Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Phillip Sievers
aus Mannheim

Januar 1999

Untersuchungen zur Verbesserung der Energiemessung im Rückwärtsbereich des H1-Experiments

Die Diplomarbeit wurde von Phillip Sievers ausgeführt am
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Ulrich Straumann

Übersicht

Die Auflösung der Energiemessung von Elektronen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors bei HERA wird durch passives Material verschlechtert, in welchem Elektronen durch elektromagnetische Schauerbildung Energie deponieren können, die nicht im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal nachgewiesen wird. In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit die Ladungsinformation der rückwärtigen Driftkammer BDC benutzt werden kann, um diesen Energieverlust im passiven Material abzuschätzen. Die Untersuchung basiert auf Daten, die 1997 aufgezeichnet wurden und einer Luminosität von 15 pb^{-1} entsprechen. Aus der Korrelation zwischen der in der Driftkammer deponierten Ladung und dem Energieverlust wird eine Korrekturfunktion hergeleitet. Die Auswirkungen dieser Korrektur werden für den gesamten Energiebereich untersucht, indem zwei unterschiedliche Ereignisklassen mit einem Elektron im Endzustand selektiert werden. Es zeigt sich, daß die Korrektur im gesamten Energiebereich zu einer Verbesserung der Energieauflösung im Rückwärtsbereich um bis zu 12% führt. Da das passive Material in der H1-Detektorsimulation unterschätzt wird, wird außerdem die Übereinstimmung von Energiespektren aus Daten und aus der Monte-Carlo-Simulation durch die Korrektur des Energieverlustes im passiven Material verbessert.

Studies to Improve the Resolution of the Energy Measurement in the Backward Region of the H1 Experiment

Abstract

The resolution of the energy measurement of electrons in the backward region of the H1 experiment at HERA is degraded by electrons initiating an electromagnetic cascade in dead material and thereby losing energy which is not detected in the backward calorimeter SpaCal. The feasibility of using the charge information of the backward driftchamber BDC to estimate the energy loss suffered by electrons in the dead material is investigated.The analysis is based on data taken in 1997 corresponding to a luminosity of 15 pb^{-1}. From the correlation between the charge deposited in the driftchamber and the energy loss a correction function is derived. The impact of this energy correction function is studied in the full energy range by selecting two different processes with an electron in the final state. The resolution of the electron energy measurement is improved over the full energy range by up to 12%. Since the simulation of the H1 detector response underestimates the dead material distribution, the application of the the energy correction improves the correspondence of electron energy spectra extracted from data and Monte-Carlo.

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Einleitung

Die moderne Hochenergiephysik steht in der Tradition zahlloser Experimente zur Erforschung der fundamentalen Bausteine der Materie, die mit der Entdeckung des Atoms begannen. Auf der Suche nach den elementaren Teilchen wurden immer wieder neue Konstituenten gefunden, die sich später selbst wieder als teilbar herausstellten. So wurden mit Hilfe von Experimenten zur tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung DIS (**D**eep **I**nelastic **S**cattering) Ende der sechziger Jahre am Linearbeschleuniger SLAC Substrukturen des Protons entdeckt und als Partonen bezeichnet. Später wurden diese Partonen mit den Quarks identifiziert. In heutiger Vorstellung besteht alle Materie aus punktförmigen Teilchen (Quarks und Leptonen), deren Wechselwirkung untereinander durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt wird. Im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung sind das die massenlosen Photonen und im Fall der schwachen Wechselwirkung die massiven W^+, W^- bzw. Z^0-Bosonen. Die starke Wechselwirkung, die durch den Austausch der massenlosen Gluonen vermittelt wird, wird erfolgreich von der Quantenchromodynamic (QCD) beschrieben. Eine der Hauptaufgaben des Elektron-Proton-Beschleunigers HERA ist die Untersuchung der inneren Struktur des Protons, d.h. die Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Da die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ durch die Quarkdichten im Proton bestimmt wird, ermöglicht ihre Messung eine direkte Überprüfung der QCD.

Die letzten Jahre waren für das H1-Experiment bei HERA sehr erfolgreich. Die hohe Statistik aufgenommener Daten in den Jahren 1996/1997 führt zu einer größeren Präzision der F_2-Messung, da sie die statistische Ungenauigkeit dieser Messung reduziert. Um die Präzision weiter zu steigern, müssen die systematischen Unsicherheiten dieser Messung minimiert werden. Zu den systematischen Unsicherheiten gehören insbesondere die Energie- und Ortsauflösung des Detektors. In dieser Arbeit wird versucht, die Energieauflösung im Rückwärtsbereich des H1-Experiments zu verbessern und damit den systematischen Fehler der Energiemessung zu verringern.

Viele in den Rückwärtsbereich gestreute Teilchen deponieren dort im passiven Material einen Teil ihrer Ausgangsenergie durch elektromagnetische Schauerbildung. Die in der rückwärtigen Driftkammer (BDC) deponierte Ladung wird in dieser Arbeit benutzt, um die Schaueraktivität zu messen und so den Energieverlust abzuschätzen. Auf den Energieverlust kann dann korrigiert werden.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: In Kapitel 1 werden die theoretischen Grundlagen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung vorgestellt. Insbesondere wird auf den QED-Compton-Prozeß eingegangen. Der H1-Detektor wird unter besonderer Berücksichtigung des rückwärtigen Bereichs in Kapitel 2 beschrieben. Das Prinzip eines Detektors zur Energiemessung und wie es auf eine Driftkammer angewendet werden kann, wird in Kapitel 3 dargestellt. In Kapitel 4 wird die für diese Arbeit benutzte Kalibration der BDC beschrieben. Um den Energieverlust abschätzen zu können, benötigt man eine Referenzenergie. Es werden in Kapitel 5 zwei unterschiedliche Ereignisklassen (Elektronen des kinematischen Peaks und QED-Compton-Ereignisse), für die eine Referenzenergie einfach berechnet werden kann, vorgestellt und ihre Selektion beschrieben. Kapitel 6 stellt die Korrektur vor, die aus der Korrelation des Energieverlustes und der in der BDC deponierten Ladung gefunden wurde, und zeigt ihre Resultate.

