *Elektroneneffizienz ε_e und Pioneninneffizienz $\not\varepsilon_\pi$ für verschiedene Schnitte in D*

Zum Vergleich der Messung und der Simulation stellt Abbildung 5.35 die Verteilung des 2. Moments für die Simulation dar. Alle Einschußpositionen in einer Zelle sind hierbei gleichermaßen vertreten. Im oberen Teil der Abbildung sind die Verteilungen für Elektronen unterschiedlicher Energie gezeigt. Wie in den Daten erkennt man eine Energieabhängigkeit. Für Pionen ist, wie im unteren Teil gezeigt, keine signifikante Abhängigkeit von der Energie sichtbar.

Für drei Schnitte sind die Elektroneneffizienz ε_e und die Pionineffizienz $\not\varepsilon_\pi$ in Tabelle 5.7 für alle analysierten Meßläufe und für die Simulation eingetragen. Eine Angabe „< 1.1" bedeutet eine obere Grenze mit einem 95% Konfidenzintervall. Solche Angaben wurden benutzt, wenn weniger als 10 Teilchen gezählt wurden und somit der statistische Fehler zu groß würde.

Um die Elektroneffizienzen in Simulation und Messung miteinander vergleichen zu können, mußten die in D gewählten Schnitte für die Simulation um 0.1 kleiner sein als in der Messung. Möglicherweise gibt die Simulation die transversale Energieverteilung im Schauer nicht ganz so wieder, wie sie tatsächlich zu beobachten ist.

Die eingetragenen Werte für ε_e variieren im Gegensatz zu $\not\varepsilon_\pi$ stark mit dem Einschußort. Nach der Betrachtung der Verteilung des 2. Moments in Abbildungen

5.31 und 5.32 ist dies auch nicht verwunderlich. Die Verteilungen bei Einschuß ins ,,Zentrum" hat ihren Mittelwert bei kleineren Werten von D und ist relativ breit. Im Vergleich dazu sind die Verteilungen bei Einschuß auf eine ,,Ecke" sehr schmal und haben ihren Mittelwert bei höheren D. Bei der Simulation wurden alle Einschußorte gleichmäßig beschossen. Ein Vergleich der aus der Simulation entnommenen Werte mit denjenigen beim Einschuß auf die ,,Kante" läßt vermuten, daß an dieser Position eine Mittelung stattfindet. Die erhaltenen Werte für Simulation und Messung sind miteinander verträglich. Betrachtet man die Werte bei $D < 3.2$ in den Daten, so ist eine Ineffizienz von kleiner als 2% bei einer Elektroneneffizienz von größer als 95% zu erkennen. Dies läßt sich durch die Benutzung der longitudinalen Information noch weiter verbessern.

Eine Kombination der drei Schnitte $E_{rek} > 1\,GeV$, $E_{had} < 130\,MeV$ und $D < 3.1\,cm$ für die Daten bzw. $D < 3.0$ für die Simulation führt zu den in Tabelle 5.8 gezeigten Werten für $\not\varepsilon_\pi$ und ε_e . In Simulation und Messung werden sehr kleine Ineffizienzen für die Pionen erzielt. Durch die Verwendung der unterschiedlichen Abschneideparameter sind ε_e und $\not\varepsilon_\pi$ im Rahmen der Fehler kompatibel. Eine Ineffizienz $\not\varepsilon_\pi$ von kleiner als 1% bei akzeptabler Effizienz für Elektronen sollte also im Experiment erreichbar sein, zumal die verwendeten Parameter noch weiter optimiert und auf die jeweiligen Bedürfnisse angepaßt werden können. Bei den Testmessungen sind keine Untersuchungen mit inaktivem Material vor dem Kalorimeter und/oder Untersuchungen im Magnetfeld durchgeführt worden. Eine Abschätzung der zu erwartenden Effekte soll im folgenden Abschnitt versucht werden.

5.5.4 Einfluß von Magnetfeld und inaktivem Material auf die Elektron-Pion-Trennung

Zur Abschätzung des Verhaltens des SpaCal mit Magnetfeld und inaktivem Material vor dem SpaCal, werden hierzu Studien vorgestellt. In der Simulation wurde der in Abschnitt 5.2 erwähnte Quader aus Aluminium vor dem Detektor plaziert. Desweiteren wurde ein Magnetfeld von $1.2\,T$ verwendet, wie es im H1-Detektor vorhanden ist. Elektronen und Pionen mit einer Energie von $6\,GeV$ wurden simuliert. Die Einschußwinkel betrugen $\alpha = 0°$ und $\beta = 3°$ oder $\beta = 20°$. Alle möglichen Kombinationen von Magnetfeld und inaktivem Vormaterial wurden unter beiden Winkelkombinationen simuliert. Zur Trennung kommt die Methode zur Untersuchung der transversalen Ausdehnung des Schauers zum Einsatz, kombiniert mit einem Energieschnitt für die rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter $E_{rek} > 1\,GeV$.

In Abbildungen 5.36 und 5.37 sind die Verteilungen des 2. Moments bei einem Abschneideparameter $W_1 = 4.5$ dargestellt. Folgendes ist ersichtlich:

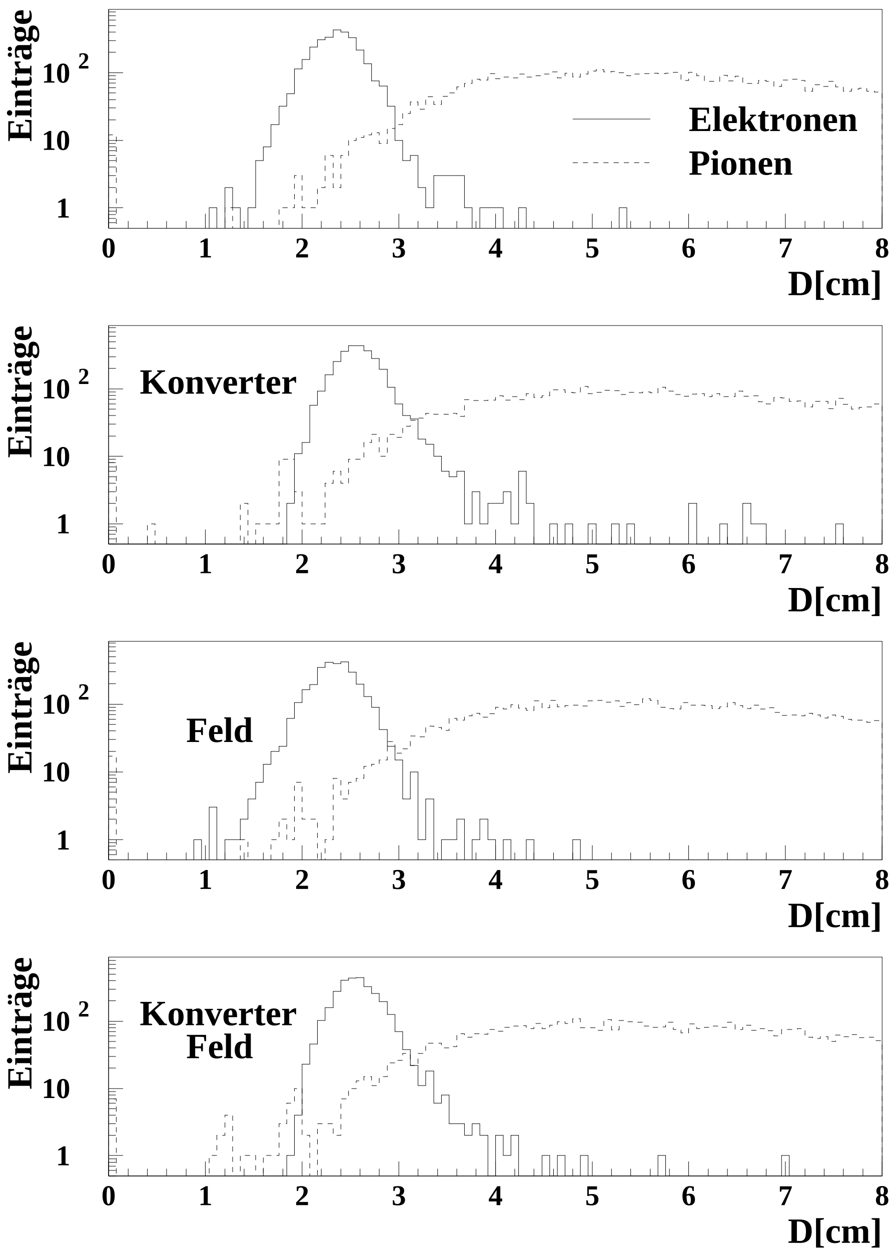

Abbildung 5.36: *Verteilung des 2. Moments D für Elektronen und Pionen einer Energie von* $6\,GeV$ *für alle Kombinationen von Feld und Konverter bei einem Einschußwinkel von* $3°$

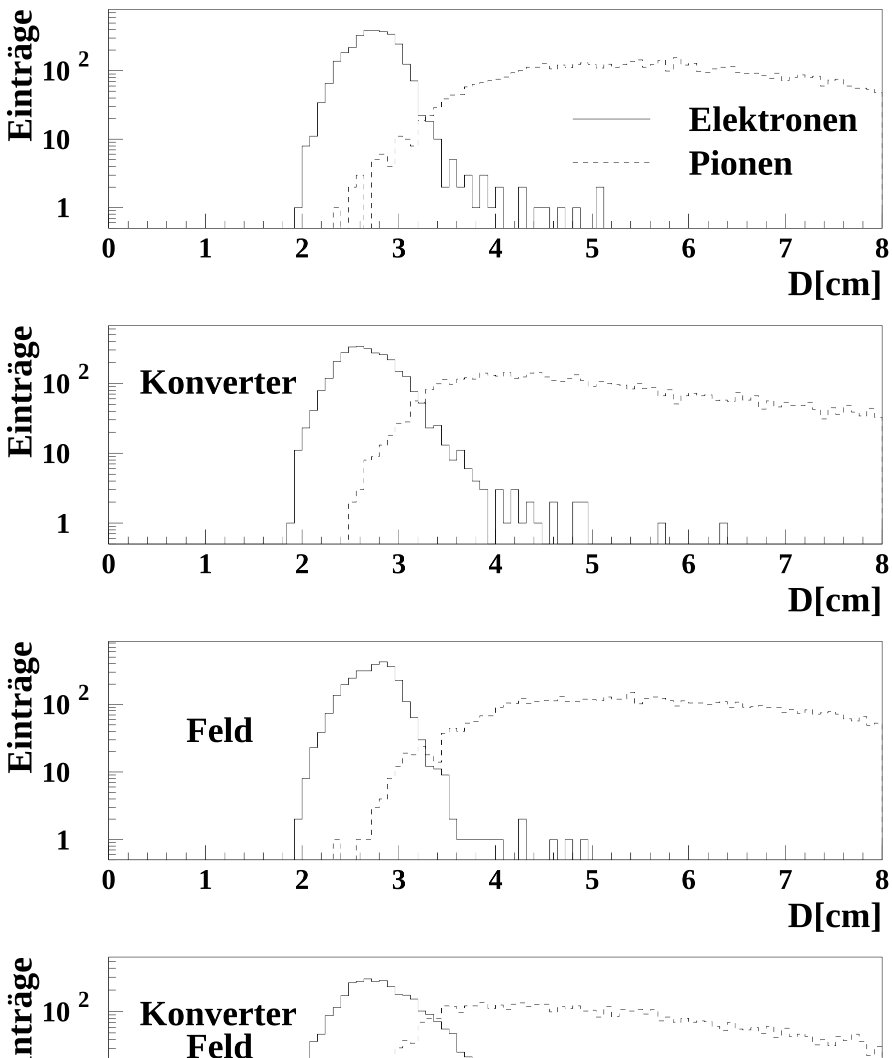

Abbildung 5.37: *Verteilung des 2. Moments D für Elektronen und Pionen einer Energie von* 6 *GeV für alle Kombinationen von Feld und Konverter bei einem Einschußwinkel von* 20°

Teststrahl $D < 3.1\,cm$			Simulation $D < 3.0\,cm$		
Lauf/$E\,[GeV]$	ε_e [%]	ξ_π [%]	$E\,[GeV]$	ε_e [%]	ξ_π [%]
1 / 2	90.4 ± 0.7	1.0 ± 0.3	2	88.1 ± 0.3	1.7 ± 0.1
2 / 4	97.4 ± 0.7	1.3 ± 0.3	3	94.3 ± 0.2	1.1 ± 0.1
3 / 5	90.6 ± 1.6	< 0.6	4	96.5 ± 0.2	0.7 ± 0.1
4 / 7	96.3 ± 1.1	0.6 ± 0.1	5	97.8 ± 0.1	0.3 ± 0.1
5 / 2	84.3 ± 1.2	< 2.3	6	98.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1
6 / 3	90.7 ± 1.0	< 1.5	7	98.5 ± 0.1	0.4 ± 0.1
7 / 4	97.4 ± 0.6	0.6 ± 0.2	10	99.1 ± 0.1	0.3 ± 0.1
8 / 7	94.1 ± 1.7	0.5 ± 0.1			
9 / 3	88.0 ± 1.0	1.1 ± 0.3			
10 / 4	94.2 ± 0.8	0.7 ± 0.2			
11 / 5	92.1 ± 1.5	< 0.6			
12 / 7	98.7 ± 1.3	< 0.9			

Tabelle 5.8: *Ergebnis der Kombination aller drei vorgestellten Kriterien zur Elektron-Pion-Trennung:* $E_{elek} > 1\,GeV$, $E_{had} < 130\,MeV$ *und* $D < 3.1\,cm$ *in den Daten, bzw.* $D < 3.0\,cm$ *für die Simulation*

- **ohne Konverter:** Die Verteilungen der Elektronen unterscheiden sich unabhängig vom Magnetfeld für die jeweiligen Winkel kaum. Die Verteilungen für $\beta = 20°$ sind etwas schmaler. Die Verteilungen der Pionen sind sich auch sehr ähnlich. Hier finden sich bei $\beta = 20°$ keine Einträge bei kleinen Werten von D.

- **mit Konverter, aber ohne Magnetfeld:** Die Verteilungen des 2. Moments zeigen für Elektronen bei beiden Winkeln Ausläufer zu höheren Werten.

- **mit Konverter und Magnetfeld:** Nur bei $\beta = 20°$ ist eine zusätzliche Verbreiterung der Verteilung für Elektronen zu beobachten.

Die Spektren der Pionen ohne Verwendung des Konverters sind bei 20° leicht zu höheren Werten von D verschoben. Mit Konverter ist eine stärkere Anhäufung bei $D \approx 3\,cm$ zu erkennen. Diese Anhäufung läßt sich wie folgt erklären: Die Simulationen wurden durchgeführt, indem eine Zelle im Zentrum des simulierten Aufbaus mit den Teilchen beschossen wurde. Bei der Simulation mit Konverter wurde dieselbe Stelle in x- und y-Richtung beschossen. Diese befand sich aber $25\,cm$ von der Kalorimeteroberfläche entfernt. Durch den erhöhten Abstand trafen die Teilchen bei starker Neigung der Flugrichtung das Kalorimeter nicht mehr zentral, sondern weiter am Rand. Dies führte dazu, daß der breite Schauer der Pionen in transversaler Richtung weniger vollständig im Kalorimeter eingeschlossen werden konnte. Damit kann der Schauer schmaler erscheinen, als er wirklich

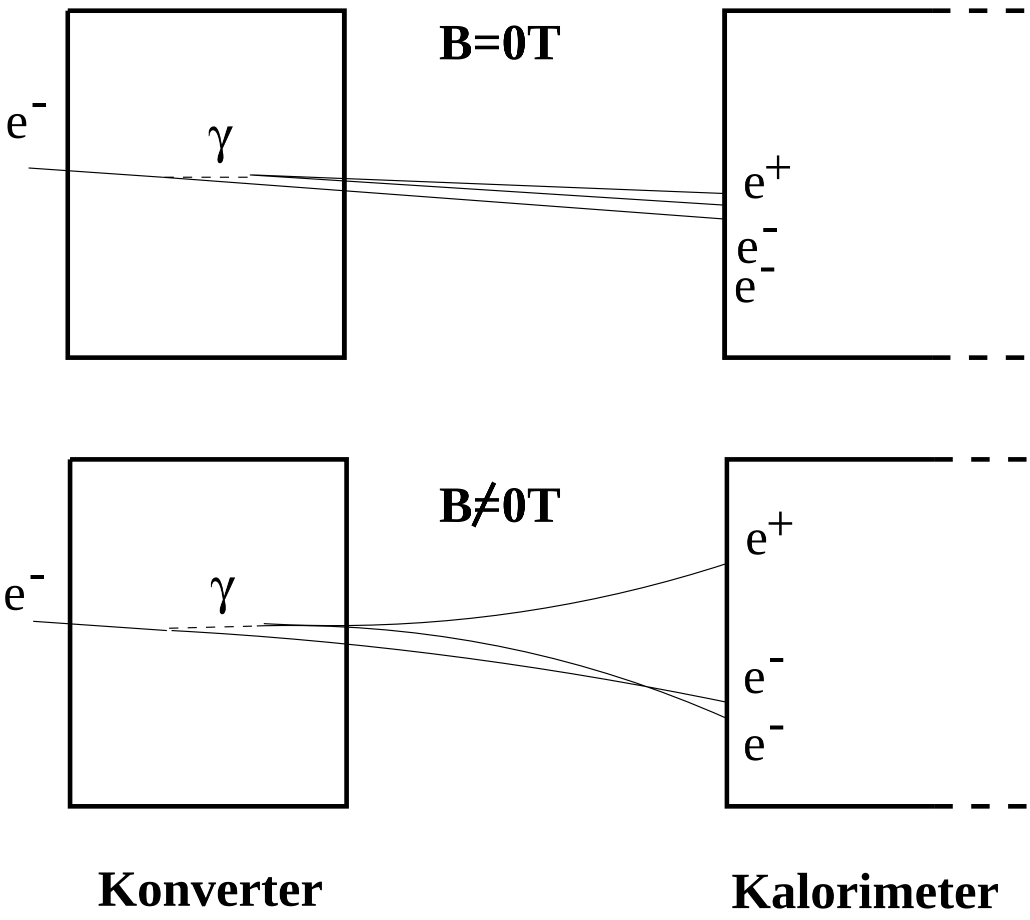

Abbildung 5.38: *Prinzipielle Darstellung der Schauerentwicklung mit und ohne Magnetfeld im Vormaterial*

ist. Um diesen Effekt zu korrigieren, wurde bei den folgenden Betrachtungen für die Fälle eines Einschußwinkels von $\beta = 20°$ bei Verwendung des Konverters die Verteilung des 2. Momentes durch die entsprechende Verteilung *ohne* Konverter ersetzt. Dies darf unter der Annahme geschehen, daß der Konverter keinen Einfluß auf die Verteilung des 2. Moments bei den Pionen hat. Diese Annahme scheint, wenn man die restlichen Verteilungen betrachtet, erfüllt.