Kapitel 1

Die Physik der Elektron-Proton-Streuung

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Theorie der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung, wie sie bei HERA durchgeführt wird. Der Formalismus und die Begrifflichkeiten dieser Theorie werden in diesem Kapitel soweit eingeführt, wie sie im Rahmen dieser Arbeit benutzt werden. Zuerst werden die kinematischen Variablen definiert, die geläufig verwendet werden, DIS-Prozesse zu beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung und seine Interpretation im Quark-Parton-Modell werden vorgestellt. Am Ende dieses Kapitels wird auf den speziellen QED-Compton-Prozeß und die ihn charakterisierenden Variablen eingegangen.

1.1 Kinematik der tief-inelastischen Streuung

Der Prozeß der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung

$$e + P \longrightarrow e' + X$$

läßt sich im Quark-Parton-Modell anhand des in Abbildung 1.1 gezeigten Feynman-Diagramms in niedrigster Ordnung beschreiben. In vielen Fällen ist es vorteilhaft zur Beschreibung der Ereignisse Lorentz-invariante Variablen zu verwenden. Aus den Vierervektoren des einlaufenden Elektrons (k) und Protons (p) (siehe Abbildung 1.1)

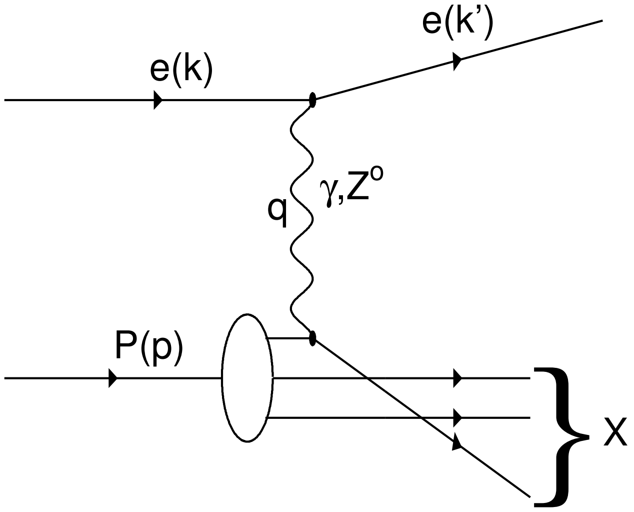


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramm zur tief-inelastischen Streuung.

läßt sich das Quadrat der Schwerpunktsenergie berechnen zu

$$s = (p + k)^2. \tag{1.1}$$

Mit dem Vierervektor des gestreuten Elektrons (k') ergibt sich die invariante Masse des ausgetauschten virtuellen Bosons

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2. \tag{1.2}$$

Wichtig sind die beiden dimensionslosen Variablen x und y

$$x := \frac{Q^2}{2p \cdot q} \tag{1.3}$$

$$y := \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \tag{1.4}$$

Die beiden so definierten Variablen haben einen Wertebereich zwischen 0 und 1. Die Variable x entspricht im Parton-Modell dem Impulsanteil des Protons, den das vom Austauschboson getroffene Parton trägt. Die Variable y kann im Ruhesystem des Protons als der relative Energieanteil des ausgetauschten Bosons vom einlaufenden Lepton interpretiert werden. Unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse gibt es zwischen diesen Größen den folgenden Zusammenhang:

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

Die Kinematik der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung kann durch zwei unabhängige Variablen beschrieben werden, wenn die Strahlenergien oder die daraus berechenbare Schwerpunktsenergie bekannt sind. Es gibt verschiedene Methoden, die Kinematik eines Ereignisses der DIS zu rekonstruieren [1, 2]. Sie unterscheiden sich in der Wahl der zwei unabhängigen Variablen. Zur Bestimmung der Kinematik lassen sich die gemessenen Streuwinkel des Elektrons und des hadronischen Endzustandes sowie ihre Energien verwenden. Für Werte der Skalenvariablen $y > 0.2$ bietet die Elektronmethode, d.h. die Verwendung der Energie und des Streuwinkels des Elektrons zur Bestimmung der Kinematik, das beste Auflösungsvermögen für die gemessenen Variablen [3]. Die Elektronidentifikation und Messung der kinematischen Variablen des Elektrons (inklusive Messung des Elektrons) wird für das H1-Experiment insbesondere von der ELAN-Arbeitsgruppe vorgenommen. Für die Elektronmethode erhält man folgende Formeln zur Berechnung der kinematischen Variablen des Elektrons [4]:

$$Q^2 = 4EE' \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{1.6}$$

$$y = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{1.7}$$

Die Energien E und E' bezeichnen die Energien des einlaufenden bzw. gestreuten Elektrons. θ_e ist der Polarwinkel des gestreuten Elektrons. Die relativen Auflösungen der Größen Q^2, x und y können einfach aus der Energie und dem Streuwinkel berechnet werden:

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E'}{E'} \oplus \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \cdot \delta\theta_e \tag{1.8}$$

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y} \cdot \frac{\delta E'}{E'} \oplus \left(\tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) + \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cdot \cot\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\right) \cdot \delta\theta_e \tag{1.9}$$

$$\frac{\delta y}{y} = \left(1 - \frac{1}{y}\right) \cdot \frac{\delta E'}{E'} \oplus \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cdot \cot\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \cdot \delta\theta_e \tag{1.10}$$

Eine gute Orts- und Energieauflösung ist also wichtig, um die kinematischen Variablen mit der Elektronmethode zu rekonstruieren. In dieser Arbeit wird versucht, die Energieauflösung im Rückwärtsbereich des H1-Detektors und damit die relative Auflösung der kinematischen Variablen zu verbessern.

1.2 Der Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton beim Prozeß der tief-inelastischen Streuung erfolgt durch den Austausch eines neutralen (γ/Z^0) oder geladenen ($W^\pm$) Bosons. Im letzten Fall wird das auslaufende Elektron durch ein Neutrino ersetzt. Beiträge des Z^0- und $W^\pm$-Austausches zum Wirkungsquerschnitt der DIS sind durch die große Masse dieser Bosonen unterdrückt und können für $Q^2 < 1000\,\mathrm{GeV}^2$ vernachlässigt werden [5]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen ep-Streuung mittels γ-Austausches ist dann gegeben durch [6]

$$\frac{d^2\sigma_{eP}^{NC}(x,Q^2)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[xy^2F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)], \tag{1.11}$$

wobei α die elektromagnetische Kopplungskonstante ist. Die sogenannten Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ parametrisieren in dieser Gleichung die Abweichung des gemessenen Protons von einem punktförmigen Fermion. Es werden zwei Strukturfunktionen des Protons benötigt, um den unabhängigen Beiträgen der Absorption eines transversal oder longitudinal polarisierten virtuellen Photons Rechnung zu tragen. $F_1(x,Q^2)$ beschreibt den transversalen Anteil σ_T und $F_2(x,Q^2)$ die Summe des transversalen und longitudinalen Anteils $\sigma_T + \sigma_L$. Eine longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ wird definiert durch

$$F_L := F_2 - 2xF_1. \tag{1.12}$$

Damit läßt sich das Verhältnis der Wirkungquerschnitte für die beiden Polarisationen des virtuellen Photons ausdrücken als

$$R := \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} = \frac{F_L}{F_2 - F_L}. \tag{1.13}$$