Zur Erklärung der Verbreiterung der Verteilung bei Elektronen soll Abbildung 5.38 herangezogen werden. Dort ist die Entwicklung eines Schauers in dem inaktiven Vormaterial skizziert. Das einfallende Elektron strahlt ein Photon in einem Bremsstrahlungsprozeß ab. Dieses kann in ein Elektron-Positron Paar konvertieren. Ohne Magnetfeld fliegen die Teilchen nahezu in dieselbe Richtung. Mit Magnetfeld werden die Positronen und Elektronen in verschiedenen Richtungen abgelenkt. Die Ablenkung der vom Photon erzeugten Teilchen ist höher, da ihre Energie geringer ist. Die Verteilung der Auftrefforte auf der Stirnfläche des Ka-

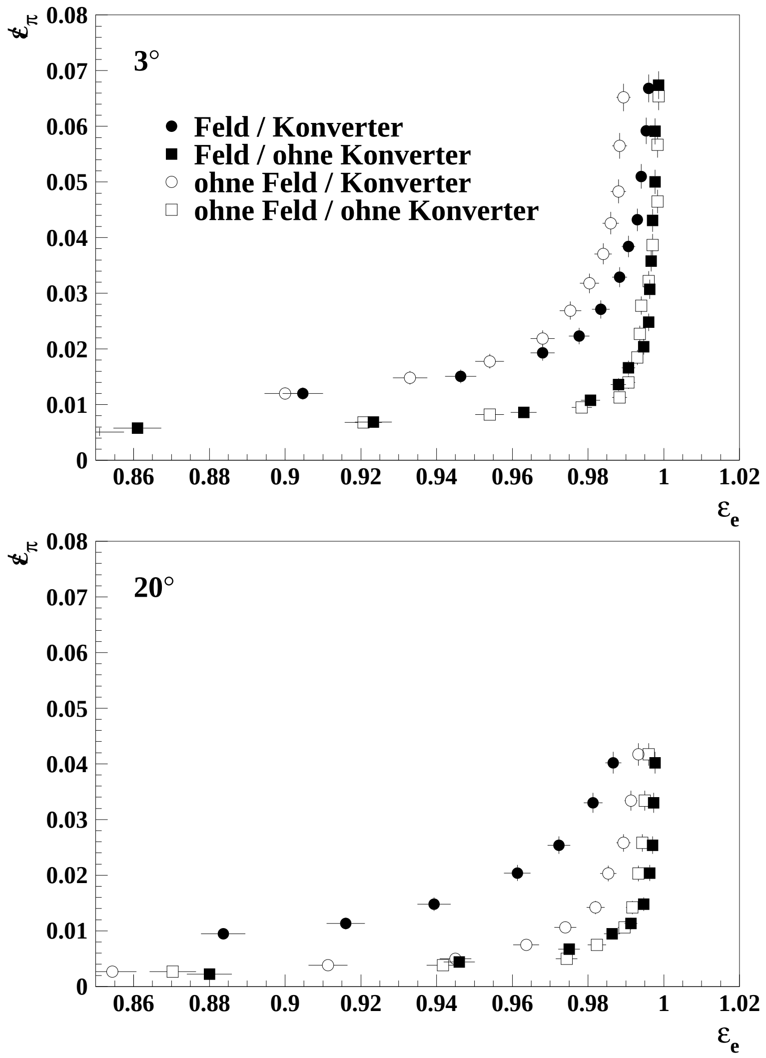

Abbildung 5.39: *Pionineffizienz $\not\varepsilon_\pi$ als Funktion der Elektroneffizienz ε_e ermittelt für 6GeV Elektronen und Pionen bei verschiedenen Kombinationen von Vormaterial und Magnetfeld*

lorimeters und damit die Verteilung der Energie, wird breiter. Damit erhöht sich auch der Wert für das zweite Moment. Bei dieser Betrachtung muß berücksichtigt werden, daß das Magnetfeld nur wirksam ist, wenn die geladenen Teilchen eine Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld besitzen. Diese ist bei einem Auftreffwinkel von $\beta = 3°$ klein. Dadurch lassen sich die Ausläufer zu hohen Werten von D bei $\beta = 20°$ (Abbildung 5.37) erklären.

Abbildung 5.39 zeigt die Pioneninneffizienz $\not\varepsilon_\pi$ als Funktion der Elektroneneffizienz

Bedingung	$\not\varepsilon_\pi$ bei $\varepsilon_e = 95\%$ für	
	$\beta = 3°$	$\beta = 20°$
ohne Feld / ohne Konverter	$\approx 0.8\%$	$\approx 0.5\%$
Feld / ohne Konverter	$\approx 0.8\%$	$\approx 0.5\%$
ohne Feld / Konverter	$\approx 1.7\%$	$\approx 0.6\%$
Feld / Konverter	$\approx 1.7\%$	$\approx 1.7\%$

Tabelle 5.9: *Pionineffizienz $\not\varepsilon_\pi$ für $\varepsilon_e = 95\%$ für die angegebenen Fälle*

ε_e für alle oben aufgeführten Kombinationen von Feld und Konverter. Im oberen Teil der Abbildung für Einschußwinkel von $\beta = 3°$ und unten für $\beta = 20°$. Hier werden die Auswirkungen der oben beschriebenen Verteilungen deutlich. Ohne Konverter sind die Kurven unabhängig vom Magnetfeld und Winkel sehr ähnlich. Bei genauer Betrachtung ist $\not\varepsilon_\pi$ bei großem Winkel etwas geringer. Bei $\beta = 3°$ unterscheiden sich die Kurven bei Anwesenheit des Konverters nur wenig in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Bei $\beta = 20°$ bleibt die Ineffizienz bei Anwesenheit des Magnetfeldes konstant, wohingegen sie sich im Vergleich zu dem Fall bei $\beta = 3°$ ohne Magnetfeld verbessert. Die Ineffizienz, wie sie ohne Konverter vorliegt, wird fast erreicht. Die Verbesserung der Ineffizienzen bei $\beta = 20°$ ist aus den Verteilungen des 2. Momentes der Pionen zu erklären. Zum einen fehlen die wenigen Einträge bei $D = 0\,cm$ und $D = 2\,cm$, zum anderen ist das gesamte Spektrum zu größeren Werten von D verschoben. Dies verkleinert die Ineffizienzen und kompensiert die Verbreiterung der D-Verteilung der Elektronen bei vorhandenem Magnetfeld und Konverter.

Die hier beobachteten Effekte wurde auch schon bei der Analyse von Simulationen zum Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors festgestellt [EBBI92].

Um die gemachten Ausagen zu quantifizieren, sind die Ineffizienzen für eine Elektroneneneffizienz von 95% in Tabelle 5.9 eingetragen. Die Zahlenwerte variieren zwischen $\not\varepsilon_\pi = 0.5\%$ und $\not\varepsilon_\pi = 1.7\%$. In Kombination mit dem longitudinalen Schnitt wird die Ineffizienz hoffentlich einen Wert von kleiner als 1% erreichen. Diese Untersuchung wurde nicht durchgeführt, da das hadronische Kalorimeter bei einem Einschußwinkel von 20° und Verwendung des Konverters nicht vollständig getroffen wurde. Reichen diese Kriterien nicht aus, um die Ineffizienz auf unter 1% zu bringen, so müssen weitere Kriterien zur Separation von Elektronen und Hadronen gefundenen werden. Zwei Vorschläge dazu werden im nächsten Abschnitt kurz erläutert.

5.5.5 Weitere mögliche Kriterien zur Trennung

Für die spätere Anwendung im H1-Experiment sind noch weitere Methoden zur Elekton-Pion-Trennung denkbar. Im Rahmen der Erneuerung des rückwärtigen

Bereichs sind weitere Detektorkomponenten geplant. Zum einen ist dies eine Driftkammer (BDC[4]), welche die Auftreffposition für geladene Teilchen auf der Kalorimeteroberfläche bestimmen kann. Zum anderen ein Spurverfolgungssystem (BST[5]) aus Siliziumdetektoren, welches die Spuren geladener Teilchen in den rückwärtigen Bereich bestimmen soll. Die Idee der zusätzlichen Ausnutzung der genannten Detektoren zur Trennung soll kurz skizziert werden.

Auftreffort: Wie in Abschnitten 5.4.2 und 5.4.3 gezeigt wurde, ist die Rekonstruktion des Auftreffortes eines Teilchen mit dem Kalorimeter möglich. Dabei ist die Bestimmung für Elektronen wesentlich besser. Eine zu große Abweichung des von der BDC bestimmten Auftreffortes von dem mit dem Kalorimeter berechneten läßt auf ein Hadron schließen.

Vergleich zwischen Energie und Impuls: Die Spurverfolgung im Rückwärtsbereich wird in einem gewissen Maße in der Lage sein, die Krümmung der Spur und damit den Impuls geladener Teilchen zu messen. Der Vergleich des gemessenen Impulses mit der vom Kalorimeter gemessenen Energie würde bei zu großer Abweichung wiederum auf ein Hadron hinweisen.

Die mit dieser Methode erreichbare Trennung soll durch die folgende Betrachtung abgeschätzt werden. Ausgehend von einer Energieauflösung des Kalorimeters für elektromagnetische Schauer [HUTT94] von

$$\frac{\sigma_{kalo}}{E_{kalo}} = \frac{7\%}{\sqrt{E_{kalo}\,[GeV]}} \oplus 0.5\% \text{ und von } \frac{\sigma_{spur}}{E_{spur}} = 10\% + 6\% \cdot E_{spur}\,[GeV]$$

für das Spursystem [WULF92], erhält man eine kombinierte Energieauflösung von $\sigma_{ges} = \sigma_{kalo} \oplus \sigma_{spur}$. Alle Teilchen, deren mit dem Kalorimeter bestimmte Energie E_{kalo} kleiner als $E_{spur} - 2 \cdot \sigma_{ges}$ ist, werden als Hadronen identifiziert. Durch dieser Bedingung verliert man 2.5% der Elektronen; 97.5% der Elektronen liegen oberhalb von $E_{spur} - 2\sigma_{ges}$ in der Gaußverteilung. Die Differenz $E_{spur} - 2 \cdot \sigma_{ges}$ ist in Abbildung 5.40 als Funktion der mit dem Spursystem bestimmten Energie E_{spur} dargestellt. Schraffiert ist der Bereich für $E_{spur} < E_{spur} - 2\sigma_{ges}$ eingezeichnet. Wird mit dem Kalorimeter eine Energie in diesem Bereich rekonstruiert, so war das Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit ein Hadron. Zwischen $2\,GeV < E_{spur} < 6\,GeV$ ist die Trennung etwas besser als der zu Anfang diese Kapitels eingeführte Energieschnitt bei $E_{kalo} = 1\,GeV$. Bei größeren Energien dominiert die Unsicherheit durch die Messung mit dem Spursystem.

[4]**B**ackward **D**rift**c**hamber

[5]**B**ackward **S**ilicon **T**racker

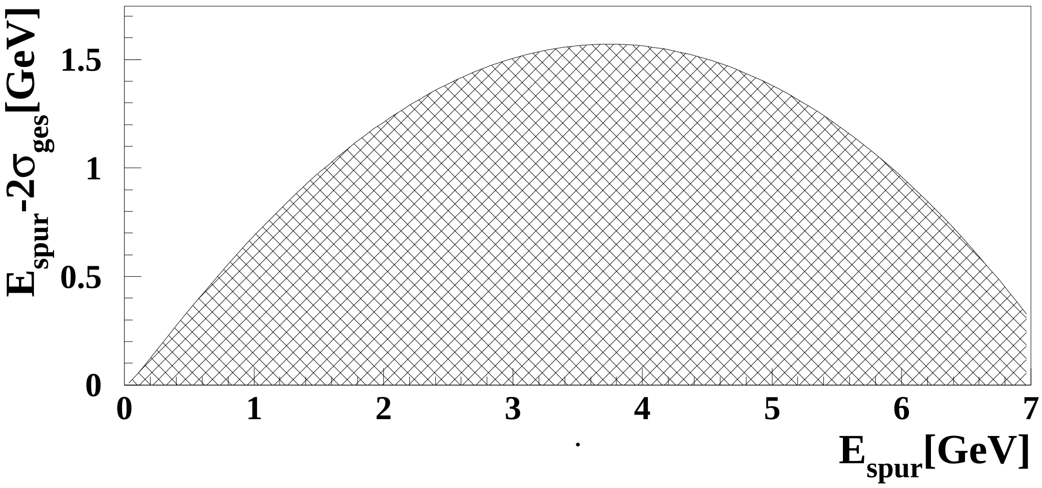

Abbildung 5.40: *Die Differenz $E_{spur} - 2 \cdot \sigma_{ges}$ ist als Funktion der mit dem Spursystem bestimmten Energie E_{spur} dargestellt. Teilchen bei denen E_{kalo} kleiner als $E_{spur} - 2 \cdot \sigma_{ges}$ ist (schraffierter Bereich) sind mit großer Wahrscheinlichkeit Hadronen*

Genaue Untersuchungen zu diesen Vorschlägen müssen mit der noch nicht vorhandenen vollständigen Simulation des Detektors durchgeführt werden. Dabei werden dann gleichzeitig die Einflüsse des vorherschenden Magnetfeldes und des inaktiven Materials im Detektor berücksichtigt. Weiterhin kann dort das tatsächlich relevante Energiespektrum der Teilchen berücksichtigt werden.

5.5.6 Konsequenzen aus der erreichten Trennung

Die Verbesserung der Elektron-Pion-Trennung soll trotz der erhöhten Raten für Hadronen (siehe Abbildung 1.5) auch bei kleinen Energien eine Rekonstruktion des Elektrons ermöglichen. Nimmt man eine Fehlidentifikation eines Hadrons als Elektron von 1% an und verlangt die Bestimmung der Zahl der Elektronen mit einer Genauigkeit von 10%, so darf die Zählrate für Pionen diejenige für Elektronen um einen Faktor 10 übersteigen. Betrachtet man Abbildung 1.5, so ist für diesen Fall abzulesen, daß eine Energiemessung des Elektrons ab 8 GeV sicherlich möglich sein wird.

Kapitel 6

Untersuchungen zum inneren Randbereich des Kalorimeters

Bei einem Experiment mit kollidierenden Strahlen soll ein Detektor in der Lage sein, einen möglichst großen Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt auszumessen. Da die einzelnen Supermodule des SpaCal eine *quadratische* Frontfläche von $16.2 \cdot 16.2\,cm^2$ haben, läßt sich damit der Bereich, welcher das *runde* Strahlrohr umschließt nicht hinreichend abdecken. Genau dieser Bereich ist jedoch von großem Interesse. Hier lassen sich, wie schon mehrfach gesagt, Informationen über die Struktur des Protons bei besonders kleinen Werten der Bjørken-Skalenvariable x extrahieren (Abschnitt 1.2.1). Deshalb wurden für diesen inneren Randbereich spezielle Module gebaut, welche im folgenden als **Insert** bezeichnet werden. Im nächsten Abschnitt soll zunächst das Insert beschrieben werden. Anschließend werden Simulationen zur erwartende Güte des Inserts betrachtet und daraufhin mit durchgeführten Testmessungen verglichen.

6.1 Beschreibung des Inserts

Das Insert soll weitgehend einem ,,normalen" Supermodul entspechen. Dies bedeutet, daß die äußeren Maße beibehalten werden. Besonderheiten sind zum einen die Aussparung mit einem Radius von $5.5\,cm$ für das Strahlrohr, zum anderen die spezielle Aufteilung der Fasern bei der Bündelung. In Abbildung 6.1 ist gezeigt, aus welchen Bereichen die Fasern jeweils einem Photomultiplier zugeordnet werden. Die Fasern aus einer $8\,mm$ breiten Lage rund um das Strahlrohr werden, nach Vierteln getrennt, über Lichtmischer an 4 Photomultiplier angekoppelt. Der dadurch entstehende geschlossene Ring um das Strahlrohr soll die Identifikation von Schauern ermöglichen, welche zu hohe Leckverluste in diese Richtung haben. Dieser Bereich wird als Vetolage bezeichnet.

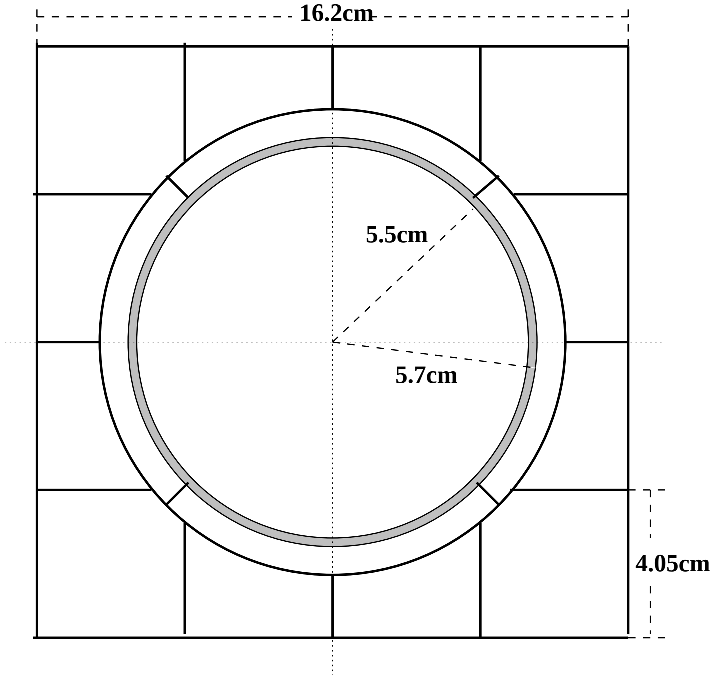

Abbildung 6.1: *Skizze für den Aufbau der inneren Region des SpaCal. Zu erkennen sind die Bereiche, aus denen die Fasern zu je einer Auslesezelle zusammengefaßt werden*

In Abbildung 6.2 ist die Photographie eines Insertquadranten gezeigt. Zu erkennen sind die $25\,cm$ langen Bleiplatten, deren Breite nach oben hin abnimmt, um die Aussparung für das Strahlrohr zu bilden. Am Ende der Bleiplatten treten die Fasern heraus. Gut zu erkennen sind die Faserbündel, welche von den Bündelungsrahmen zusammen gehalten werden. Die kleinen Bündel links und oben gehören jeweils zu einer Hälfte der Vetolage dieses Quadranten. Sie werden später mit ihrem Nachbarn des nächsten Quadranten an einen Lichtmischer angekoppelt. Diese Methode mußte aus Platzgründen gewählt werden, damit alle Sekundärelektronenverfielfacher untergebracht werden konnten. Die Bündelungsebene ist in dem Photo noch nicht vollständig bearbeitet. Im nächsten Arbeitsschritt müssen die aus dem Bündelungsrahmen überstehenden Fasern abgeschlagen und dann poliert werden. Auf dem Photo nicht gezeigt ist eine $2\,mm$ dicke Schicht aus Tantal, welche die Innenseite des Inserts bedecken wird. Diese Schicht dient der Abschirmung von Synchrotronstrahlung. Anfangs war geplant hier Blei einzusetzen. Tantal hat aber den Vorteil, zusätzliche Stabilität geben zu können.

Abbildung 6.2: *Photographie eines Insertquadranten*

6.2 Beschreibung der Simulation

Die hier verwendete Simulation ist derjenigen im vorhergehenden Kapitel sehr ähnlich. Wiederum wurde das in Kapitel 4 beschriebene Materialgemisch anstelle einer detaillierten Beschreibung der Blei-Faser-Matrix verwendet, was die aufgezählten Vor- und Nachteile mit sich bringt.

Betrachtet wurde das Insert, umgeben von 8 Supermodulen. Die Frontfläche des simulierten Aufbaus ist in Abbildung 6.3 skizziert. Da die Untersuchungen zur Gestaltung des Inserts beitragen sollten, war die Form und Lage der Faserbündel zur Zeit der Programmierung noch nicht bekannt. Deshalb wurden die Faserbündel hier nur als $7\,cm$ dicke Scheibe aus Szintilator angenähert. Der dabei zuviel simulierte Volumenanteil wurde, wie in Kapitel 4 beschrieben, entsprechend berücksichtigt. Betrachtet man die Photographie, so ist offensicht-

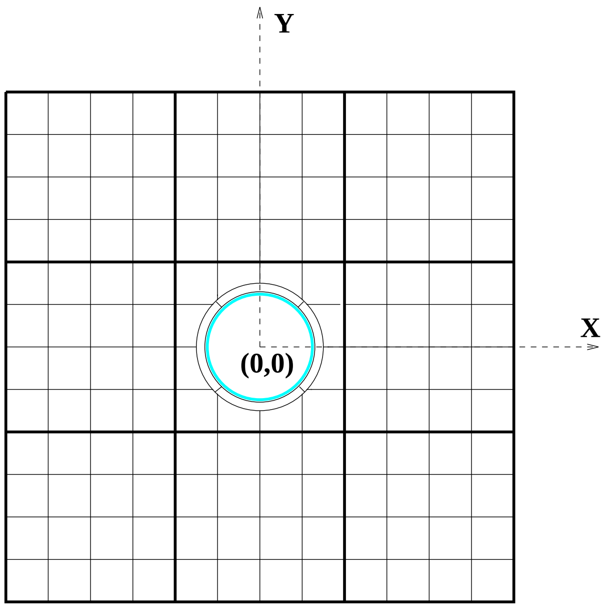

Abbildung 6.3: *Skizze für den Aufbau der Simulation der inneren Region des SpaCal. Simuliert wurde das Insert, umgeben von 8 Supermodulen. Der Koordinatenursprung befindet sich im Zentrum des Inserts*

lich, daß diese Beschreibung den Raum zwischen den beiden Faserbündeln der Vetolage nur in sehr grober Näherung beschreibt. Diese Fehlbeschreibung fällt zunächst nicht stark ins Gewicht, da die Schauer von auf die Frontfläche des Kalorimeters fallenden Elektronen nahezu vollständig absorbiert werden und somit sehr wenig Licht im Faserbündel selbst produzieren. Anders ist dies, wie später gezeigt werden soll, für von der Innenseite in das Insert eintretende Elektronen.

Als Vorstudie wurden in der Simulation die Fälle keine Vetolage, $0.5\,cm$ und $1\,cm$ dicke Vetolage betrachtet, um Aussagen über ihre Verwendungsmöglichkeit treffen zu können. Hier wurde im Gegensatz zum später gebauten Detektor als Abschirmung nicht Tantal, sondern Blei verwendet. Der dadurch auftretende Effekt ist aufgrund der ähnlichen Strahlungslänge der beiden Materialien (X_0(Pb)=$0.56\,cm$; X_0(Ta)=$0.41\,cm$) und der dünnen Schicht ($2\,mm$) klein und sollte nur dann bemerkbar sein, wenn Elektronen von der Innenseite in das Insert hinein treten. Simuliert wurden Einschüsse von 16000 Elektronen mit einer Energie von $20\,GeV$ auf einen Quadranten des Aufbaus. Die Einschußwinkel sind abhängig von der Auftreffposition auf der Frontfläche. Sie ergeben sich aus der Flugbahn eines Teilchens, wie sie im H1-Detektor zu erwarten ist, nämlich von einem $145\,cm$ weit entfernten Wechselwirkungspunkt her. Für Abstände $R < 5.5\,cm$ von der Strahlachse treffen Elektronen nicht mehr auf die Frontfläche des Kalorimeters auf, sondern treten von der Seitenfläche in das Insert ein. R steht über die Beziehung $\Theta_e = 180° - \arctan(R/145.0\,cm)$ mit dem Polarwinkel

Θ_e in Verbindung.

Im folgenden Abschnitt soll der durch das Hinzufügen des Inserts zur Energiemessung einsetzbare Bereich bestimmt werden. Es ist offensichtlich, daß die deponierte Energie bei Annäherung des Einschußortes an das Strahlrohr aufgrund von Leckverlusten abnimmt und größere Fluktuationen der rekonstruierten Energie auftreten.

6.3 Ergebnisse der Simulationsrechnungen

In Abbildung 6.4 ist der Mittelwert der rekonstruierten Energie $\langle E_{rek} \rangle$ im SpaCal als Funktion des Abstandes R des einfallenden Elektrons vom Zentrum des Insert dargestellt. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus dem Mittelwert der nachgewiesenen Energie der Summe aller Zellen des Kalorimeters. Die gestrichelte und die punktierte Linie geben die rekonstruierte Energie an, wenn die Energie in den unterschiedlich dicken Vetolagen nicht mit berücksichtigt wird. Ein solcher Fall wäre auch in der späteren Anwendung vorstellbar, wenn die Vetolage sich zum Beispiel als nicht besonders gut kalibrierbar oder als sehr inhomogen herausstellen sollte. Damit würde der Akzeptanzbereich des SpaCal natürlich wieder eingeschränkt. Im unteren Teil von Abbildung 6.4 ist die rekonstruierte Energie in den Vetolagen verschiedener Dicken in Abhängigkeit vom Abstand R dargestellt. Hier erkennt man die Anwendungsmöglichkeit der Vetolage. Die dort nachgewiesene Energie kann als Indikator für zu große Leckverluste verwendet werden, indem nur Ereignisse akzeptiert werden, welche wenig Energie in der Vetolage deponiert haben. Der Abfall der rekonstruierten Energie auf einen nahezu konstanten Wert bei $4.8 \leq R \leq 5.5\,cm$ ist durch Elektronen zu erklären, welche von innen in das Insert hinein treten. Der Anstieg der rekonstruierten Energie bei $R = 4.8\,cm$ sowohl in der Vetolage als auch in den Summen wird in Abbildung 6.5 erklärt. Hier ist die rekonstruierte Energie in dem Bereich von $R = 4.5\,cm$ bis $R = 5.5\,cm$ als Funktion des Auftreffortes z auf der Innenseite des Inserts gezeigt. z steht mit R über die Beziehung $z = 145.0\,cm \cdot (5.5\,cm/R - 1.0)$ in Zusammenhang. Zur Verdeutlichung dieser Beziehung sind die Verhältnisse noch einmal in Abbildung 6.6 skizziert. Dargestellt in Abbildung 6.5 ist in gefüllten Kreisen die mittlere rekonstruierte Energie für die Summe aller Zellen, in offenen Kreisen aller Zellen einer $1\,cm$ dicken Vetolage und in offenen Quadraten aller Zellen *ohne* Berücksichtigung der Faserbündel. Deutlich zu erkennen ist der durch die Faserbündel verursachte Anstieg bei $z \approx 18\,cm$. Dieser wird durch die Teilchen des elektromagnetischen Schauers erzeugt, die ihre Energie nicht mehr vollständig im SpaCal deponieren, sondern direkt in das Faserbündel gelangen und dort Licht produzieren. Auch der Wert von $18\,cm$ ist verständlich. Nach Rossis Approximation B [ROSS64] läßt sich die Lage des Schauermaximums, wie auch schon in Abschnitt 2.2 diskutiert, berechnen. Mit $E_{krit} = 7.5\,MeV$ und

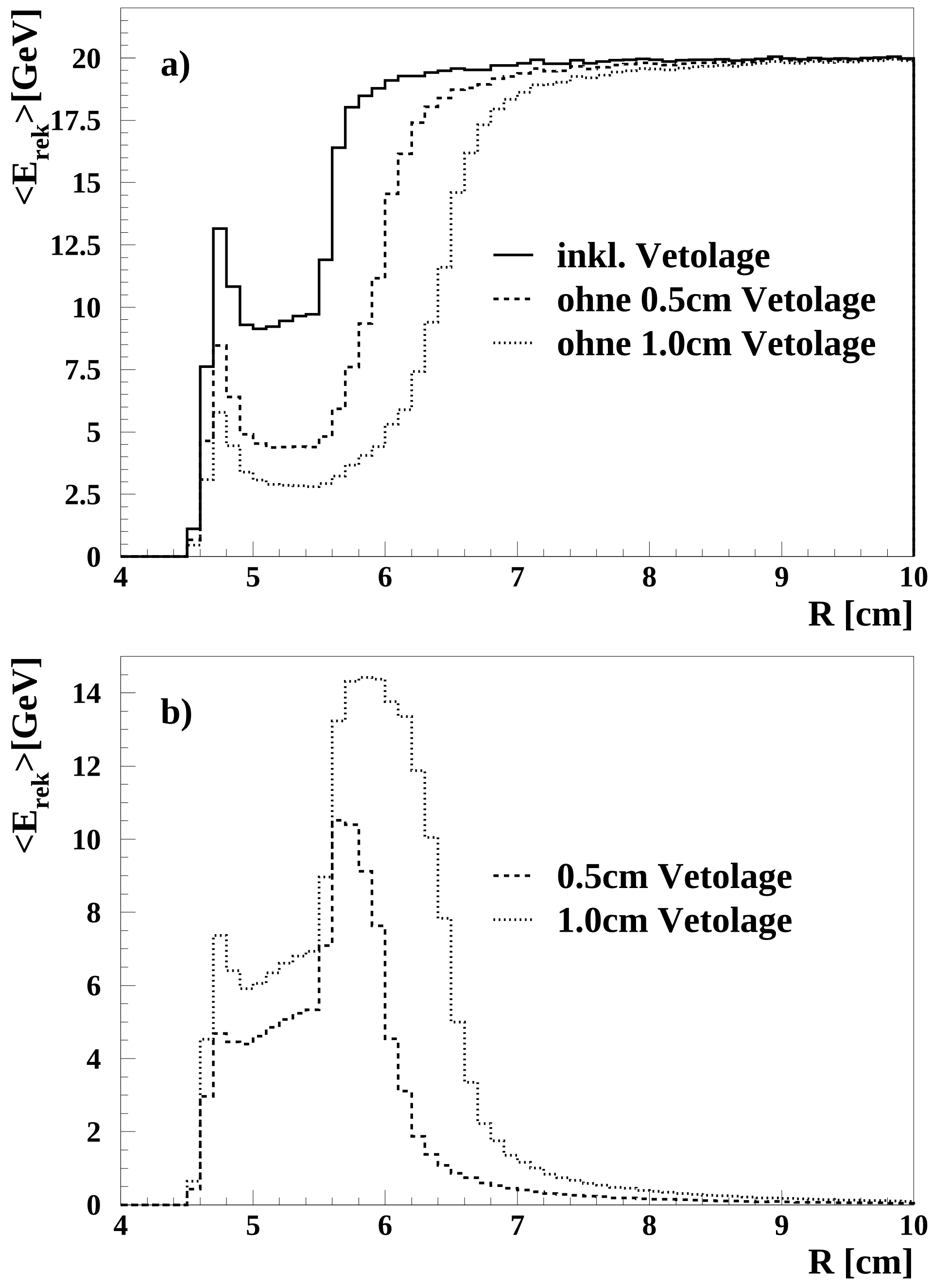

Abbildung 6.4: *In a) ist der Mittelwert der rekonstruierten Energie $\langle E_{rek} \rangle$ im simulierten Aufbau in Abhängigkeit vom Abstand R des einfallenden Elektrons zur Strahlachse für verschieden dicke Vetolagen dargestellt. In b) ist der Mittelwert der rekonstruierten Energie $\langle E_{rek} \rangle$ in den Vetolagen gezeigt*

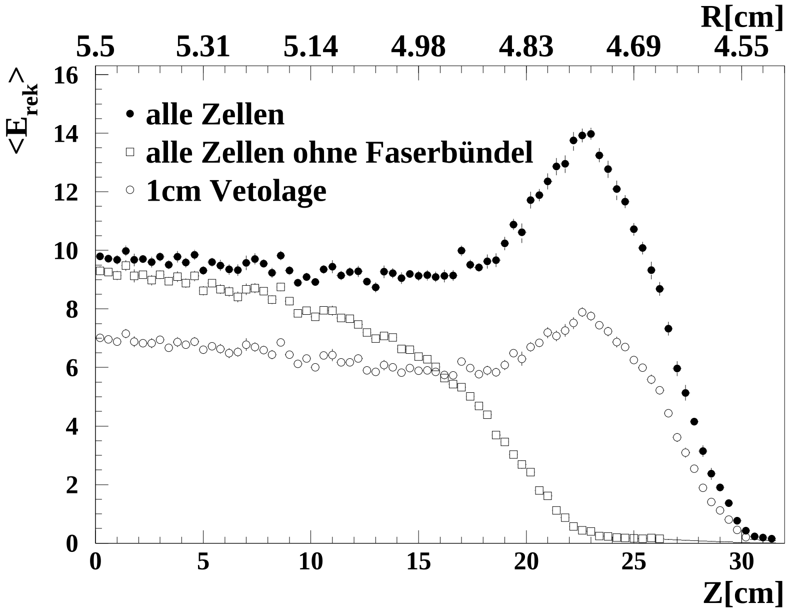

Abbildung 6.5: *Rekonstruierte Energie des SpaCal als Funktion des Auftrefforts auf der Innenseite des Inserts*

$X_0 = 0.91cm$ ergibt sich ein Wert von $x_{max} \approx 7.0\,cm$. Dieser Wert entspricht dem Punkt des Sichtbarwerdens des Faserbündeleffektes.

Abbildung 6.7 zeigt in a) noch einmal den Verlauf der rekonstruierten Energie entsprechend Abbildung 6.4. Jeder Punkt faßt hier die Energien aller Zellen mit Ausnahme der $1\,cm$ dicken Vetolage für Einschüsse in jeweils $3\,mm$ breite Kreisringe zusammen. Diese sind durch die horizontalen Balken verdeutlicht. Der Verzicht auf die Vetolage stellt den schlechtesten Fall dar, da unter Benutzung der Vetolage ein kleinerer Radius zugänglich wäre. In b) ist die Standardabweichung[1] der Verteilungen und in c) das Verhältnis zwischen Standardabweichung und dem Mittelwert der rekonstruierten Energie, dem Auflösungsvermögen, dargestellt. Der Abfall der rekonstruierten Energie beginnt bei etwa $R = 7.5\,cm$. Unterhalb von $R = 7\,cm$ nimmt auch die Breite der Verteilungen deutlich zu. Als Folge verschlechtert sich das Auflösungsvermögen.

Nicht nur das Maß des Abfalls der rekonstruierten Energie und die Breite der Verteilungen, sondern auch ihre Form ist wichtig. Zum Beispiel ist bei einer Verteilung mit langen Ausläufern zu niedrigen Energien eine Aussage über das Auflösungsvermögen schwierig. Ein Teil der Verteilungen, aus denen die Werte in 6.7 bestimmt wurden, ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Hier wurden die Energiespektren für kleine Radien $\langle R\rangle$ dargestellt, da die Verteilungen bei großen

[1] auch mit *rms* bezeichnet; aus dem Englischen: **r**oot **m**ean **s**quare

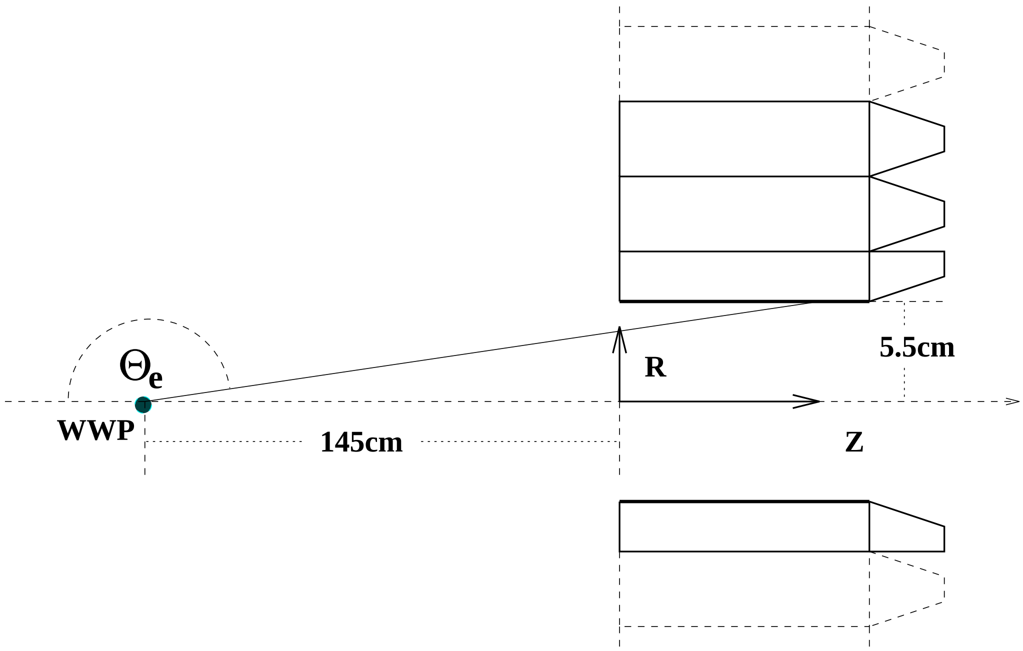

Abbildung 6.6: *Skizze zur Verdeutlichung der Beziehung zwischen Θ_e, R und z*

Radien nicht mehr stark voneinander differieren. Bei den dargestellten Verteilungen erkennt man, wie oben schon festgestellt, mit abnehmenden Radien eine Verringerung der mittleren rekonstruierten Energie und eine Verbreiterung der Verteilungen. Die Abweichung von gaußischer Form wird erst bei $\langle R \rangle < 7.15\,cm$ stark ausgeprägt. Dieser Wert bedeutet eine Streuung des Elektrons um ungefähr 2.8°, was in H1-Notation einem Polarwinkel von 177.2° entspricht. Mit dem bisher verwendeten Kalorimeter wurden Streuwinkel ab ungefähr 7.0° akzeptiert, so daß eine deutlicher Fortschritt in der Winkelakzeptanz ersichtlich ist. Es soll noch einmal betont werden, daß unter Verwendung der Vetolage weitere Werte mit $1\,cm$ kleineren Radius R gemessen werden können. Dies würde einen Polarwinkel von $\Theta_e = 177.6$ bedeuten.

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, ist auch eine Ortsbestimmung mit den SpaCal möglich. Der Bereich um das Strahlrohr ist natürlich nicht so gut geeignet, da durch die Leckverluste eine Verschiebung des Schauerschwerpunktes stattfindet und somit die Ortsrekonstruktion verfälscht wird. Bei der im letzten Kapitel vorgestellten Methode zur Ortsrekonstruktion wird der Ort nach der folgenden Vorschrift berechnet:

$$\vec{r}_{kalo} = \frac{\sum w_i \vec{r}_i}{\sum w_i} \quad ; \quad \vec{r}_i = \text{Schwerpunktskoordinate von Zelle } i$$

Die Gewichte w_i wurden wieder mit der logarithmischen Gewichtung bestimmt.

Bei den ,,normalen" Zellen ist die Schwerpunktskoordinate das Zentrum der Zelle.