1.3 Das Quark-Parton-Modell

Die ersten Experimente zur tief-inelastischen Streuung zeigten, daß die Strukturfunktion F_2 für mittlere Werte von x ($0.03 < x < 0.3$) zwar von x, aber nur schwach von Q^2 abhängt [7]. Dieses Verhalten wurde von Bjorken [8] vorausgesagt und durch das Quark-Parton-Modell erklärt. Dem von Feynman [9] eingeführten Quark-Parton-Modell liegen zwei Annahmen zugrunde:

- Die DIS wird als Streuung an punktförmigen Konstituenten (Partonen) des Protons interpretiert. Die geladenen Partonen werden heute mit den Quarks identifiziert, die elektrisch neutralen mit den Gluonen.
- Für große Werte von Q^2 sind die Partonen während der Wechselwirkung frei beweglich. Deshalb kann die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton als die inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit den Partonen angesehen werden.

Die Strukturfunktion F_2 kann im Quark-Parton-Modell als die Summe der Impulsverteilung der (Anti)-Quarks $xq_i(x)$ ($x\overline{q}_i(x)$) gewichtet mit dem Quadrat ihrer elektrischen Ladung e_i^2 ausgedrückt werden:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x[q_i(x) + \overline{q}_i(x)] \tag{1.14}$$

Eine weitere wichtige Konsequenz des Quark-Parton-Modells ist der als Callan-Gross-Beziehung bekannte Zusammenhang [10]:

$$F_L(x) = F_2(x) - 2xF_1(x) = 0 \tag{1.15}$$

Er ist eine direkte Folge des Spin 1/2-Charakters der Quarks.

1.4 Quasireelle QED-Compton-Ereignisse

Bei dem Streuprozeß des Elektrons mit dem Proton kann das Elektron ein zusätzliches hartes, d.h. einer Messung zugängliches, Photon abstrahlen. Man erhält für das Matrixelement des Streuprozesses $ep \longrightarrow e\gamma X$ wie er Abbildung 1.2 dargestellt ist folgende Abhängigkeit [11]:

$$dM \sim \frac{dq_1}{q_1^2 - m_e^2} \cdot \frac{dq_2}{q_2^2} \tag{1.16}$$

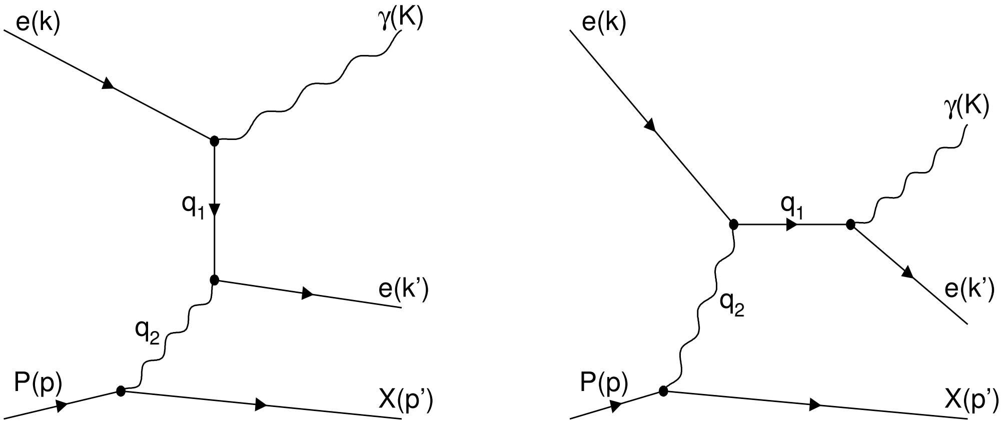


Abbildung 1.2: Feynman-Graphen für die radiative Streuung ($ep \longrightarrow e\gamma X$).

Der Wirkungsquerschnitt dieses radiativen Prozesses ist groß in der Nähe der Pole des Elektron- und des Photonpropagators, d.h. für $q_1 \approx m_e$ und/oder $q_2 \approx 0$. Danach werden drei Klassen für den radiativen Prozeß definiert:

- **Der Bremsstrahlungsprozeß:** Pole im Photon- und im Elektronpropagator. In diesem kinematischen Bereich dominiert der elastische Prozeß $ep \longrightarrow e\gamma p$, der im Rahmen der QED sehr genau berechenbar ist [12] und deshalb zur Luminositätsbestimmung benutzt werden kann [13]. Das Proton, das dabei als punktförmiges Teilchen betrachtet werden kann, verläßt nahezu ungestört den Detektor in seiner ursprünglichen Richtung und kann wie das Elektron meistens nicht im Zentraldetektor nachgewiesen werden.

- **Die radiativen Korrekturen:** Pol im Elektronpropagator. Die Größe q_2 besitzt einen endlichen Wert. Da der elastische Formfaktor des Protons mit steigendem $-q_2^2$ stark abnimmt, wird dieser Prozeß von dem inelastischen Kanal dominiert. Abbildung 1.2 zeigt die beiden experimentellen Signaturen des radiativen Prozesses, die als ISR (**I**nitial **S**tate **R**adiation) und FSR (**F**inal **S**tate **R**adiation) bezeichnet werden.

- **Der QED-Compton-Prozeß:** Pol im Photonpropagator. Der dominante Beitrag des QED-Compton-Prozesses ist der elastische Kanal ($ep \longrightarrow e\gamma p$).

Sowohl Elektron als auch Photon können im Zentraldetektor nachgewiesen werden, während der hadronische Endzustand in den meisten Fällen undetektiert bleibt. Wenn der hadronische Endzustand X gleich dem einlaufenden Proton oder einer angeregten Resonanz ist, ist er nicht nachweisbar. Wird die Masse m_X sehr groß, ist ein Nachweis im Zentraldetektor möglich. Eine detaillierte Darstellung des QED-Compton-Prozesses ist in [11] zu finden, hier soll nur kurz auf die wichtigsten Variablen zur Beschreibung dieses Prozesses eingegangen werden.