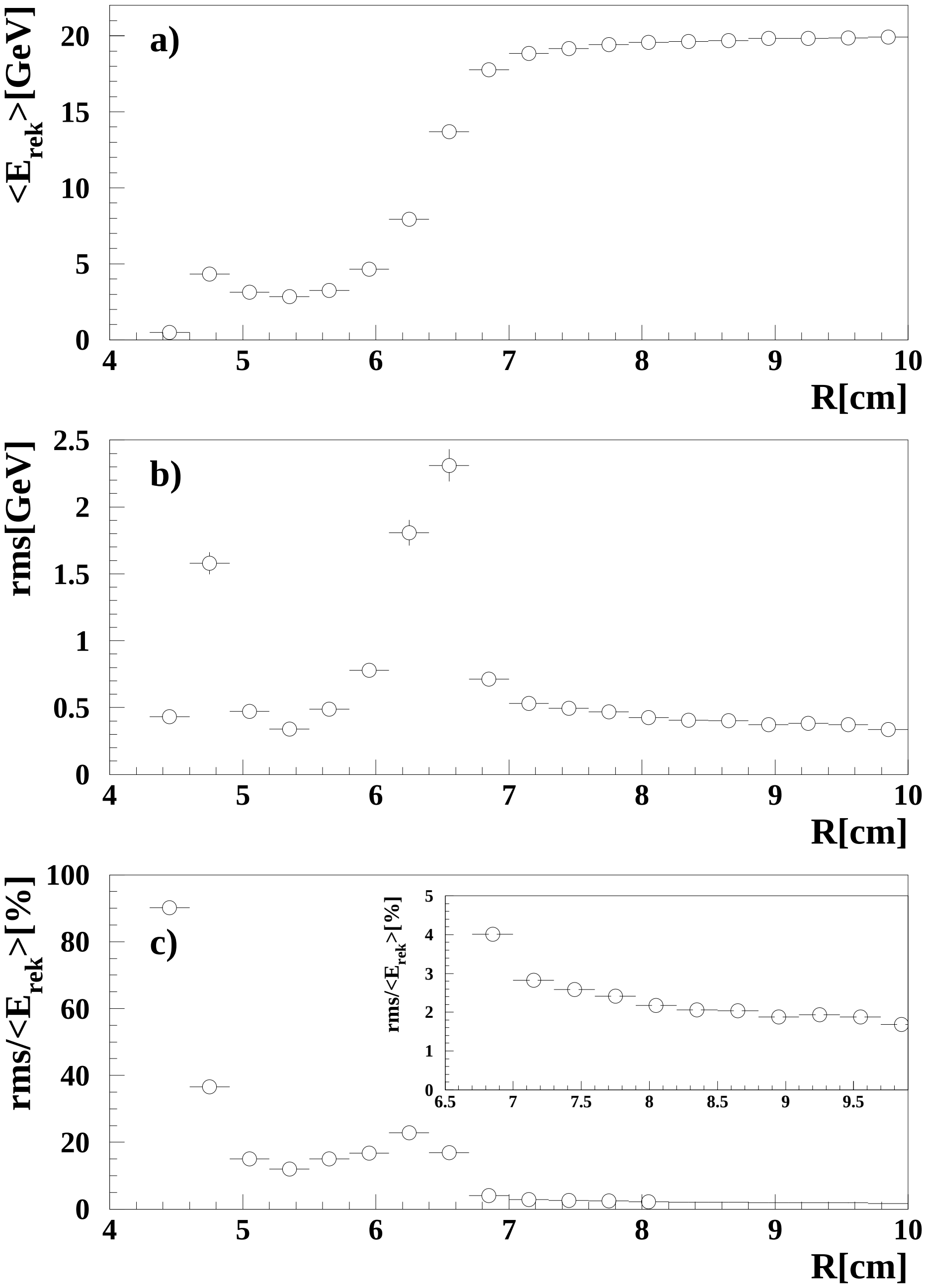

Abbildung 6.7: *a) Mittelwert der ohne* 1 *cm Vetolage rekonstruierten Energie* $\langle E_{rek} \rangle$ *, b) Standardabweichung rms und c) Auflösung rms/*$\langle E_{rek} \rangle$ *in Abhängigkeit vom Abstand R des Auftreffortes zum Zentrum des Inserts. Hier ist der Bereich für* $R > 6.5\,cm$ *zusätzlich mit einer anderen Skala auf der Ordinate gezeigt*

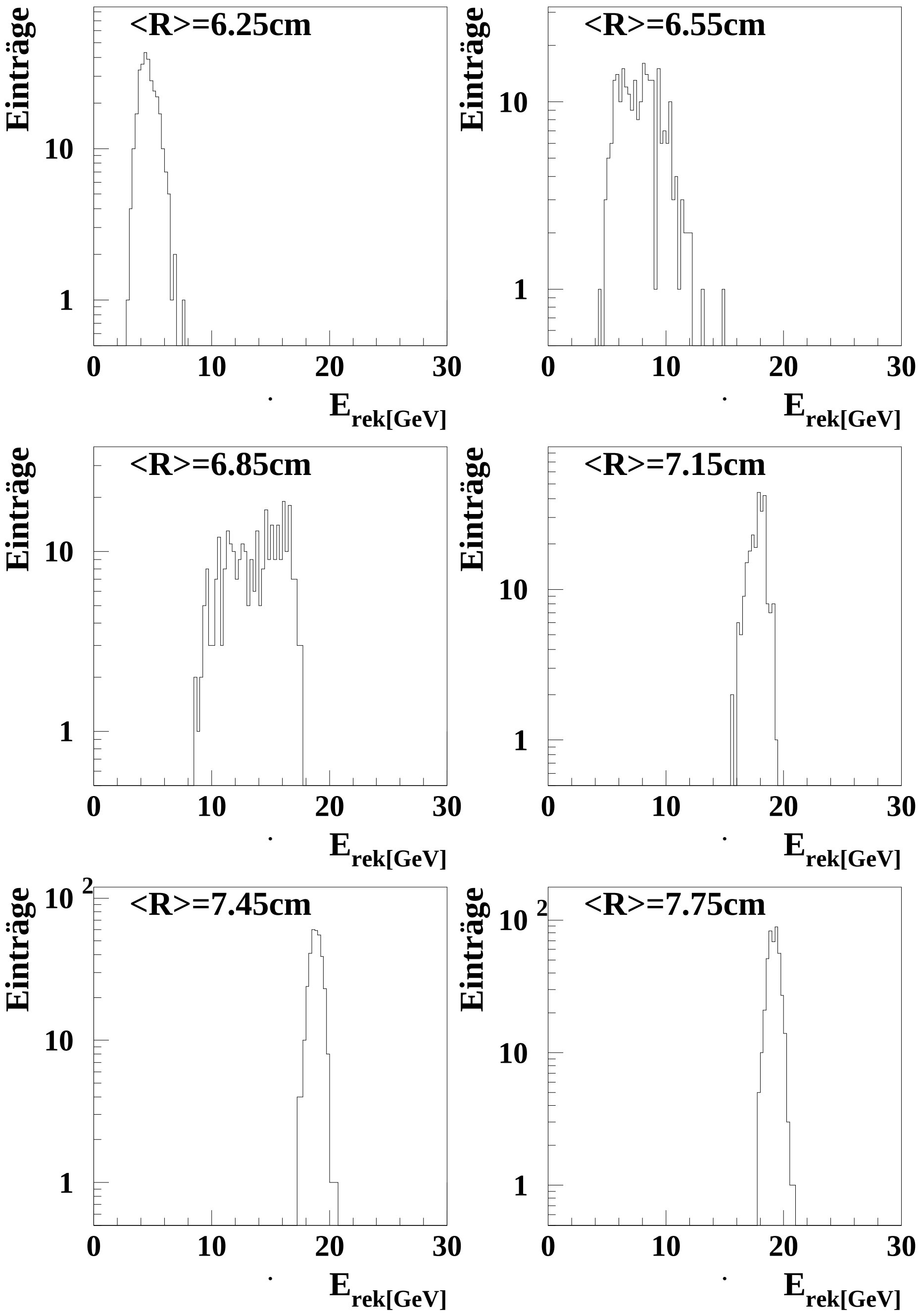

Abbildung 6.8: *Verteilungen der rekonstruierten Energie E_{rek} für die Einschüsse in 3 mm breite Kreisringe für verschiedene mittlere Abstände $\langle R \rangle$ der Kreisringe zum Zentrum des Inserts*

Für die Zellen des Inserts wird der geometrische Schwerpunkt verwendet. Bei den Zellen der Vetolage liegt der Schwerpunkt außerhalb der Zelle, innerhalb des Strahlrohrs. Dies hat zur Folge, daß automatisch eine Korrektur gegen die Leckverluste vorgenommen wird. Der Radius des Auftreffortes eines an den Rand des Insert auftreffenden Teilchens würde ohne Vetolage mit einem zu hohen Wert rekonstruiert werden, da sich die Schwerpunkte der Zellen bei größeren Radien befinden. Die Vetolage kompensiert diesen Effekt durch den weiter innen befindlichen Schwerpunkt.

In Abbildung 6.9 ist im oberen Teil der mit dem Kalorimeter rekonstruierte Radius R_{kalo} gegen den wirklichen Auftreffort R_{ein} bei der Verwendung einer $0.5\,cm$ dicken Vetolage aufgetragen. Gleichzeitig ist die Gerade für eine exakte Rekonstruktion mit eingezeichnet. Hier ist der rekonstruierte Radius größer als der tatsächliche. Dies ist wieder auf den von Null verschiedenen Einschußwinkel zurückzuführen. Im unteren Teil der Abbildung ist die Differenz zwischen Kalorimeterkoordinate und Auftreffpunkt in Abhängigkeit von dem tatsächlichen Radius gezeigt. Die eingetragenen vertikalen Balken sind nicht die Fehler des Mittelwertes, sondern die Standardabweichung der Verteilungen. Es ist zu erkennen, daß eine Rekonstruktion des Ortes im interessanten Bereich von $R > 7.0\,cm$ möglich zu sein scheint. Zu beachten ist natürlich, daß wieder nur der Schauerschwerpunkt rekonstruiert und daraufhin korrigiert werden muß. Dies gibt dann eine gewissen Unabhängigikeit von der im Verlauf des Umbaus der rückwärtigen Region des H1-Detektors geplanten Driftkammer.

In Abbildung 6.10 ist die Projektion entlang der Sollgeraden des unteren Bildes von Abbildung 6.9 dargestellt. Diesmal sind alle drei Fälle der Vetolage berücksichtigt. Zu erkennen ist, daß das beste Ergebnis zur Rekonstruktion von einer $0.5\,cm$ dicken Vetolage geliefert wird. Ohne Verwendung einer Vetolage ergeben sich Ausläufer zu kleinen Differenzen von $R_{ein} - R_{kalo}$, was einen zu groß rekonstruierten Radius bedeutet. Genau der gegenläufige Fall ist bei einer $1.0\,cm$ dicken Vetolage zu verzeichnen. Unter Verwendung einer $0.5\,cm$ dicken Vetolage ist die Verteilung am schmalsten. Die Breite einer angepaßten Normalverteilung beträgt dort $0.25\,cm$. Diese ist auch in die Abbildung eingetragen.

6.4 Beschreibung der Teststrahlmessung

Um die Güte des Insert in der Realität zu bestimmen, wurden im September 1994 am Teststrahl X5A des SPS am CERN Testmessungen durchgeführt. Zur Verfügung standen zwei Quadranten des Inserts und drei vollständige Supermodule. Anstelle des Tantals wurde hier Aluminium verwendet. Der Aufbau entsprach weitgehend dem in Kapitel 3 vorgestellten. Die Module befanden sich in einer Aluminiumkiste auf einem in x- und y-Richtung verfahrbaren Tisch. Die

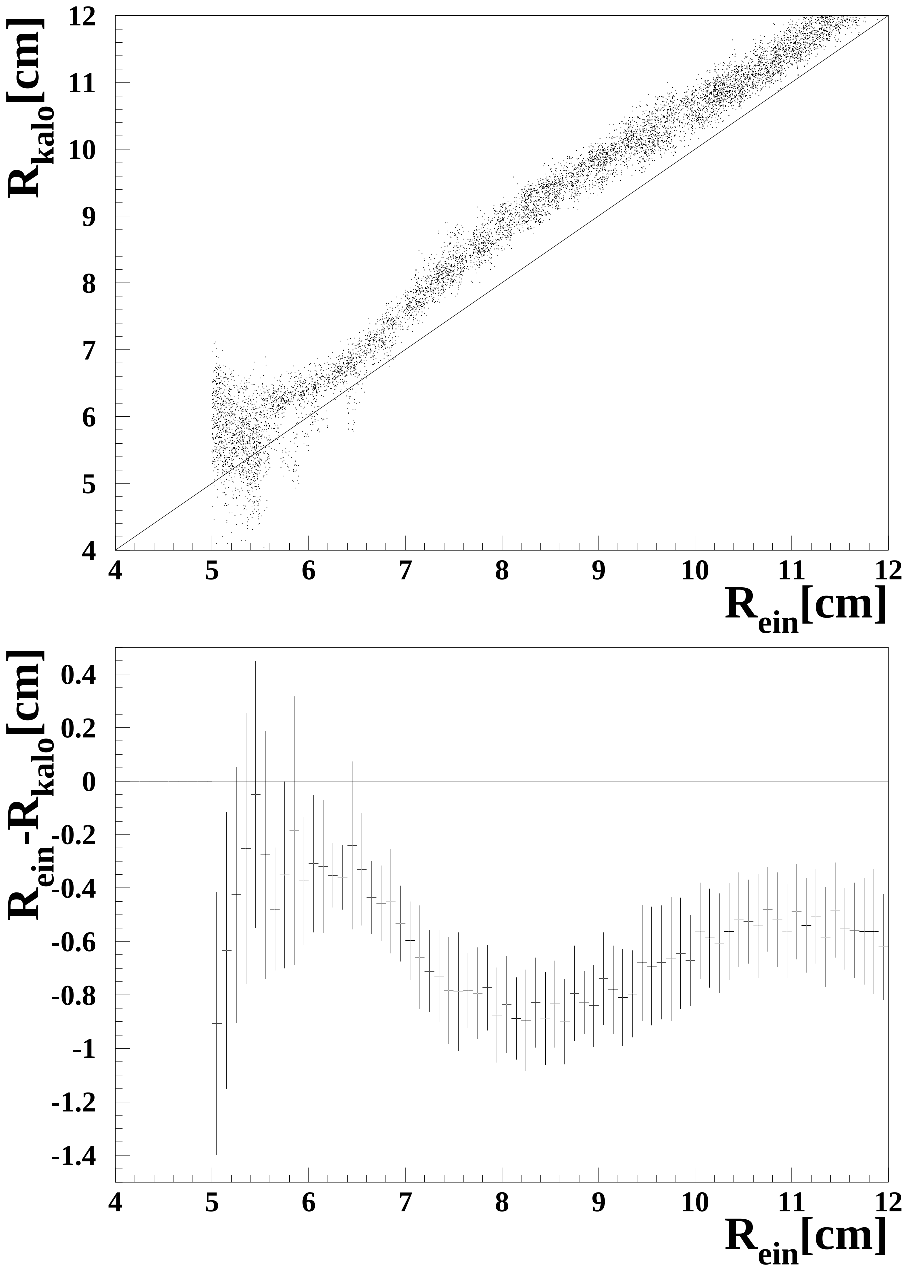

Abbildung 6.9: *Vergleich zwischen Auftreffort auf der Oberfläche des SpaCal* R_{ein} *und der vom Kalorimeter rekonstruierten Position* R_{kalo} *bei Verwendung einer* 5 *mm dicken Vetolage. Oben: Der mit dem Kalorimeter rekonstruierte Radius in Abhängigkeit vom Einschußpunkt. Unten: Differenz zwischen Einschußpunkt und rekonstruiertem Ort als Funktion des Einschußortes. Eingezeichnet ist die Standardabweichung der Verteilungen und nicht der Fehler des Mittelwertes*

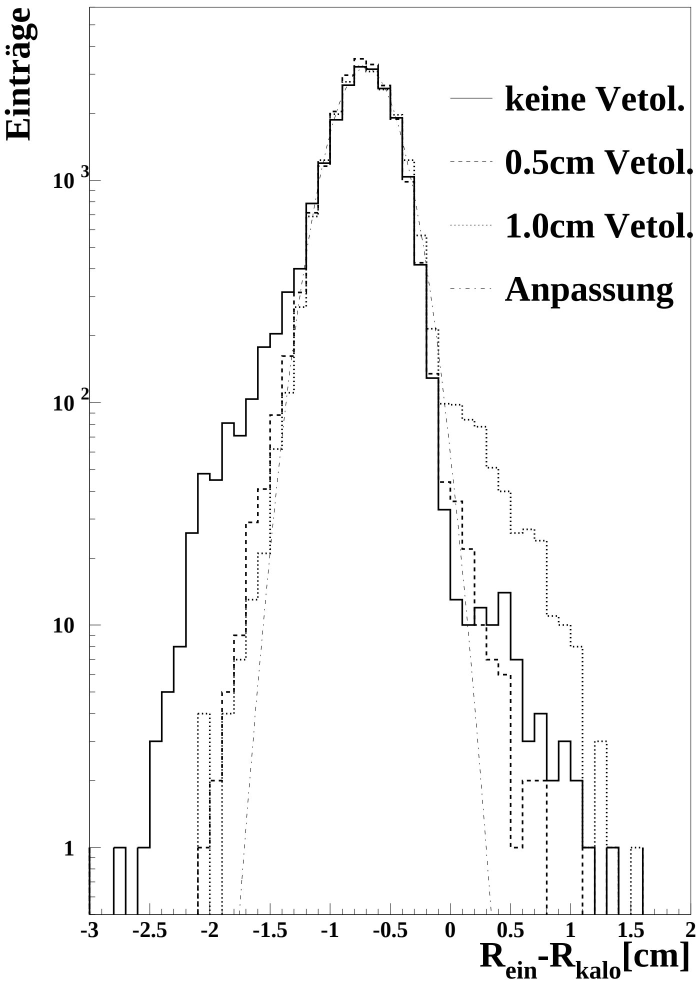

Abbildung 6.10: *Projektion entlang der Sollgeraden aus Abbildung 6.9 für verschiedene Dicken der Vetolage. Die Anpassung wurde an die Verteilung der rekonstruierten Energie in Verbindung mit der* $0.5\,cm$ *dicken Vetolage vorgenommen*

Einschußwinkel[2] betrugen $\alpha = 3.0°$ und $\beta = 4.5°$. Zur Ortsrekonstruktion wurde eine fest am Teststrahl montierte Vieldraht-Proportionalkammer mit einer Ortsauflösung von circa $200\,\mu m$ verwendet [MANA85]. Der Aufbau ist in Abbildung 6.11 als Blick auf die Rückseite des Kalorimeters skizziert. Grau unterlegt ist dort der von ca. 600000 Elektronen mit einer Energie von $30\,GeV$ beschosse Bereich, welcher zur Analyse verwendet wurde. Da es technische Probleme beim Abgleich der Hochspannung gab, sollen nur die beschossenen Zellen bei der Summenbildung der Zellen berücksichtigt werden. Als Erschwernis kommt hinzu, daß

[2] zur Definition der Winkel siehe Kapitel 3

die in Abbildung 6.11 mit einem Kreuz markierten Zellen nicht mit in die Summenbildung einbezogen werden konnten, da sich die ADC-Werte aufgrund der falsch eingestellten Hochspannung im Überlauf befanden. Um einen Vergleich der Testmessungen mit der Simulation durchführen zu können, wurde die Simulation aus dem vorhergenden Abschnitt den Verhältnissen bei der Testmessung angepaßt. Das bedeutet, die Größe des simulierten Aufbaus wurde verringert, die Winkel wurden auf die oben genannten fixiert, und anstelle des Blei für die Abschirmung wurde Aluminium eingesetzt. Auch die beiden in der Messung nicht zu verwendenden Zellen wurden aus der Summenbildung herausgenommen.

6.5 Analyse der Teststrahldaten

In Abbildung 6.12 oben sind die Pedestalwerte für die Zellen 1 und 50, siehe Abbildung 6.11, des ersten Meßlaufs dargestellt. Zu vermerken ist, daß sich die Pedestals in wenigen ADC-Kanälen akkumulieren. Im unteren Teil der Abbildung ist das zeitliche Verhalten der Mittelwerte der Pedestalverteilungen der beiden

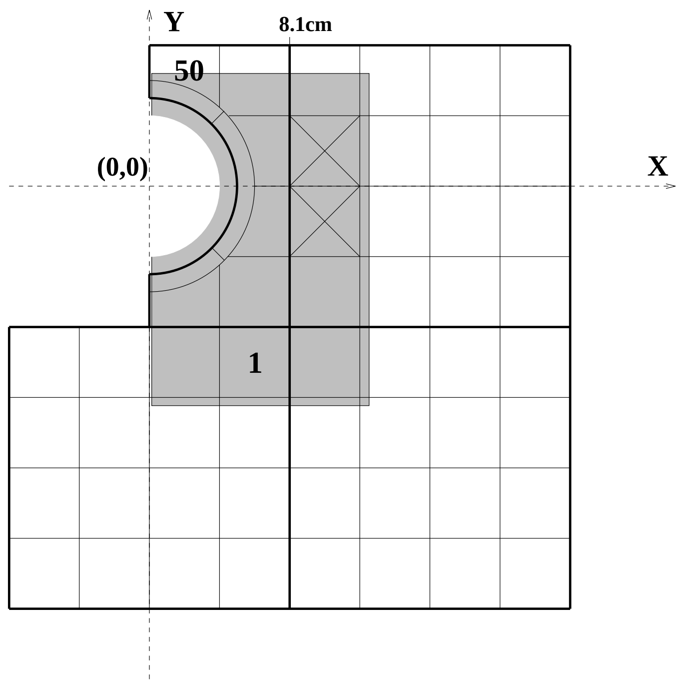

Abbildung 6.11: *Skizzierte Ansicht der Rückseite des Kalorimeters. Grau unterlegt ist der mit Elektronen der Energie* 30 *GeV beschossene Bereich. Die mit Kreuzen markierten Zellen konnten aus technischen Problemen nicht in die Summenbildung der Signale einbezogen werden. Der Koordinatenursprung befindet sich im Zentrum des Inserts*

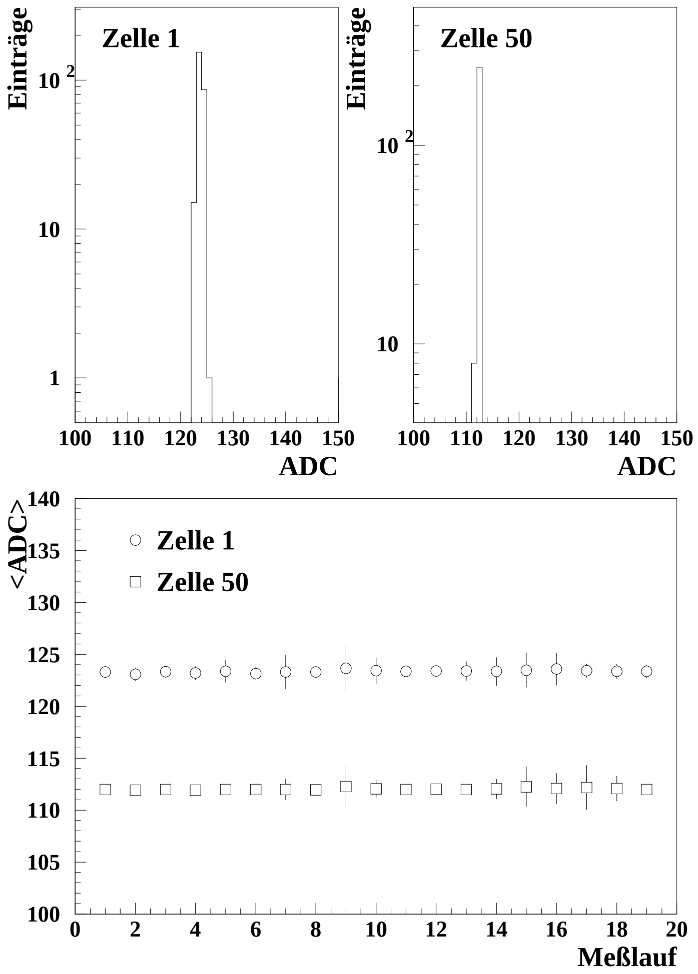

Abbildung 6.12: *Oben: Verteilung der Pedestals für die Zellen 1 und 50 (siehe Abbildung 6.11) im ersten Meßlauf. Unten: Mittelwert und Standardabweichung der Pedestalverteilungen in Abhängigkeit vom Meßlauf für diese Zellen*

oben gezeigten Zellen zu sehen. Als vertikaler Balken ist hier nicht der Fehler, sondern die Standardabweichung der Verteilung eingezeichnet. Die zeitliche Stabilität der Pedestals ist gut zu erkennen. Die Standardabweichung für manche Meßläufe ist etwas größer. Dies liegt ausnahmslos an wenigen Ausreißern in den Verteilungen. Das Verhalten der anderen Zellen ist ähnlich.

In der Simulation ist der Auftreffort der Elektronen auf das Kalorimeter genau bekannt. In der Messung wird die Flugbahn sehr gut durch die Spurkammer bestimmt. Der absolute Auftreffort hängt aber von der genauen Kenntnis der relativen Position zwischen Winkelfahrtisch und Kalorimeter ab. Diese Informa-

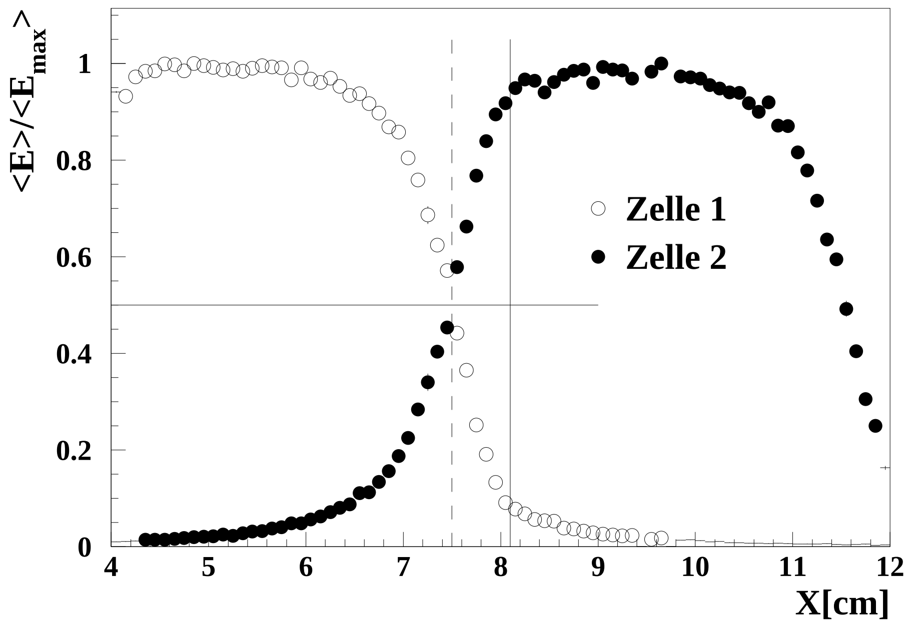

Abbildung 6.13: *Normierte rekonstruierte Energie zweier benachbarter Zellen in Abhängigkeit vom Einschußort zur Veranschaulichung der Methode zur Bestimmung eines Koordinatensystems*

tion ist nur auf wenige Millimeter genau bekannt. Um nun sowohl in der Messung als auch in der Simulation dasselbe Koordinatensystem nutzen zu können, muß eine Größe gefunden werden, die in beiden Fällen zugänglich ist. Hiefür bietet sich der Schauerschwerpunkt an. Um diesen zu lokalisieren, wird die Oberfläche des Kalorimeters, wie in Kapitel 3 beschrieben, in horizontaler und transversaler Richtung mit Elektronen abgetastet. Sobald die rekonstruierten Energien zweier benachbarter Zellen auf die Hälfte ihrer Maximalwerte abgesunken sind, befindet sich der Schauerschwerpunkt auf der Grenze zwischen den beiden Zellen. Damit ist die absolute Bestimmung eines Koordinatensystem möglich. In Abbildung 6.13 ist ein Beispiel für die Vorgehensweise gezeigt. Die rekonstruierte Energie zweier benachbarter Zellen ist hier als Funktion des Auftreffortes der Elektronen auf die Kalorimeteroberfläche in der Simulation gezeigt. Bei $x = 7.5\,cm$ befindet sich der Schauerschwerpunkt auf der Zellgrenze. Da diese Grenze nach Abbildung 6.11 bei $8.1\,cm$ sein soll, muß die x-Koordinate um $0.6\,cm$ verschoben werden. Nach der Durchführung diese Verfahrens in der Messung und der Simulation, sind die Koordinaten vergleichbar. Um Koordinaten auf der Oberfläche des Kalorimeters zu erhalten, kann die aus der Simulation her bekannte Verschiebung des Schauerschwerpunktes zum Auftreffort genutzt werden.

Zur Anpassung der Signale der einzelnen Zellen wurde zunächst das schon in Kapitel 3 beschriebene Verfahren angewendet. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die Zellen des Inserts aufgrund ihrer Geometrie nicht denselben Energieanteil einschließen wie „normale" Zellen. Dieser Anteil kann als erste Näherung den Simulationsrechnungen entnommen werden. Er beträgt bei maximalem Einschluß der Energie ca. 88% der Energie des primären Teilchens in einer „normalen" Zelle. In einer der kleinen Zellen des Inserts (siehe Abbildung 6.11) werden ca. 50% der Energie deponiert. Die nahezu vollständigen Zellen des Inserts schließen ebenfalls ca. 88% der gesamten Energie ein. Um die Einstellung der Signale noch weiter zu verbessern, werden die Kalibrationskonstanten für die einzelnen Zellen so variiert, daß die Summe der rekonstruierten Energie aller Zellen möglichst gut der aus der Simulation rekonstruierten Energie entspricht. Die Vetolage wurde getrennt von den anderen Zellen kalibriert, indem die Ortsabhängigkeit der rekonstruierten Energie in der Vetolage mit der Simulation verglichen wurde. An den folgenden Abbildungen zur Untersuchung der Uniformität kann die Güte der Kalibration abgelesen werden.

In Abbildung 6.14 ist der analysierte Bereich vergrößert dargestellt. Eingezeichnet sind $5\,mm$ breite Balken in x- und y-Richtung und $10°$ breite Kreisausschnitte. Sie zeigen an, entlang welcher Linien die rekonstruierte Energie in den Abbildungen 6.15 bis 6.18 betrachtet wurde. Jede Linie hat eine Bezeichnung, mit welcher die nachfolgenden Abbildungen identifiziert werden können.

In Abbildungen 6.15 und 6.16 ist jeweils der Mittelwert der rekonstruierten Energie $\langle E_{sum} \rangle$ aller Zellen inklusive der Vetolage in horizontaler und vertikaler Richtung für verschiedene $y-$ und $x-$Werte, wie in Abbildung 6.14 angedeutet, dargestellt. Im Histogramm sind die Meßwerte, in den Strichen die Simulationen gezeigt. Die Koordinaten entsprechen Werten auf der Oberfläche des Kalorimeters und wurden mit der Spurkammer rekonstruiert.

Aus Abbildung 6.15 kann folgendes abgelesen werden:

Y1: In einem $2\,cm$ breiten Bereich zwischen $x = 6\,cm$ und $x = 8\,cm$ ist eine Inhomogenität mit einem maximalen Abfall der rekonstruierten Energie von 12.8% zu erkennen. Beim Einschuß in diesen Bereich befindet sich der Schauerschwerpunkt auf der Zellgrenze zwischen dem Insert und dem benachbarten Supermodul. Die Zellgrenze befindet sich bei $8.1\,cm$.

Y2: Bei Einschuß auf die Innenseite des Inserts, wie es hier bei $x < 4.5\,cm$ der Fall ist, scheint die Simulation das Verhalten des Kalorimeters nicht richtig zu beschreiben. Es muß allerdings hinzugefügt werden, daß hier die Zahl der Ereignisse sehr gering war und somit die Meßwerte mit einem großen Fehler behaftet sind.

Ab $x = 6\,cm$ ist der Abfall der rekonstruierten Energie zu erkennen. Dieser rührt von den nicht mit in die Summenbildung einbezogenen Zellen her. Derselbe Effekt ist bei Y3 zu sehen. Der Beginn der Flanke wird gut von

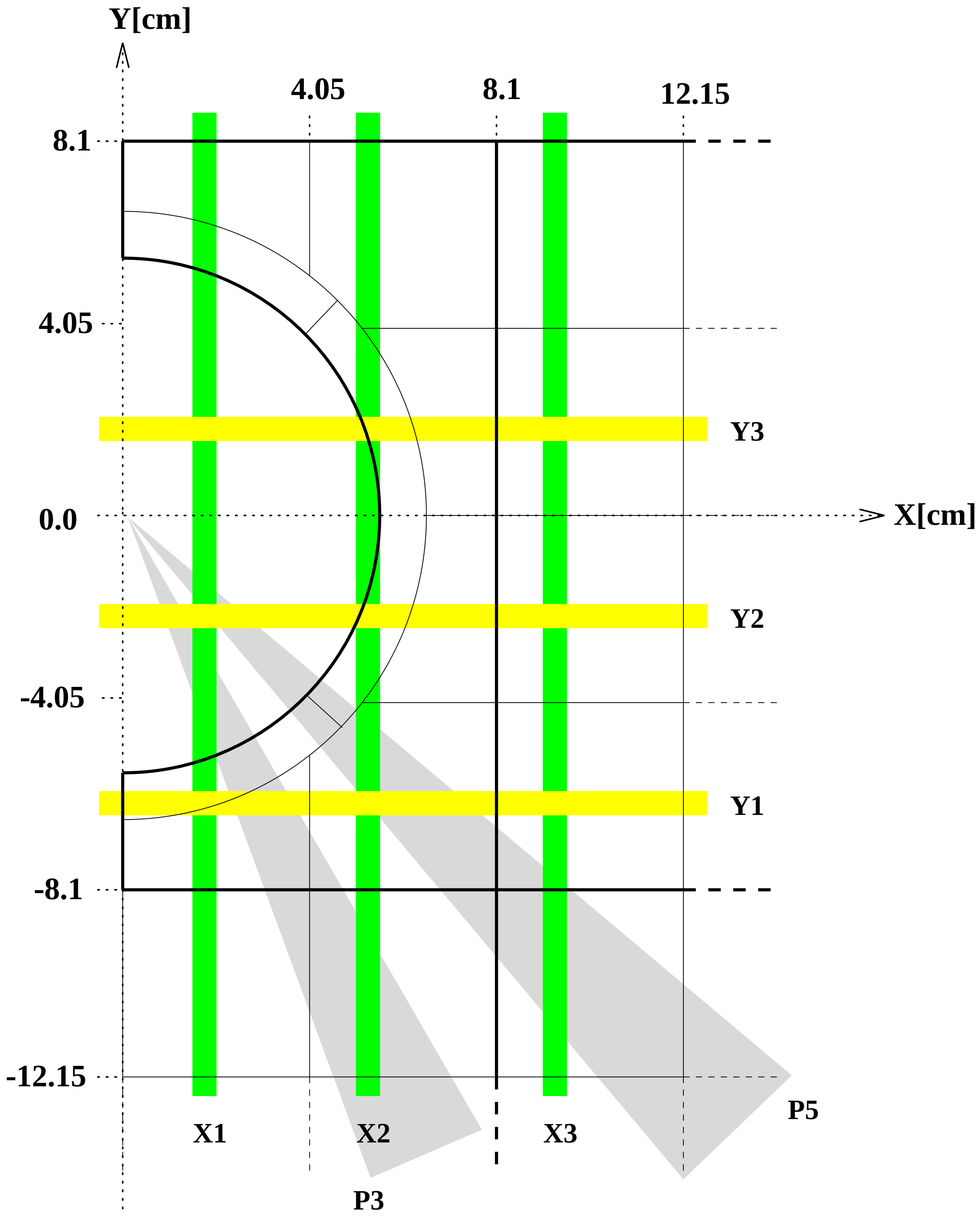

Abbildung 6.14: *Vergrößerte Darstellung des mit Elektronen beschossenen Bereichs des Inserts. Entlang der hier gezeigten Linien wurde die rekonstruierte Energie in Abbildungen 6.15 bis 6.18 betrachtet*

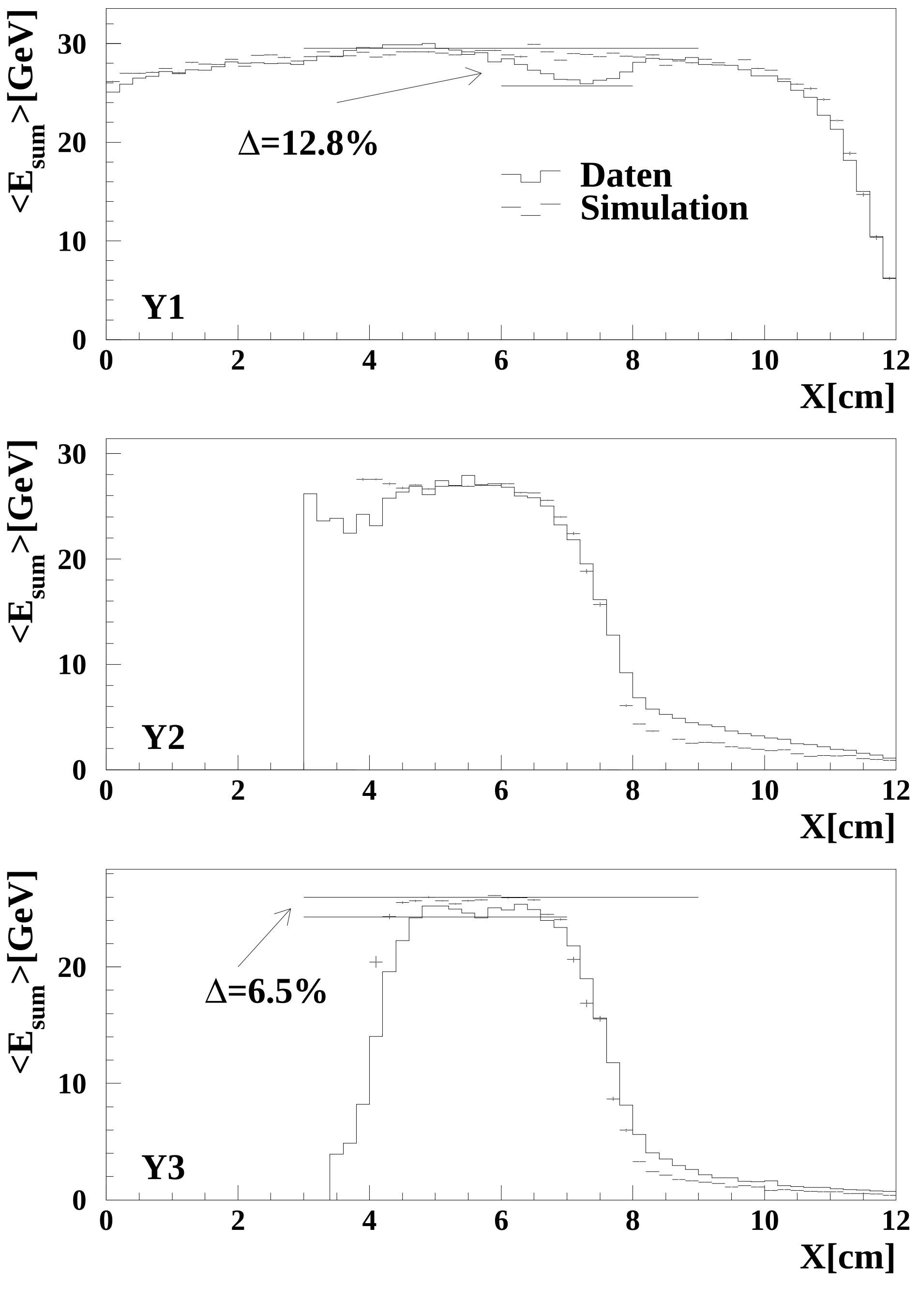

Abbildung 6.15: *Betrachtung des Mittelwertes der rekonstruierten Energie* $\langle E_{sum} \rangle$ *in Simulation (Striche) und Messung (durchgezogene Linie) entlang der horizontalen Linien Y1, Y2 und Y3 aus Abbildung 6.14*

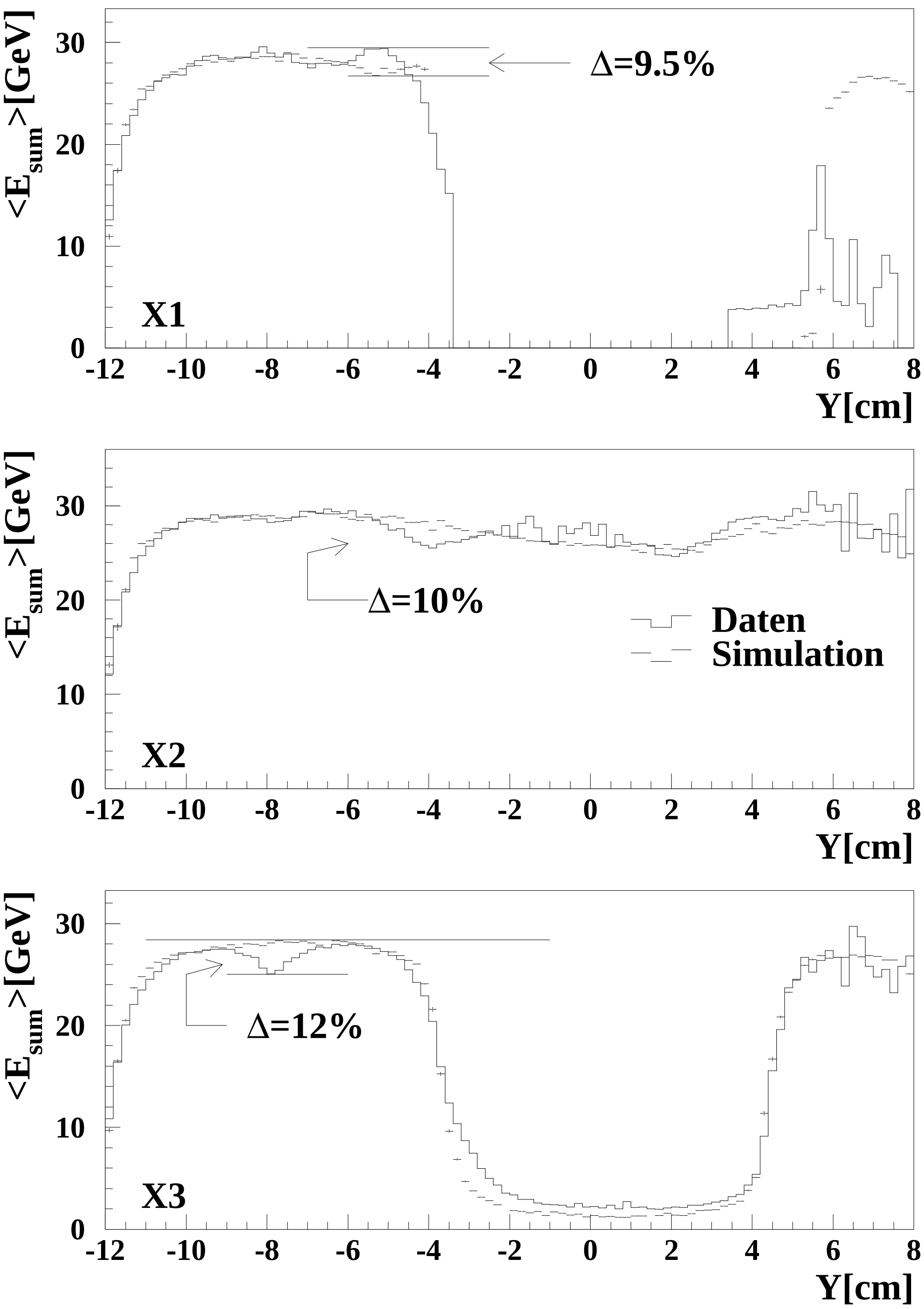

Abbildung 6.16: *Betrachtung des Mittelwertes der rekonstruierten Energie $\langle E_{sum} \rangle$ in Simulation (Striche) und Messung (durchgezogenen Linie) entlang der vertikalen Linien X1, X2 und X3 aus Abbildung 6.14*

der Simulation wiedergegeben, jedoch stimmen die rekonstruierten Energien im Bereich der nicht berücksichtigten Zellen nicht ganz überein. In der Messung sind die Werte höher.