1.4.1 Kinematik der QED-Compton-Ereignisse

Folgende Variablen charakterisieren die oben definierten QED-Compton-Ereignisse:

- Die Akoplanarität $\Delta\phi$, der Absolutbetrag der Differenz der Azimutwinkel des Elektrons und des Photons:
$$\Delta\phi = |\phi_e - \phi_\gamma| \tag{1.17}$$
- Die Virtualität des ausgetauschten Photons:
$$Q^2 = -q_2^2 \tag{1.18}$$
- Die Masse des hadronischen Endzustandes:
$$W_h^2 = m_X^2 = (p - q_2)^2 = m_p^2 - 2pq_2 - Q^2 \tag{1.19}$$
- Die Skalenvariable x:
$$x = \frac{-Q^2}{2pq_2} \tag{1.20}$$
- Die Skalenvariable x_γ:
$$x_\gamma = \frac{q_2 k}{pk} \tag{1.21}$$
- Die invariante Masse des Elektron-Photon-Systems:
$$W^2 = (k + q_2)^2 = 4E_e E_\gamma - \left(1 - \frac{E_e}{xE_P}\right) Q^2 \tag{1.22}$$

  E_e, E_P, E_γ bezeichnen die Energien des einlaufenden Elektrons und Protons bzw. ausgetauschten Photons.

- Die beobachtbare Energie:

$$E_{vis} = E_e + E_\gamma = E'_e + E'_\gamma \tag{1.23}$$

  mit den Energien E'_γ und E'_e der auslaufenden Teilchen.

- Der transversale Impuls des Elektron-Photon-Systems:

$$P_T = |\vec{K}_\perp + \vec{k}'_\perp|^2 = \left(1 - \frac{W^2 + Q^2}{sx}\right) Q^2 \tag{1.24}$$

Kapitel 2

Das H1-Experiment

2.1 Der Speicherring HERA

Der HERA[1]-Speicherring am **D**eutschen **E**lektronen-**Sy**nchrotron (DESY) in Hamburg ermöglicht durch die Kollision von hochenergetischen Elektronen[2] und Protonen die Auflösung subatomarer Strukturen und eröffnet damit ein weites Feld an Untersuchungen zur Struktur der Materie.

Der Speicherring besteht aus zwei separaten Speicherringen mit demselben Umfang (6.3 km), die in ca. 1 m Abstand verlaufen. In ihnen werden zum einen Elektronen auf eine Energie von 27.5 GeV und zum anderen Protonen auf 820 GeV[3] beschleunigt und dann gespeichert. Bei zwei von insgesamt vier Wechselwirkungspunkten werden die gegenläufigen Strahlen frontal zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie dieser Kollision beträgt $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$. Um diese beiden Wechselwirkungspunkte sind die Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) aufgebaut, um die Elektron-Proton-Streuung zu untersuchen. Jeweils nur ein Teilchenstrahl wird von den beiden verbleibenden Experimenten genutzt. In der Halle Ost untersucht HERMES die Streuung polarisierter Elektronen an verschiedenen Gastargets, um Aufschlüsse über die Spinstruktur des Protons zu gewinnen. Das Experiment HERA-B, das 1998 seinen Teilbetrieb aufnahm, versucht im B-Mesonen-System CP-Verletzung nachzuweisen und ihre Stärke zu messen.

---

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

[2] 1995-97 arbeitete HERA mit Positronen. Im folgenden wird das einlaufende und das gestreute Lepton stets als Elektron bezeichnet.

[3] 1998 wurde die Energie auf 920 GeV erhöht

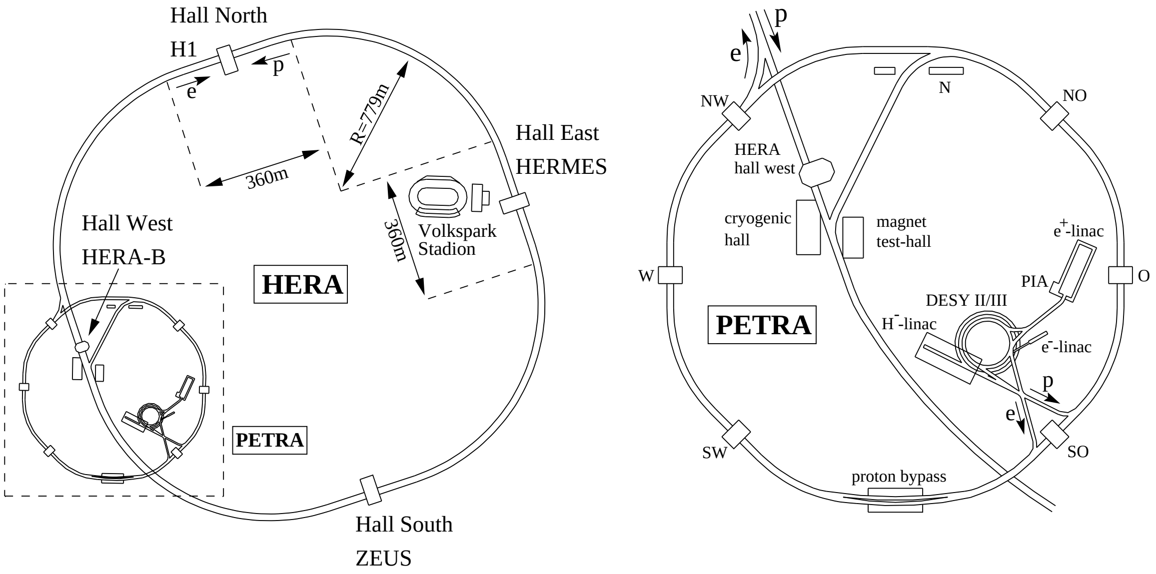


Abbildung 2.1: Übersicht der Beschleunigeranlagen am DESY. Das Bild ist inzwischen überholt: Das Volksparkstadion ist um 90° gedreht und hat keine Laufbahn mehr.

2.2 Das H1-Experiment

Der H1-Detektor wurde konstruiert, um Wechselwirkungen zwischen hochenergetischen Elektronen und Protonen zu untersuchen. Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau des Zentraldetektors. Für eine detaillierte Beschreibung des H1-Experiments sei hier auf die Literatur verwiesen [14].