Y3: Hier ist die Beschreibung bei Einschuß auf die Innenseite nicht so schlecht von der Simulation beschrieben wie in Y2. Dennoch sind leichte Unterschiede zu bemerken.

Beim Übergang zwischen Vetolage und der benachbarten Zelle befindet sich bei $x = 5.5\,cm$ eine Inhomogenität mit einer Tiefe von 6.5%.

In Abbildung 6.16 sind die vertikalen Linien aus Abbildung 6.14 betrachtet:

X1: Auch hier ist wieder eine Diskrepanz zwischen Simulation und Messung beim Einschuß auf die Innenseite zu erkennen. Diesmal aber ist der von der Simulation vorhergesagte Wert überschritten worden.

Die starken Fluktuationen bei $y > 4\,cm$ sind auch auf eine geringe Ereigniszahl in diesem Bereich zurückzuführen. Hier ist es nicht möglich, eine sinnvolle Kalibration der betroffenen Zelle durchzuführen.

X2: Bei der Betrachtung dieser Linie ist eine ca. $2\,cm$ breite Inhomogenität mit einer Tiefe von maximal 10% zu erkennen. Sie ist an einer Zellgrenze innerhalb des Inserts bei $y = -4\,cm$ anzutreffen.

Der leichte Rückgang der rekonstruierten Energie im Bereich von $y = -4\,cm$ bis $y = 4\,cm$ rührt von den transversalen Leckverlusten her und wird in Simulation und Messung beschrieben. Die Fluktuationen zwischen $Y = -2\,cm$ und $Y = 1\,cm$ sind wiederum auf die schon bei der Beschreibung von Y2 erwähnte geringe Zahl von Einschüssen zurückzuführen. Möglicherweise ist hier auch die Kalibration der Zellen ein wenig zu hoch.

X3: Hier befindet sich wieder beim Übergang zwischen Insert und Supermodul eine Inhomogenität. Diesmal beträgt ihre Tiefe 12%. Bis auf den Bereich der nicht in die Summenbildung mit einbezogenen Zellen beschreibt die Simulation den Verlauf der Kurve recht gut.

Die Simulation gibt die Meßdaten zum Teil recht gut wieder. Probleme bestehen beim Einschuß auf die Innenseite des Inserts. Hier ist die Simulation noch nicht in der Lage, die Daten exakt zu beschreiben. Möglicherweise ist dies aber auch auf ein Kalibrationsproblem der Vetolage oder auf Inhomogenitäten in diesem Bereich zurückzuführen.

Die Inhomogenitäten sind ein weiterer Punkt, den die Simulation nicht zu beschreiben vermag. Dies ist leicht einsichtig, da in der Simulation eine perfekt homogene Umgebung simuliert wird. Die Inhomogenitäten treten auch in den

„normalen" Supermodulen auf. Sie waren anfangs ein großes Problem bei der Produktion des Kalorimeters, konnten in letzter Zeit aber reduziert werden. Sie entstehen durch unachtsame Behandlung der Fasern und zu starkem Druck bei der Produktion der Submodule [SCHU94]. Im Insert gibt es eine weitere Quelle für die Inhomogenitäten. Die Fasern treten mit einem kleinen Winkel aus den Bündelungsrahmen heraus. Damit stehen die Fasern nicht mehr senkrecht zum Lichtmischer. Dies kann zur Folge haben, daß das produzierte Licht nicht vollständig den Sekundärelektronenverfielfacher erreicht. Da der Austrittswinkel der Fasern am Rand der Auslesezellen stärker ist, können dort die bei der Beschreibung der Abbildungen genannten Effekte auftreten.

In den Abbildungen 6.17 und 6.18 sind im oberen Teil der Mittelwert der rekonstruierten Energie aller betrachteten Zellen mit Ausnahme der Vetolage $\langle E_{sum} - E_{veto} \rangle$, in der Mitte die rekonstruierte Energie der Summe aller Zellen $\langle E_{sum} \rangle$ und unten die rekonstruierte Energie allein aus der Vetolage $\langle E_{veto} \rangle$ als Funktion des Radius R für die in Abbildung 6.14 gezeigten Winkelbereiche P3 und P5 aufgetragen.

In Abbildung 6.17 erkennt man oben eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Die Inhomogenität bei $R \approx 8\,cm$ beträgt 10%. Auch die rekonstruierte Energie des Summensignals und das Verhalten der Vetolage wird gut beschrieben. Nur bei $R = 4.5\,cm$, wo der Effekt der Faserbündel erwartet wurde, ist die Übereinstimmung nicht so gut. Ein Vergleich der Abbildungen mit den entsprechenden Abbildungen der Simulation mit Blei als Abschirmung gegen die Synchrotronstrahlung (siehe Abbildung 6.4) zeigt einen Unterschied im Verhalten beim Einschuß auf die Innenseite. Mit Blei ist die im SpaCal rekonstruierte Energie niedriger. Die Energie wird in der Abschirmung deponiert und gelangt deshalb nicht in das Kalorimeter.

In Abbildung 6.18 ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung nicht mehr ganz so gut. Die ohne Vetolage rekonstruierte Energie wird noch recht gut wiedergegeben. Die Energie in der Vetolage ist aber in der Messung 25% zu niedrig. Dies ließe sich recht einfach durch eine andere Kalibration beheben, nur läßt sich dann die Abhängigkeit an anderen Stellen nicht mehr beschreiben. Hier gibt es die folgende mögliche Erklärung für die Diskrepanz: Betrachtet man Abbildung 6.14, so ist zu erkennen, daß sich P5 über die Zellgrenze zwischen zwei Zellen der Vetolage erstreckt. Nach den bei der Erklärung der Inhomogenitäten gemachten Erläuterungen sind aber genau diese Zellen, aufgrund der starken Biegung der Fasern, von größeren Austrittswinkeln der Fasern aus den Bündelungsrahmen betroffen, so daß hier stärkere Inhomogenitäten in der Vetolage auftreten können.

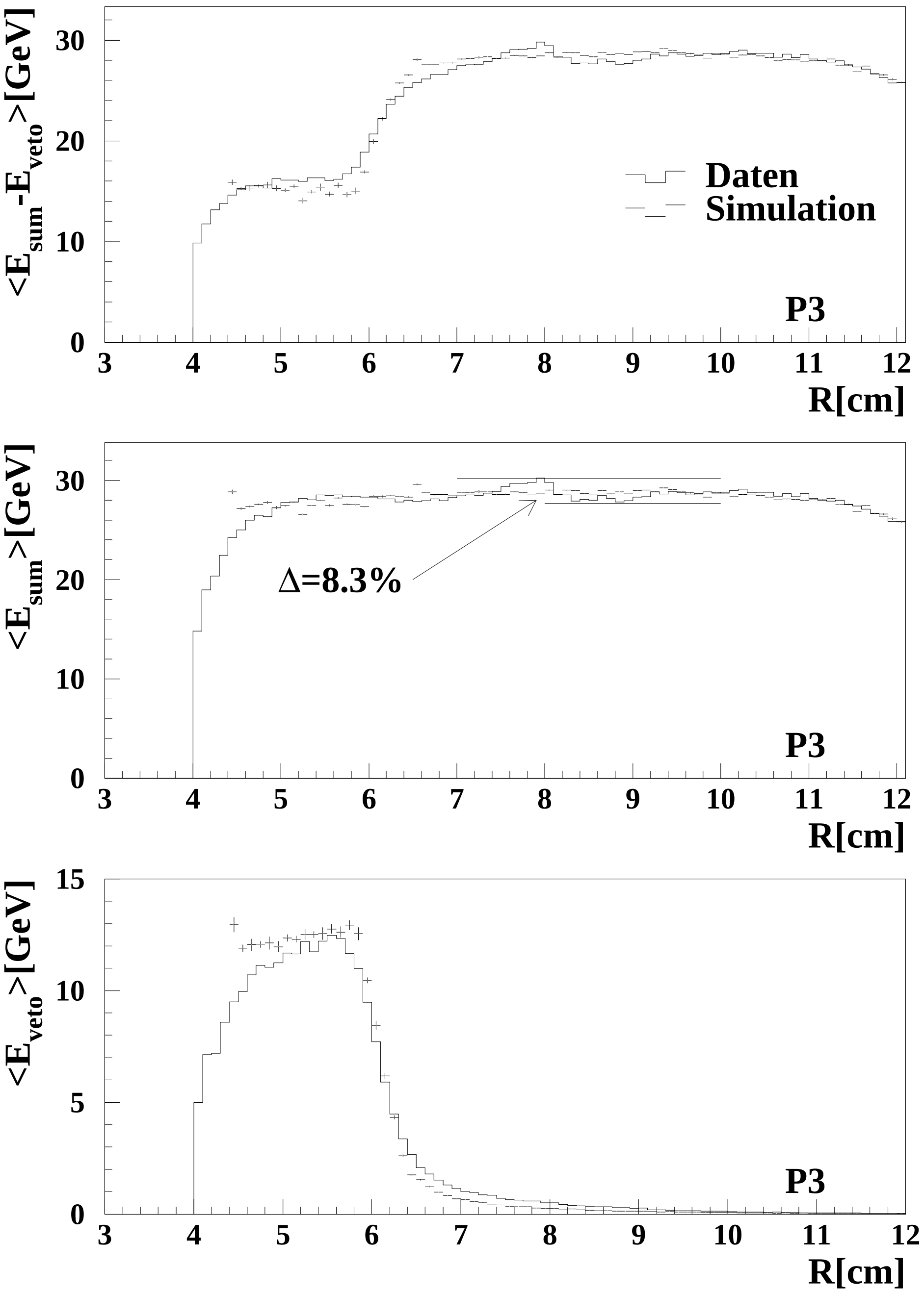

Abbildung 6.17: *Betrachtung der rekonstruierten Energie in Simulation (Striche) und Messung (durchgezogene Linie) entlang des Kreisauschnitts P3 aus Abbildung 6.14*

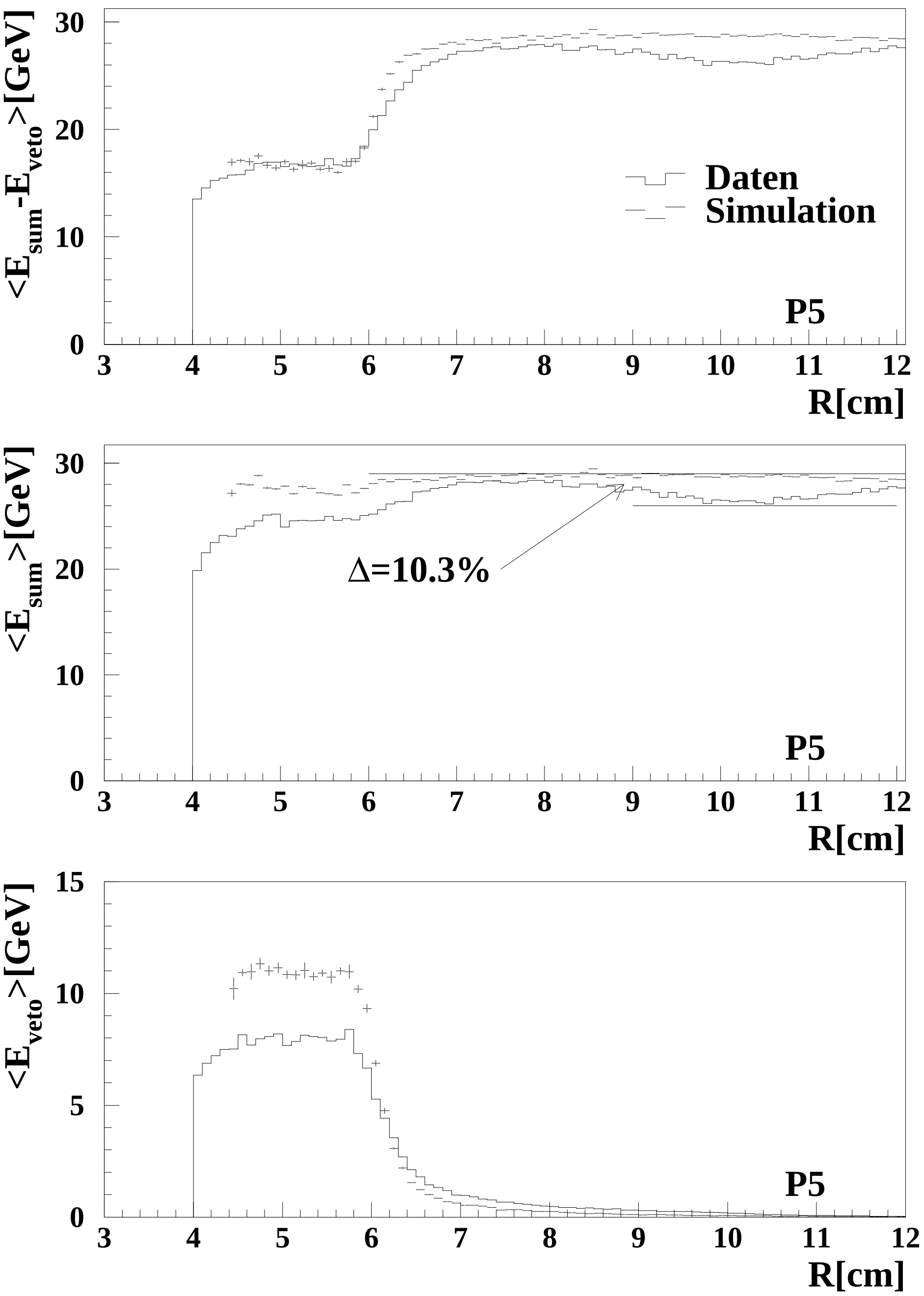

Abbildung 6.18: *Betrachtung der rekonstruierten Energie in Simulation (Striche) und Messung (durchgezogene Linie) entlang des Kreisauschnitts P5 aus Abbildung 6.14*

6.6 Schlußfolgerungen

Bei der Analyse der Testmessungen konnte die Ortsauflösung im Bereich des Inserts nicht bestimmt werden. Grund hierfür sind die aufgrund der falschen Hochspannung nicht nutzbaren Zellen. Hier muß der Vorhersagen der Simulation vertraut werden. Diese scheint aber nicht unvernünftig, da die Simulation das Verhalten des Kalorimeters relativ gut wiedergibt. Natürlich gibt es noch gewisse Unzulänglichkeiten: Die Inhomogenitäten werden nicht beschrieben und die Implementation der Faserbündel ist offenbar noch nicht voll angemessen. Da letzteres aber nur bei seitlichem Einschuß der Elektronen in das Insert zum tragen kommt, ist dies nicht gravierend.

Mit dem bis 1994 verwendeten Kalorimeter (BEMC) konnten Elektronen ab einer Energie von $10.6\,GeV$ und einem Polarwinkel von $\Theta_e = 173°$ rekonstruiert werden [H1COL94]. Die daraus bestimmbaren Werte für Q^2, x_B und y sind in Tabelle 6.6 zusammengefaßt. Desweiteren sind die zu erwartenden Werte für das SpaCal eingetragen. Hierbei wurde eine meßbare Energie von $8\,GeV$ bei einem Polarwinkel von 177° angenommen. Diese Werte ergeben sich aus den in diesem und in Kapitel 4.2 durchgeführten Untersuchungen.

Als Strahlenergie für die Elektronen wurde $27.5\,GeV$ und für die Protonen $820\,GeV$ benutzt. Die Variablen Q^2, x_B und y wurden in Kapitel 1.2 definiert.

$E_e = 27.5\,GeV \quad E_p = 820\,GeV \Rightarrow s = 90200\,GeV^2$		
	BEMC	SpaCal
E'_e	$10.6\,GeV$	$8\,GeV$
Θ_e	173°	177°
Q^2	$4.4\,GeV^2$	$0.6\,GeV^2$
x_B	$9 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
y	0.62	0.71

Tabelle 6.1: *Vergleich der erreichbaren kinematischen Größen in BEMC und SpaCal*

Sowohl bei Q^2 als auch bei x_B ist durch das neue Kalorimeter jeweils eine Verbesserung um fast eine Größenordnung zu erwarten.

Kapitel 7

Untersuchungen zur Abhängigkeit des Kalorimetersignals vom Einschußwinkel

Bei der Untersuchung der Winkelabhängigkeit der rekonstruierten Energie an einem SpaCal-Prototypen im September 1993 am SPS ist ein auf erste Sicht ungewöhnlicher Effekt beobachtet worden. Bei bestimmten Winkeln verschiebt und verbreitert sich die Verteilung der rekonstruierten Energie.

7.1 Messung

Zur Messung stand ein ähnlicher Aufbau wie in Kapitel 3 gezeigt zur Verfügung. Vermessen wurde der erste Prototyp des SpaCal. Dieser besaß 16 $3 \cdot 3\,cm^2$ große Auslesezellen. Dementsprechent hatte die Frontseite eine Fläche von $12 \cdot 12\,cm^2$. Dieses Modul wurde *nicht* aus einzelnen Submodulen gefertigt, sondern aus $12\,cm$ breiten Bleiplatten, welche bis zur vollen Höhe gestapelt wurden. Dies hat eine besonders hohe Ordnung der Fasern zur Folge. Eine Kammer zur Rekonstruktion der Teilchenspur war allerdings nicht vorhanden, so daß die Ortsinformation auf den durch die Szintillatoren vorgegebenen $1 \cdot 1\,cm$ großen Strahlausschnitt beschränkt blieb.