Die für diese Arbeit wichtigen Komponenten im Rückwärtsbereich werden in den nächsten Abschnitten näher beschrieben, während die anderen Bestandteile hier nur kurz angerissen werden. Der Zentraldetektor ist zylindrisch symmetrisch um die Strahlachse angeordnet. Auffällig ist dagegen die asymmetrische Bauweise in Längsrichtung, die den unterschiedlichen Energien von Elektron- und Protonstrahl Rechnung trägt. Der nominelle Wechselwirkungspunkt (Vertex) definiert den Koordinatenursprung des H1-Koordinatensystems, dessen z-Achse in Protonflugrichtung zeigt. Der Polarwinkel θ ist bezüglich der z-Achse, der Azimutwinkel φ ist von der x-Achse, die zum Mittelpunkt des HERA-Speicherrings zeigt, in positiver Drehrichtung zur y-Achse definiert. Die Richtung der y-Achse ergibt sich aus der

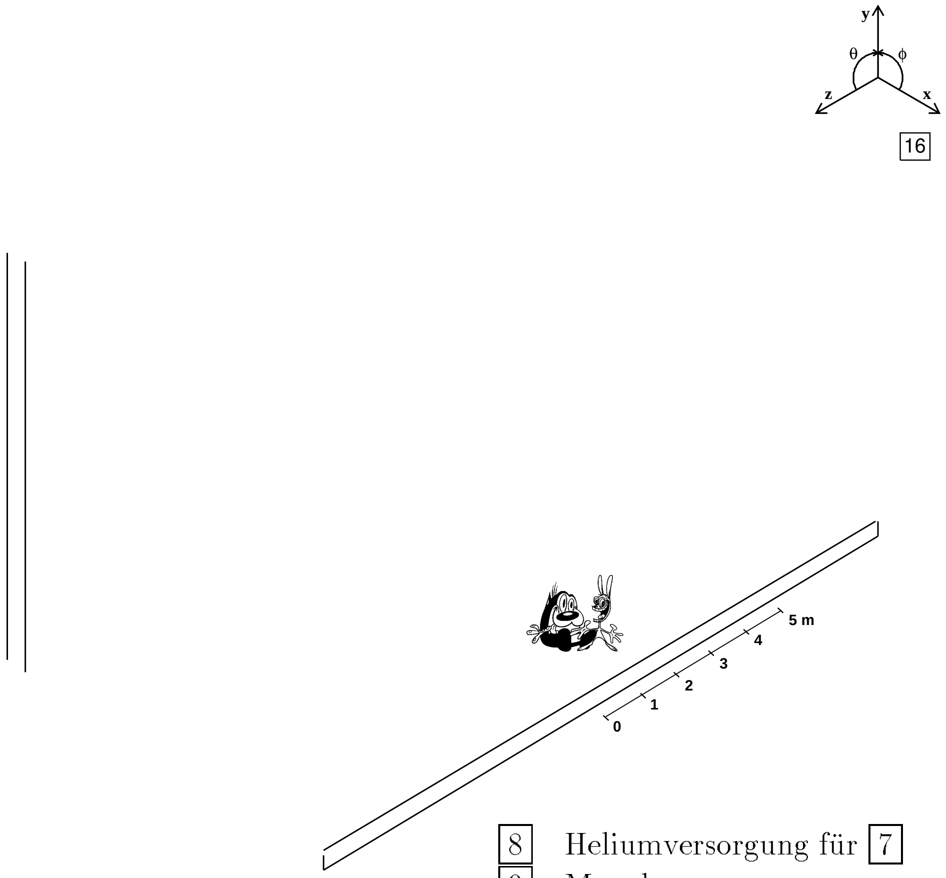
Rechtshändigkeit des Koordinatensystems.

Der Teil des Detektors, der sich auf der positiven Seite der z-Achse befindet, wird als Vorwärtsbereich bezeichnet, analog werden alle Komponenten auf der negativen Seite dem Rückwärtsbereich zugeordnet. Vom zentralen Teil des Detektors spricht man, wenn man sich auf die Region direkt um den Wechselwirkungspunkt bezieht.

Der Wechselwirkungspunkt wird von einem Silizumstreifendetektor CST (**c**entral **s**ilicon **t**racker) umgeben, dessen Sensoren senkrecht zur r-ϕ-Ebene angeordnet sind. Im Rückwärtsbereich befindet sich ein weiterer Siliziumdetektor BST (**b**ackward **s**ilicon **t**racker). Die Siliziumsensoren des BSTs sind senkrecht zur z-Achse aufgebaut. CST und BST sind von einem System von Spurkammern umgeben; das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$ und das Vorwärts-Spurkammersystem $\boxed{3}$ werden von der rückwärtigen Driftkammer (BDC) $\boxed{12}$ vervollständigt (siehe auch Abb. 2.3).

Das Spurkammersystem ist von elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern eingeschlossen: ein feinsegmentiertes Flüssig-Argon-Kalorimeter im Zentral- und Vorwärtsbereich (mit einer elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einer hadronischen $\boxed{5}$ Sektion) und ein Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) $\boxed{12}$, das die rückwärtige Region abdeckt. Eine supraleitende Spule $\boxed{6}$ außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters erzeugt ein homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 1.15 T. Zum Rückfluß des Magnetfeldes dient ein instrumentiertes Eisenjoch $\boxed{10}$; die eingebauten Detektoren messen die Ausläufer von hadronischen Schauern und werden zum Nachweis von Myonen genutzt. Im Vorwärtsbereich wird die Detektion von Myonen durch Driftkammern in einem Magnetfeld ergänzt $\boxed{9}$.

Der rückwärtige Teil (Abbildung 2.3) des H1-Detektors wurde in dieser Arbeit benutzt und untersucht. Auf ihn wird deshalb im nächsten Abschnitt näher eingegangen.



1	Strahlrohr und Magnete
2	Zentrale Spurkammern
3	Vorwärtsspurkammern
4	Elektromagn. LAr-Kalorimeter
5	Hadronisches LAr-Kalorimeter
6	Supraleitende Spule (1.15 T)
7	Kompensationsmagnet
8	Heliumversorgung für 7
9	Myonkammern
10	Instrumentiertes Eisen
11	Myon-Toroid-Magnet
12	SPACAL und BDC
13	PLUG-Kalorimeter
14	Betonabschirmung
15	Flüssig-Argon-Kryostat
16	H1-Koordinatensystem

Abbildung 2.2: Ansicht des H1-Detektors bei HERA.

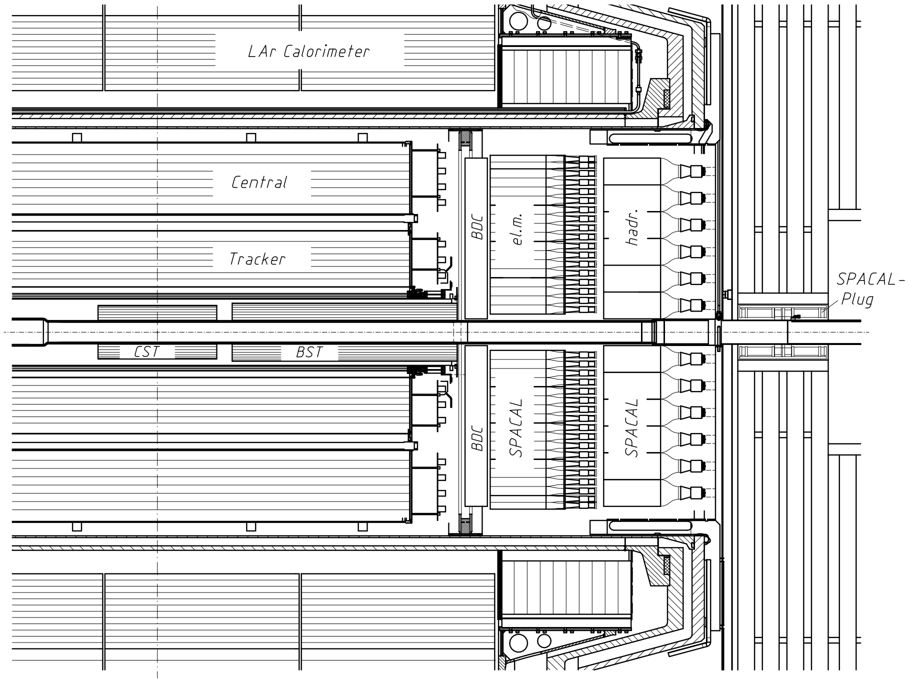


Abbildung 2.3: Seitenansicht des Rückwärtsbereichs des H1-Detektors mit den Detektorkomponenten BST, BDC und SpaCal.

2.3 Die rückwärtige Driftkammer (BDC)

Die BDC ist eine klassische Driftkammer, wie sie seit den siebziger Jahren in der Hochenergiephysik eingesetzt werden. Driftkammern sind nur sensitiv auf geladene Teilchen und eignen sich besonders gut zur Bestimmung von Teilchenflugbahnen. Die BDC wurde wie das SpaCal im Winter 1994/1995 nachträglich eingebaut. Sie ersetzten die ursprünglich im Rückwärtsbereich installierten Komponenten, die Proportionalkammer BPC bzw. das Bleikalorimeter BEMC. Dadurch wurde vorallem eine größere Winkelakzeptanz und eine bessere räumliche Auflösung erreicht. Durch den vergrößerten Akzeptanzbereich konnte der kinematische Bereich für die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 zu kleineren Werten von x und Q^2 erweitert werden.

Die Anforderungen, die die Kammer erfüllen sollte, sind:

- erweiterter Winkelbereich von $153° < \theta < 177.5°$
- verbesserte Auflösung in radialer Richtung (Genauigkeit des Winkels des gestreuten Elektrons θ_e von 0.5 mrad)
- Bestimmung eindeutiger Spurelemente
- Messung des Eintrittspunktes eines geladenen Teilchens ins SpaCal
- Abschätzung des Energieverlustes von Elektronen, die im passiven Material aufschauern

Der letzte Punkt ist Gegenstand dieser Arbeit und wird im folgenden ausführlich behandelt werden.

Die ursprünglich geplante Bereitstellung einer Triggerinformation durch die BDC, um ep-Ereignisse von Untergrund unterscheiden zu können, erwies sich leider nicht zuletzt wegen des Aufschauerns der Elektronen im passiven Material als zu optimistische Annahme [15].

2.3.1 Der geometrischer Aufbau der BDC

Die BDC besteht aus vier Doppellagen, die in jeweils 8 Segmente unterteilt sind. Diese aufeinander folgenden Doppellagen sind jeweils um $\Delta\phi = 11.25°$ gegeneinander verdreht. Die zugehörigen Einzellagen sind um die maximale Driftlänge r_{max} versetzt, um die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen.

Innenradius des sensitiven Bereichs	62.70 mm
Außenradius des sensitiven Bereichs	710.40 mm
Driftraum in kleinen Zellen	5.08 mm
Driftraum in großen Zellen	15.25 mm
Anzahl von Zähldrähten innerhalb eines Oktanten	32
Gesamtzahl der Einzellagen	8
Gesamtzahl der Zähldrähte	2048

Tabelle 2.1: Einige charakteristische Daten zur BDC.

Zudem wurde die Driftzellengröße der Teilchenrate angepaßt: kleine Zellen mit maximalen Driftwegen von 5.08 mm im Innenbereich und große Zellen mit maximalen Driftwegen von 15.25 mm außen. Dazwischen befindet sich eine asymmetrische Übergangszelle. Es gibt 32 Zähldrähte (Zellen) innerhalb eines Oktanten (Segments). Daraus ergeben sich insgesamt 2048 Signaldrähte, die wie bei einem Spinnennetz in azimutaler Richtung gespannt sind (siehe Abb. 2.4). Ein schematischer r-z-Schnitt ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