Bei konstantem Winkel α wurde β (siehe Abbildung 3.2) in einem Bereich von $\beta = -0.5°$ bis $\beta = 3°$ variiert. Die Elektronen hatten eine Energie von $40\,GeV$. In Abbildung 7.1 sind die Verteilungen der gemessenen ADC-Werte für einige der betrachteten Winkel dargestellt. Man erkennt, daß bei Winkeln zwischen $\beta = 1.76°$ und $\beta = 2.21°$ eine starke Verbreiterung und eine Verschiebung der Ver-

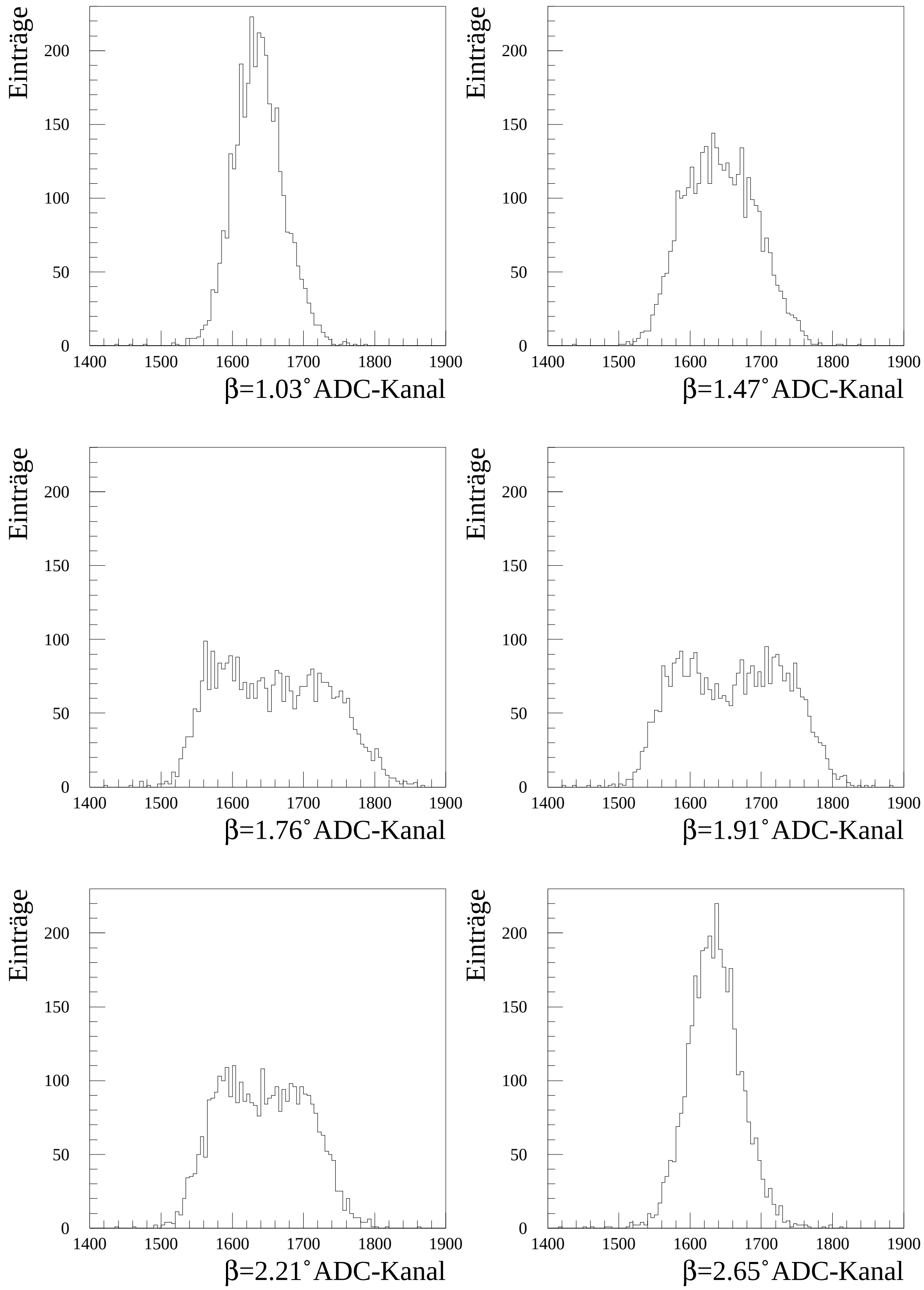

Abbildung 7.1: *Gemessene ADC-Verteilung für konstanten Winkel* $\alpha = 3.0°$. *Der Winkel konnte mit einer Genauigkeit von* $0.05°$ *bestimmt werden.*

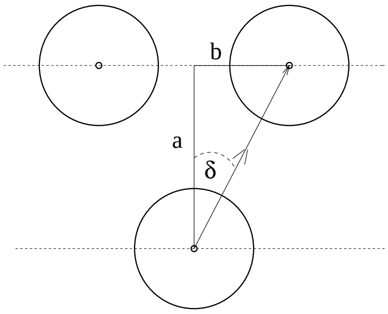

Abbildung 7.2: *Skizzierte Darstellung der Faseranordnung zum Verständnis der hohen Faserdichte bei besonderen Kombinationen der Winkel*

teilungen zu höheren Energien, sowie eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Doppelstruktur zu erkennen ist.

Der Meßpunkt von $\alpha = 3°$, $\beta \approx 1.8°$ ist dadurch ausgezeichnet, daß bei dieser Konfiguration eine besonders hohe Faserdichte vorherrscht. Dies ist in Abbildung 7.2 illustriert. Der Pfeil zeigt eine Projektion der Flugbahn des einfallenden Teilchens auf die Zeichenebene. Der Winkel $\delta = 30.8°$ ist durch die Geometrie des SpaCal-Moduls gegeben. Die Strecken a und b entsprechen den Projektionen der Teilchenbahn auf die entsprechenden Richtungen. Sie sind durch die Definition des Winkels (siehe Abbildung 3.2) proportional zu ihrem Tangens. Daraus ergibt sich:

$$\tan\delta = \frac{b}{a} = \frac{\tan\beta}{\tan\alpha} \tag{7.1}$$

Bei konstanten Winkeln $\delta = 30.8°$ und $\alpha = 3°$ erhält man aus Gleichung (7.1) einen Winkel von $\beta = 1.73°$ für eine maximale Aufreihung von Fasern.

Das im nächsten Abschnitt beschriebene, sehr einfache Modell soll diesen Sachverhalt verdeutlichen.

7.2 Vereinfachtes Modell zur Beschreibung der Faserdichte

Zum besseren Verständnis des winkelabhängigen Faser-zu-Blei Verhältnisses, wurde ein sehr stark vereinfachtes Modell geschaffen. Ein fiktives, nicht wechselwirkendes Teilchen trete in einen nur aus Blei und Fasern bestehenden Detektor ein. Dieses Teilchen durchläuft abhängig vom Eintrittspunkt und -winkel einen unterschiedlichen Anteil r an Fasermaterial:

$$r = \frac{\Delta S_{Szint.}(\alpha, \beta, x_{ein}, y_{ein})}{\Delta S_{Szint.}(\alpha, \beta, x_{ein}, y_{ein}) + \Delta S_{Blei}(\alpha, \beta, x_{ein}, y_{ein})}.$$

Hierbei ist $\Delta S_{Szint.}$ die in den Fasern und ΔS_{Blei} die im Blei zurückgelegte Wegstrecke.

r ist für Eintrittswinkel α und β zwischen 0° und 7°, bei festem Eintrittspunkt, in Abbildung 7.3 dargestellt. Der Einschußort wurde hierbei in das Zentrum einer Faser gelegt, was zur Folge hat, daß bei senkrechtem Eintritt ($\alpha = \beta = 0°$) nur Fasermaterial auf der Trajektorie liegt. Dies führt zu $r = 1.0$. In dem Bild liegt der oben diskutierte Fall von $\alpha = 3°, \beta = 1.73°$ auf einer ausgeprägten Höhenlinie. Der Effekt wurde im vorhergehenden Abschnitt erklärt. Weiterhin sind Winkel zu erkennen, bei denen der Effekt in ,,höherer Ordnung" auftritt. Mehrere Beispiele dieser ,,höheren Ordnung" sind, analog zu Abbildung 7.2, in Abbildung 7.4 angedeutet.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß dieses Verhalten stark ortsabhängig ist. Findet der Einschuß zum Beispiel genau zwischen zwei Fasern statt, so liegt bei den oben untersuchten Winkeln von $\alpha = 3°, \beta = 1.73°$ **kein** Fasermaterial auf der Bahn des Teilchens. Damit ist r gleich Null.

Hier könnte man den Grund für die in den Messungen aufgetretene Doppelstruktur (siehe Abbildung 7.1) suchen. Ein Teilchen, das bei dieser besonderen Winkelkonfiguration auf Blei trifft, könnte eine andere Energiedeposition in den Fasern liefern als ein Teilchen, das zunächst in eine Faser eintritt.

7.3 Simulation zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit des Kalorimetersignals

Um den experimentellen Befund der Signalverbreiterung und -verschiebung zu studieren, wurden Simulationen mit einem Programm durchgeführt, welches die Blei-Faser-Matrix detailliert beschreibt. Das Programm wurde von K. Bogusch [BOGU93] erstellt und arbeitet in Verbindung mit dem Simulationspaket EGS. Die Geometrie wurde den Verhältnissen des Testaufbaus angepaßt. Die von K. Bogusch verwendeten Abschneideparameter $PCUT = 0.1\,MeV$ und $ECUT = 0.75\,MeV$ wurden übernommen. Erst bei dieser Energie sind die Fluktuationen des sichtbaren Energieanteils unabhängig von den Abschneideparametern [BOGU93].

Bei einem konstanten Winkel von $\alpha = 3°$ und verschiedenen Werten für den Winkel β, wurden jeweils 500-1000 auf eine Fläche von $1 \cdot 1\,cm^2$ einfallende Elektronen simuliert. In Abbildung 7.5 sind die erhaltenen Energiespektren für die auch schon in Abbildung 7.1 gezeigten Winkel dargestellt.

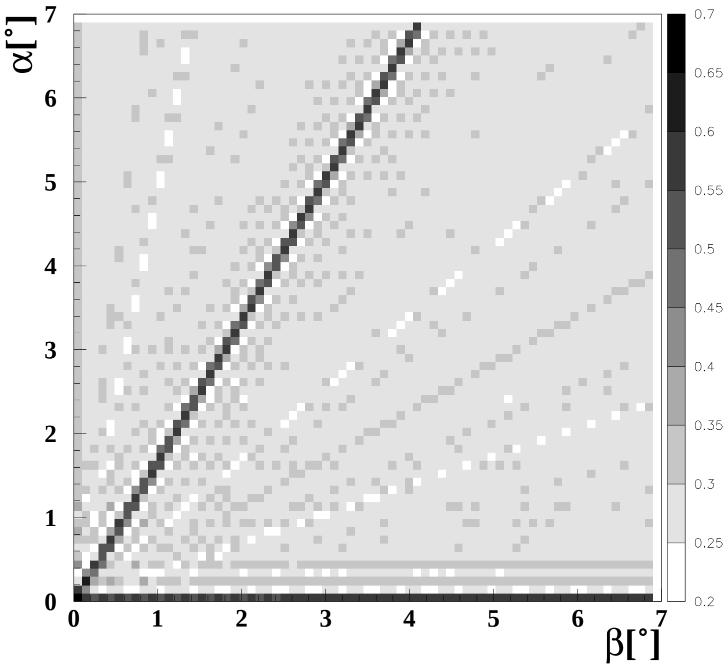

Abbildung 7.3: *Relativer Weganteil r von Fasermaterial in Abhängigkeit von den Einschußwinkeln α und β im vereinfachten Modell*

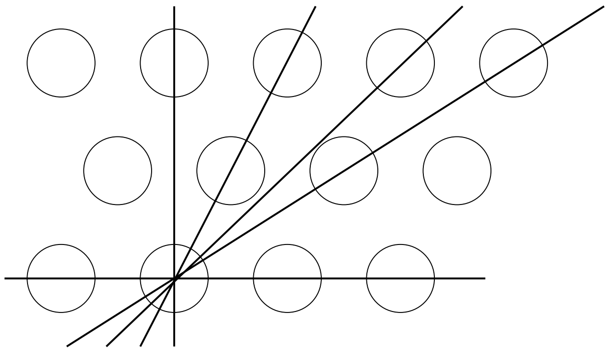

Abbildung 7.4: *Skizze zur Veranschaulichung der Effekte höherer Ordnung*

Die gestrichelte Linie stellt die Energiedeposition eines $40\,GeV$ Schauers in den Fasern des SpaCal dar. Wie später in diesem Abschnitt gezeigt wird, ist der gemessene Effekt hierdurch allein nicht erklärbar. Deshalb wurden zusätzlich die Teilchen aus den longitudinalen Leckverlusten durch eine simulierte Faserbündel transportiert. Diese wurde wieder als Pyramidenstumpf aus Szintillator angenähert. Die Verbreiterung und die Verschiebung bei den ,,kritischen" Winkeln ist bei der Simulation mit Faserbündel stärker ausgeprägt. Dies läßt auf nicht zu

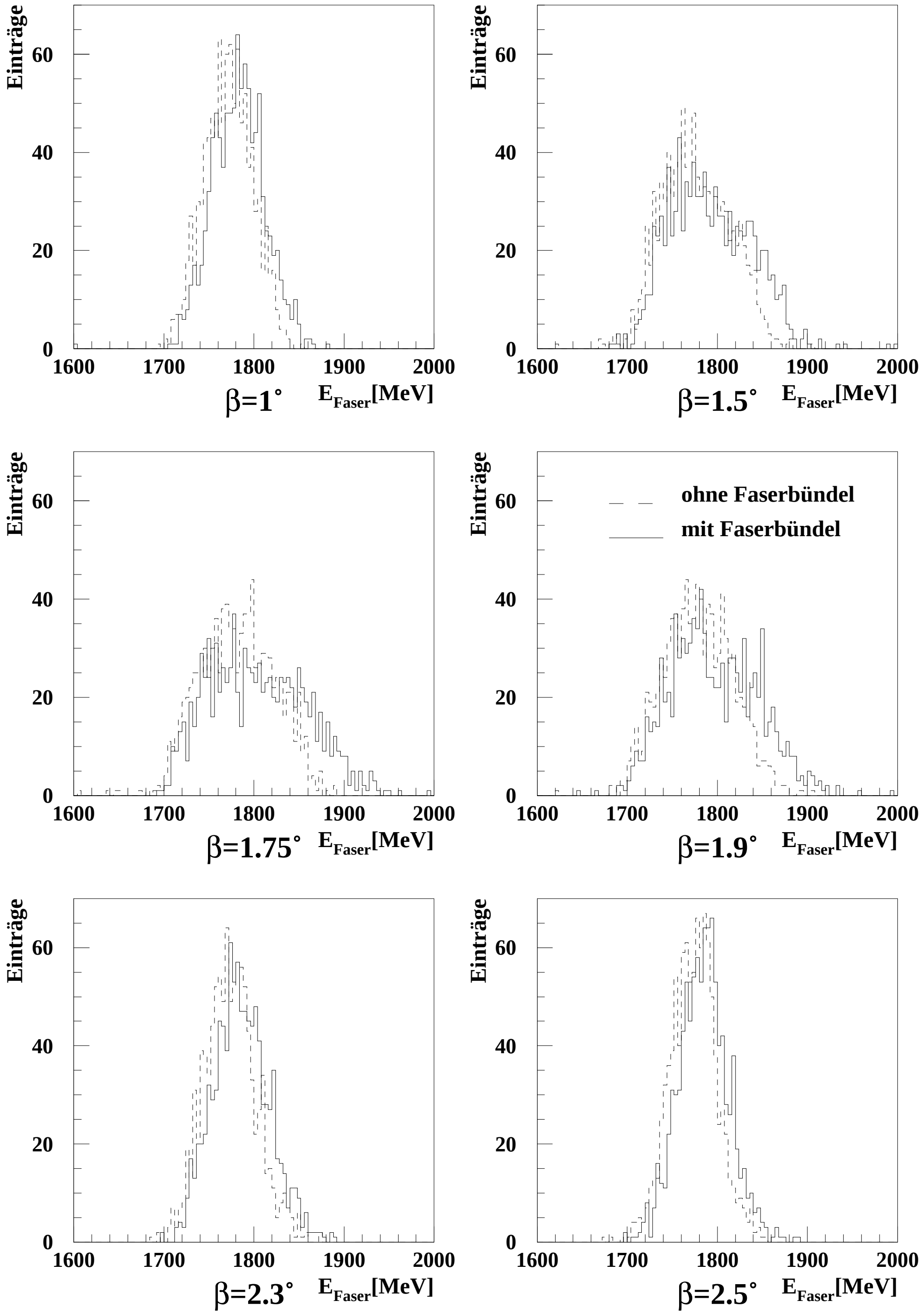

Abbildung 7.5: *Energieverteilungen für 40 GeV Elektronen (Simulation) bei konstantem Winkel β. Dargestellt ist die im Fasermaterial deponierte Energie ohne (gestrichelt Linie) und mit (durchgezogenen Linie) Berücksichtigung der Faserbündel*

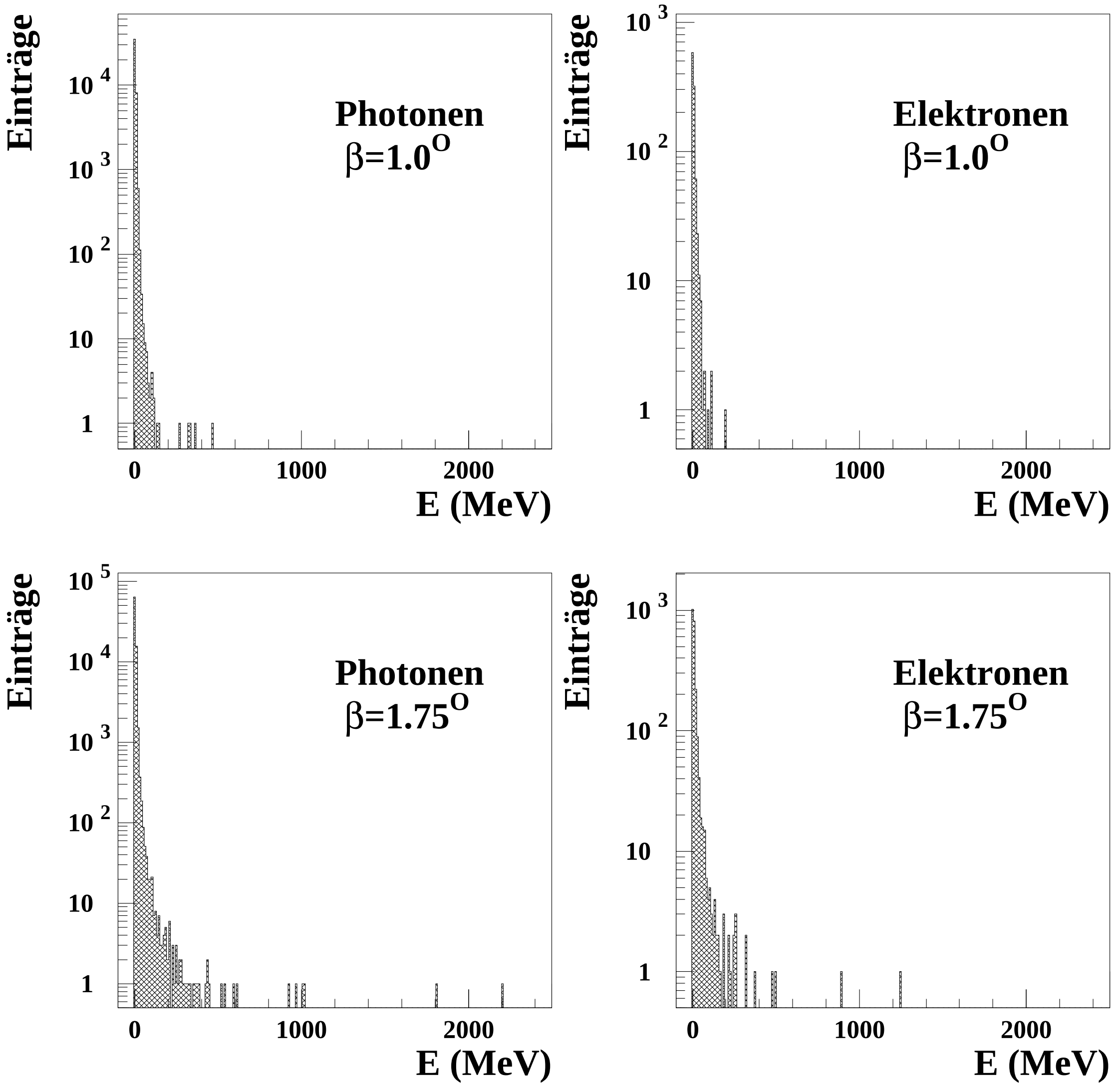

Abbildung 7.6: *Häufigkeitsverteilung der longitudinalen Leckverluste von Photonen und Elektronen für jeweils 1000 Schauer bei einem „kritischen" ($\beta = 1.75°$) und einem „unkritischen" ($\beta = 0.5°$) Winkel*

vernachlässigende longitudinale Leckverluste aus der Blei-Faser-Matrix schließen.