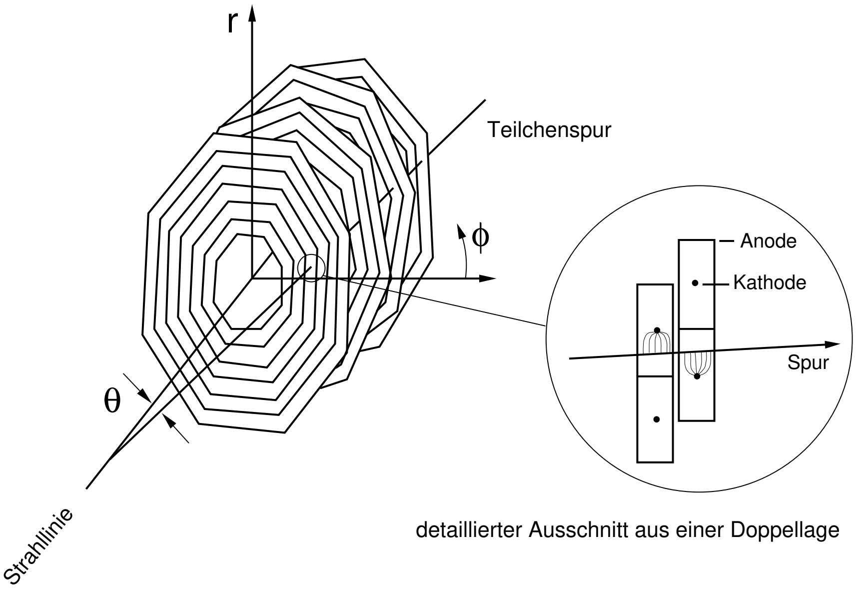


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der BDC: Die vier Doppellagen sind gegeneinander um $\Delta\phi = 11.25°$ verdreht.

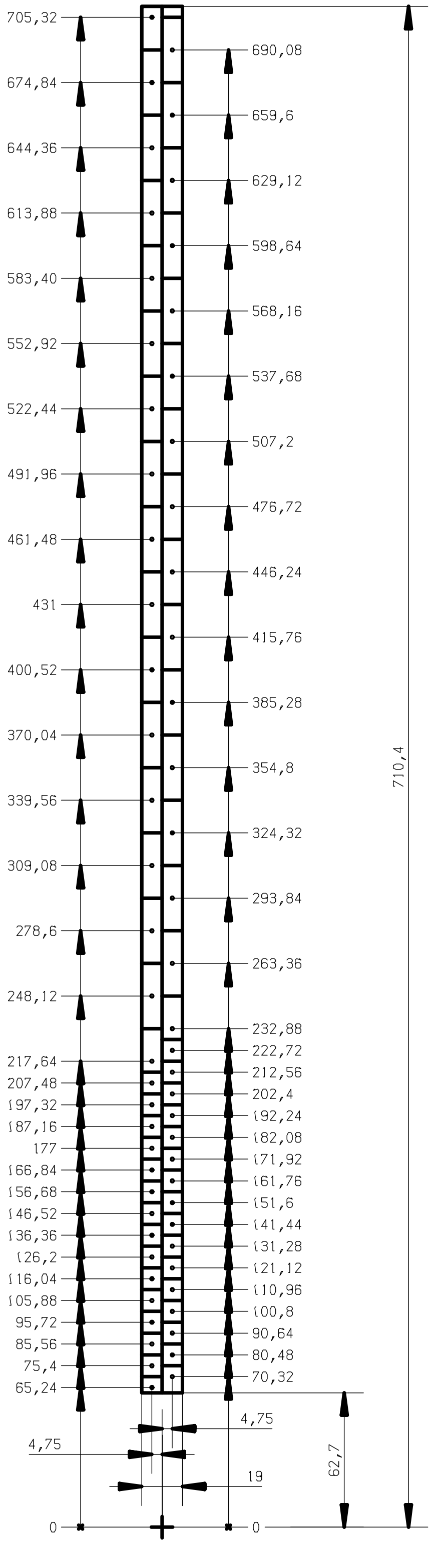


Abbildung 2.5: r-z-Schnitt durch eine Doppellage der BDC.

2.4 Das SpaCal

Für die Messung der Strukturfunktion F_2 im kinematischen Bereich kleiner Werte von Q^2 und x ist eine gute Energiemessung im Rückwärtsbereich von großer Bedeutung. Um die Energieauflösung zu verbessern und die Akzeptanz zu erhöhen, wurde 1995 das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal anstelle des vorhandene Kalorimeters BEMC in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors eingebaut. Die Verbesserung der Energieauflösung wirkt sich wesentlich auf den systematischen Fehler der Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 aus. Die Designanforderungen, die das Kalorimeter erfüllen sollte, sind in Tabelle 2.2 kurz zusammengefaßt. Neben diesen Anforderungen soll das Kalorimeter Elektronen von hadronischen Energiedepositionen, die von Photoproduktionsuntergrund herrühren, trennen können und in der Lage sein, den hadronischen Energiefluß im Rückwärtsbereich des H1-Detektors zu messen.

geometrische Akzeptanz	$153^\circ < \Theta < 177.5^\circ$
Energieauflösung	$7\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$
Zeitauflösung	< 1 ns
Ortsauflösung	wenige mm
Winkelauflösung	2 mrad
Energiekalibration	0.5 %

Tabelle 2.2: Design-Parameter des SpaCals.

2.4.1 Der Aufbau des Kalorimeters

Das SpaCal ist ein Sampling-Kalorimeter, das als Absorbermaterial Blei und als aktives Material szintillierende Fasern verwendet. Es besteht aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Teil, die in z-Richtung hintereinander angeordnet sind (siehe Abb. 2.3). Für die vorliegende Arbeit ist nur die elektromagnetische Sektion des Kalorimeters von Bedeutung. Sie besteht aus 1192 Zellen, die in Paaren jeweils ein Submodul bilden. Ein Submodul besteht aus 52 Lagen Blei. Jede Lage Blei hat 90 Vertiefungen, in die szintillierende Fasern eingelegt sind. Abbildung 2.6 zeigt eine x-y-Ansicht des SpaCals mit einem detaillierten Ausschnitt des inneren