In Abbildung 7.6 sind die Energiespektren für aus dem simulierten Modul nach hinten herausleckende Elektronen und Photonen für einen „kritischen" ($\beta = 1.75°$) und einen „unkritischen" ($\beta = 0.5°$) Winkel dargestellt. Sowohl die Anzahl der Photonen als auch diejenige der Elektronen nimmt ungefähr um einen Faktor 2 beim „kritischen" Winkel zu.

7.4 Vergleich

Um die im letzten Abschnitt gemachten Aussagen zu quantifizieren und mit der Messung vergleichen zu können, werden die jeweils auf den Maximalwert normierten arithmetischen Mittelwerte der Verteilungen aus Abbildungen 7.1 und 7.5, deren normierte Standardabweichung und das Verhältnis aus Standarabweichung und Mittelwert, dem Auflösungsvermögen, aus der Simulation und der Messung in Abbildung 7.7 für alle untersuchten Winkel β dargestellt.

Die normierten Kurven für Messungen und die Simulation mit Faserbündel stimmen gut überein. Die relative Verbreiterung der Spektren wird nur tendenziell von der Simulation wiedergegeben. Da ein idealer Detektor simuliert wurde, ist dies auch verständlich. Es wurde nur die Energiedeposition in den Fasern betrachtet. Dabei wurden zum Beispiel der Lichttransport und der Einfluß der Sekundärelektronenvervielfachern nicht berücksichtigt.

Die Simulation vermag die in den ADC-Spektren der Messung angedeutete Doppelstruktur (Abbildung 7.1) nicht zu beschreiben. Möglicherweise sind auch in der Messung Umstände aufgetreten, welche in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Gründe könnten die Inhomogenitäten an den Zellgrenzen oder eine schlechte Interkalibration der Zellen sein. Weitere Versuche, den auch *Channeling* genannten Effekt der Signalverbreiterung genauer zu untersuchen, schlugen fehl. Bei aus Submodulen 1.4.1 zusammengesetzten Supermodulen wurde in zwei Versuchen kein Channeling beobachtet. Möglicherweise ist die Regelmäßigkeit der Blei-Faser-Matrix durch die Verwendung der Submodule so stark herabgesetzt, daß der Effekt nicht so deutlich zu Tage tritt. Eine genauere Untersuchung konnte aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden.

Es sei abschließend erwähnt, daß aufgrund der hier diskutierten Meßresultate und ihrer Interpretation die Submodule bei der Produktion des Kalorimeters innerhalb der Supermodule so orientiert wurden, daß sie in ihrer endgültigen Position im H1-Detektor nicht der nach Gleichung (7.1) gegebenen Bedingung unterliegen. Damit werden die in diesem Kapitel beschriebenen Effekte weitgehend vermieden.

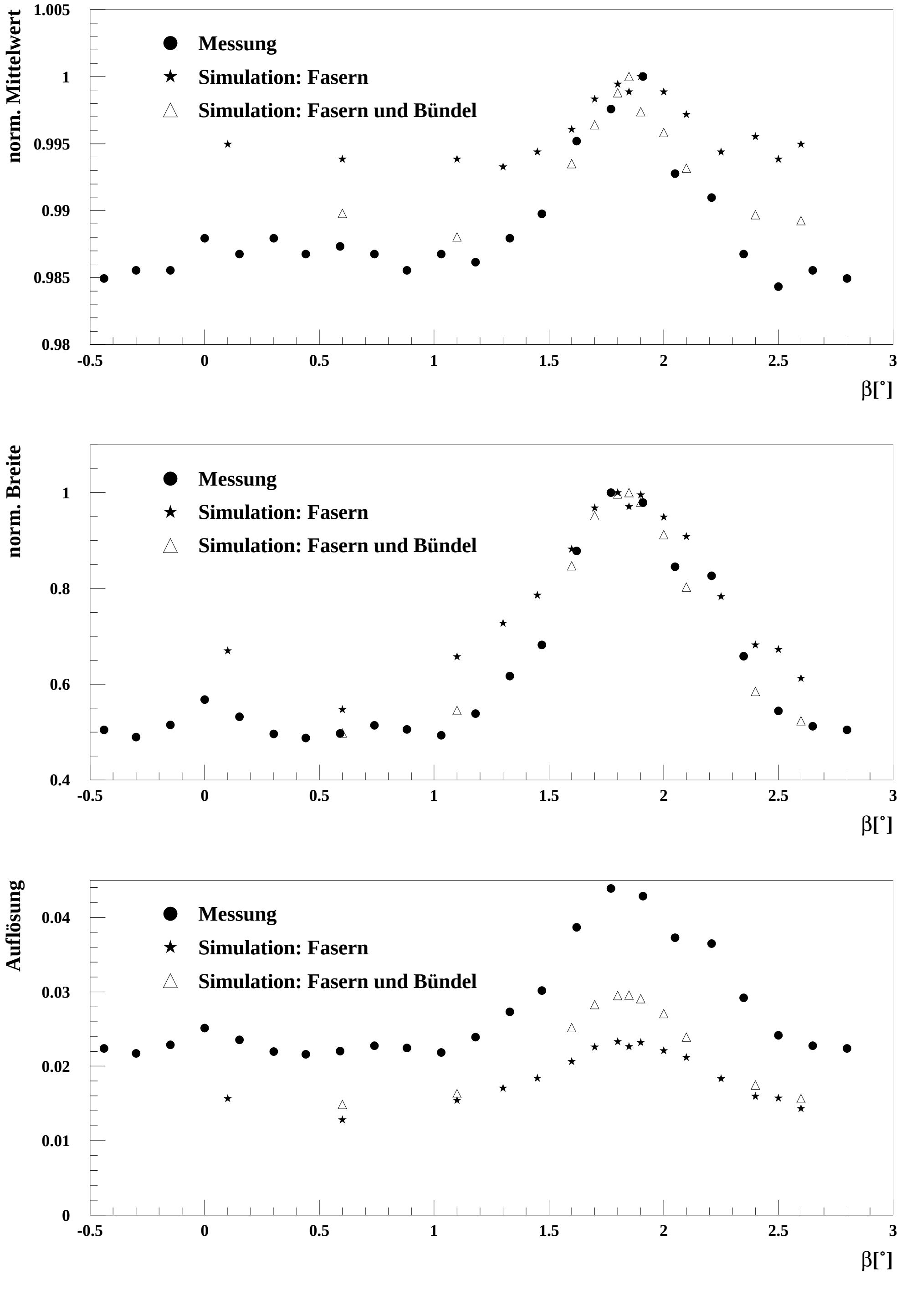

Abbildung 7.7: *Vergleich des auf das Maximum normierten Mittelwertes, der normierten Breite und der Auflösung bei Simulation und Messung in Abhängigkeit von β*

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen von Teststrahlmessungen und Simulationsrechnungen für das Spaghetti-Kalorimeter des H1-Detektors durchgeführt.

Zunächst wurde die Möglichkeit der Ortsrekonstruktion für Elektronen und Pionen betrachtet. Hierbei fand die Schwerpunktsmethode mit logarithmischer Gewichtung Verwendung. Gemittelt über eine Zelle des Kalorimeters erhält man bei einem Einschußwinkel von 3° und Energien zwischen $1\,GeV$ und $10\,GeV$ aus der Simulation folgende Parametrisierung für die Ortsauflösung von Elektronen

$$\sigma_x(E) = \frac{(0.448 \pm 0.003)\,cm}{\sqrt{E\,[GeV]}} + (0.070 \pm 0.002)\,cm.$$

Die Meßdaten bestätigen diese Werte und zeigen weiterhin eine leichte Ortsabhängigkeit des Ortsauflösungsvermögens, welche sich bei näherer Betrachtung auch in der Simulation finden läßt.

Die Ortsrekonstruktion von aufschauernden Pionen ergibt sich in der Simulation zu

$$\sigma_x(E) = \frac{(1.88 \pm 0.06)\,cm}{\sqrt{E\,[GeV]}} + (0.54 \pm 0.03)\,cm.$$

Die Messung zeigt hier schlechtere Werte. Dennoch ist die Bestimmung des Auftreffortes auf wenige Zentimeter genau möglich.

Betrachtet man nur die im elektromagnetischen Kalorimeter aufschauernden Pionen von $2\,GeV$ bis $7\,GeV$, deren Anteil ca. 60% beträgt, so stellt sich heraus, daß die Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der rekonstruierten Energie eine relative Breite σ/E von ungefähr 40% besitzt. Unter zusätzlicher Verwendung des hadronischen SpaCal verbessert sich dieser Wert zu ungefähr 30%. Hierbei schauern dann bis zu 85% aller Pionen auf.

Zur Trennung von Elektronen und Pionen wurden drei Kriterien genutzt:

- Eine Energieschwelle bei $1\,GeV$ separiert alle minimal ionisierenden Teilchen und erlaubt die Registrierung aller Elektronen mit einer Energie von mehr als $1.3\,GeV$. Der Anteil der minimal ionisierenden Teilchen beträgt ungefähr 40%.

- Eine zu hohe Energie im hadronischen Kalorimeter läßt auf ein Hadron schließen. Hiermit lassen sich abhängig von der Energie $25\% - 50\%$ aller Pionen abtrennen. Auch hier liegt die Effizienz für den Nachweis der Elektronen bei nahezu 100%.

- Die Breite eines Schauers wird in dieser Arbeit durch das zweite Moment der Energieverteilung charakterisiert und nutzt dementsprechend die transversale Segmentierung des elektromagnetischen Kalorimeters aus. Hierbei wurde die schon bei der Ortsrekonstruktion erwähnte logarithmische Gewichtung benutzt. Es ergibt sich eine Fehlidentifikation von $1\% - 2\%$ aller aufschauernden Pionen bei einer Effizienz für Elektronen von mehr als 86%. Die Werte sind leicht abhängig vom Einschußort und von der Energie. Mit zunehmender Energie nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen zu.

Kombiniert man alle drei Methoden, so erhält man eine Fehlidentifikation von weniger als 1% bei einer Elektroneneffizienz von besser als 85% bei einer Energie von $2\,GeV$ und besser als 95% bei Energien oberhalb von $4\,GeV$. Weitere Möglichkeiten zur Verbesserung der Trennung unter Nutzung anderer Detektorkomponenten wurden vorgeschlagen.

Eine weitergehende Simulation mit Magnetfeld und inaktivem Material vor dem SpaCal weist auf eine Verschlechterung der Trennung unter den Bedingungen, wie sie im H1-Detektor herrschen, hin. Die Fehlidentifikation für Pionen erhöht sich um einen Faktor 2 bis 3 bei einer Nachweiseffizienz von 95% für die betrachteten Elektronen der Energie $6\,GeV$.

Eine weitere Analyse in dieser Arbeit befaßte sich mit dem inneren Randbereich des Detektors. Hierbei wurde zunächst die Möglichkeit der Identifikation der Leckverluste des Schauers mit Hilfe besonders geformter Auslesezellen untersucht. Diese Zellen bilden einen Ring, welcher das Strahlrohr umschließt. Die hierzu durchgeführte Simulation ließ eine $0.5\,cm$ bis $1\,cm$ breite Lage von Fasern für den Ring als sinnvoll erscheinen. Die Analyse der Meßwerte zeigte, daß sich diese sogenannte Vetolage wie von der Simulation vorhergesagt verhält und vermutlich auch zur Energierekonstruktion genutzt werden kann. An den Zellgrenzen finden sich Inhomogenitäten von maximal 12%.

Die Simulation zeigt, daß der Auftreffort von Elektronen der Energie $20\,GeV$ im inneren Bereich mit einer Auflösung von $\sigma_R \approx 2.5\,mm$ bestimmt werden kann. Dies konnte aus technischen Gründen nicht durch die Messung verifiziert werden.

Auch die Winkelabhängigkeit des Kalorimetersignals wurde untersucht. Es wurden bei besonderen Winkelkonfigurationen Verbreiterungen und Verschiebungen der Energieverteilung beobachtet. Mit Hilfe eines vereinfachten Modells konnte gezeigt werden, daß bei bestimmten Winkeln eine besonders hohe Faserdichte vorliegt. Als Folge davon wird die Energieverteilung breiter und mehr Teilchen verlassen das Kalorimeter in longitudinaler Richtung. Diese Leckverluste verstärken den Effekt der Signalverbreiterung, indem sie zusätzliches Licht in den, an der Rückseite des Kalorimeters zu Bündel zusammengefaßten szintillierenden Fasern produzieren. Der Effekt wird quantitativ von einer detaillierten Simulation bestätigt. Die in der Messung beobachtete Doppelstruktur konnte jedoch nicht reproduziert werden.

Literaturverzeichnis

[AMAL81] U. Amaldi:
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Physica Scripta, Vol. 23, p.409-424, 1981

[AWES92] T.C. Awes et al.:
A simple method of shower localizations and identification in lateral segmented calorimeters
NIM A311 (1992) 130-138

[BATH70] G. Bathow et al.:
Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6GeV
Nucl.Phys.B20 (1970) 592

[BENT91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman:
Reconstruction of (x,Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA
Proc. of the HERA Workshop, p.23-41
Editor: W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY(1991)

[BERG64] M.J. Berger und S.M. Seltzer
Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons
NASA-SP-3012

[BETH34] H. Bethe und W. Heitler:
Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83

[BRÜC88] H. Brückmann, B. Anders, U. Behrens:
Hadron sampling calorimetry, a puzzle of physics
NIM A263(1988)136-149

[BOGU93] K. Bogusch:
Untersuchungen zum Aufbau eines rückwärtigen Kalorimeters am H1-Detektor
Diplomarbeit Universität Dortmund (Juni 1993)

[BRUN94] R .Brun:
GEANT Detector Description and Simulation Tool
CERN Program Library Long Writeup W5013

[DECH94] H. Deckers:
Bau eines Jetkammersystems zur Untersuchung der Ortsauflösung eines Spaghetti-Kalorimeter-Moduls
Diplomarbeit Universität Dortmund (März 1994)

[DESY93-103] H1 Kollaboration:
The H1 Detector at HERA
DESY 93-103 (Julie 1993)

[EBBI92] R. Ebbinghaus:
Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit Universität Dortmund (Mai 1992)

[FABJ85] C.W. Fabjan:
Calorimetry in High-Energy Physics
CERN-EP/85-54

[FABJ89] C.W. Fabjan, R. Wigmans:
Energy Measurement of Elementary Particles
CERN-EP/89-64

[FELT87] J. Feltesse:
Measurement of inclusive differential cross sections
Proc. of the HERA Workshop, p.33-58
Editor: R.D. Peccei, DESY(1987)

[FESE85] H. Fesefeldt:
The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications
RWTH Aachen, PITHA 85/02 1985)

[FLAM83] V. Flamino, et al.:
Compilation of cross sections, Vol. I, π^+ and π^- induced reactions
CERN/HERA 83-01 (1983)

[GABR90] T.A. Gabriel, et.al.:
CALOR89: A Monte Carlo Package for the Design and Analysis of Caolrimeter System
ORNL/TM 11185 (1990)

[H1COL94] H1-Collaboration:
A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$
in Vorbereitung

[HEIS27] W. Heisenberg:
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik
Z. Physik 43 (1927) 172

[HUTT94] H. Hutter:
persönliche Mitteilungen

[JANO94] J. Janoth:
Dissertation in Vorbereitung

[KLEI91] M. Klein:
On the Q^2,x Range at HERA
Proc. of the HERA Workshop, p.71-76
Editor: W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY(1991)

[LONG75] E. Longo und I. Sestili:
Monte-Carlo-Calculation of Photo-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass
NIM 128 (1975) 283

[MANA85] A. Manarin und G. Vismara:
The Delay-Wire-Chamber (DWC) Description
CERN-LEP/BI-TA/Note 85-3

[MOLI47] G. Moliére:
Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen
Z. Naturforsch. 2a (1947) 133

[NELS85] W.R. Nelson,H. Hirayama,D. Rogers:
The EGS4 Code System
SLAC-Report 265, Stanford Linear Accelarator Center (1985)

[PDG92] Particle Data Group:
Review of Particle Properties
Physical Review D, 45 (1992)

[ROSS64] B. Rossi:
High Energy Particles
Prentice Hall, 1964

[RUTH11] E. Rutherford:
The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom
Phil. Mag. 21 (1911) 669

[SCHU94] A. Schumacher:
Untersuchung des Lichttransports in szintillierenden Fasern mit Hilfe einer CCD-Kamera
Diplomarbeit Universität Dortmund (1994)

[SIMO88] D. J. Simon:
Secondary beams for tests in the PS-east experimental area
PS/PA/EP-NOTE 88/26

[SPIE94] J. Spiekermann:
Nachweis von π Mesonen in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten
Diplomarbeit Universität Dortmund (1994)

[STER84] R.M. Sternheimer:
Density effect for the ionization loss of charged paticles in various substances
Atomic Data and Nuclear Data Tables, 30,261-271 (1984)

[WEGN91] A. Wegner
H1-01/91-160 internal note

[WULF92] N. Wullf:
Design studies for the BST φ-strip detector
H1-06/92-227 internal note

Danksagung

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Förderung dieser Arbeit.

Bei Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski bedanke ich mich dafür, daß er die Aufgabe des Korreferenten übernommen hat.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls E5 der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für die große Hilfsbereitschaft und gute Zusammenarbeit.

Besonderer Dank geht an Dr. Albin Walther und Dr. Uwe Obrock für das sorgfältige Lesen des Manuskripts.

Harald Hutter, mit dem ich während der Diplomarbeit ein Büro teilte, und mit dem ich die ersten 2.5 Jahre des Studiums nicht *nur* zur Universität gefahren bin, danke ich für interessante Diskussionen und allerlei Kurzweil.

Allen beim Bau des Inserts beteiligten Personen danke ich für ihren Einsatz.

Bei Dr. Dieter Lüke bedanke ich mich dafür, daß er für zusätzliche Rechenzeit bei der Gesellschaft für Mathematik und Datenverarbeitung (GMD) in Sankt Augustin gesorgt hat.

Der SpaCal-Gruppe der H1-Kollaboration danke ich für die nette Zusammenarbeit bei den Treffen und den Teststrahlmessungen.

Meinen Eltern danke ich für Unterstützungen jeglicher Art, welche mir das Studium der Physik ermöglicht haben. Bei Uta bedanke ich mich für ihre große Geduld und ihr Verständnis.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 056DO57P(6) gefördert.