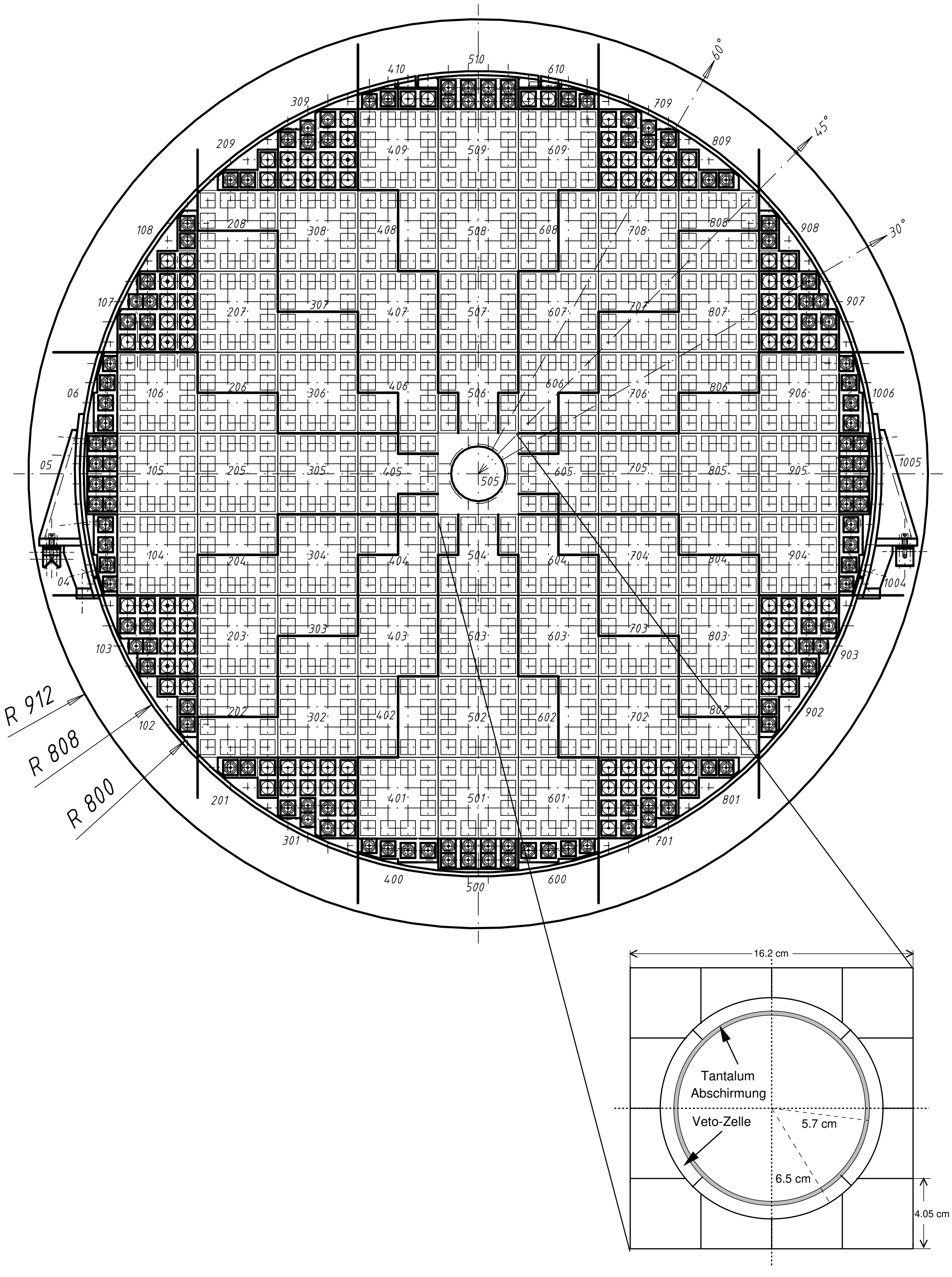


Abbildung 2.6: x-y-Ansicht des SpaCals mit einer detaillierten Darstellung des Insert-Bereichs. Die Kästchen stellen die einzelnen Zellen dar. Im inneren Bereich des SpaCals erkennt man die vier Veto-Zellen.

Bereichs. Um das Strahlrohr, dem sogenannten Insert-Bereich, hat das SpaCal eine besondere Zellen-Konstellation: Veto-Zellen, mit denen Schauerverluste durch das Strahlrohr kontrolliert werden können, umgeben konzentrisch das Strahlrohr. Die normalen Auslesezellen haben ein aktives Volumen von $40.5 \times 40.5 \times 255\,\mathrm{mm}^3$. Das Szintillationslicht jeder Zelle wird durch einen Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt. Die hohe Zeitauflösung von ca. $1\,\mathrm{ns}$ ermöglicht es, ep-Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen.

Kapitel 3

Die BDC als Kalorimeter

Das passive Material zwischen den zentralen Spurkammern und der BDC wird auf eine Dicke von $0.5\,X_0$ bis $2\,X_0$ Strahlungslängen geschätzt. Es setzt sich im wesentlichen aus Kabeln, Ausleseelektronik und Kühlleitungen verschiedener Detektorkomponenten zusammen. In diesem Material verlieren viele der in den Rückwärtsbereich gestreuten Elektronen einen Teil ihrer Ausgangsenergie durch Schauerbildung (siehe Abb. 3.1). Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß dieser Energieverlust bis zu $\Delta\,E = 1\,\mathrm{GeV}$ betragen kann [16]. Dieser Wert ist im Vergleich zur intrinsischen Auflösung des SpaCals von $\frac{\Delta\,E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E\,(GeV)}}$, was einem Fehler von $\Delta\,E = 367\,\mathrm{MeV}$ bei einer Elektronenenergie von $E = 27.5\,\mathrm{GeV}$ entspricht, nicht zu vernachlässigen. Außerdem können im passiven Material auch Photonen, indem sie in Elektron-Positron-Paare konvertieren, einen elektromagnetischen Schauer auslösen und dadurch Energie verlieren.

Die Anordnung, bestehend aus einer Schicht passiven Materials gefolgt von einem aktiven Detektor (BDC), kann als elementare Zelle eines Sampling-Kalorimeters interpretiert werden. Die in der BDC deponierte Ladung wird in dieser Arbeit benutzt, um die Schaueraktivität zu messen und so den Energieverlust der Elektronen im passiven Material abzuschätzen. Auf den Energieverlust kann dann korrigiert werden. Das Prinzip, die BDC als Kalorimeter, d.h. Detektor zur Energiemessung, zu verwenden, wird in diesem Kapitel beschrieben.

3.1 Grundlagen der Kalorimetrie

Die Energiedeposition in Materie erfolgt bei hohen Energien (> einige GeV) für Elektronen fast ausschließlich durch Bremsstrahlung, während für Photonen die Elektron-Positron-Paarerzeugung der maßgebliche Prozeß ist. Der Energieverlust kann für beide Prozesse parametrisiert werden:

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Bremsstrahlung} = \frac{E}{X_0} \tag{3.1}$$

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Paarbildung} = b(Z, A, E) \cdot E \tag{3.2}$$

Dabei ist E die Ausgangsenergie des Teilchens und b ein von der Ladungs- (Z), Massenzahl (A) und Energie abhängiger Parameter. Die Strahlungslänge X_0 wird durch Gl. (3.1) definiert und ist umgekehrt quadratisch proportional zur Ladungszahl des bremsenden Mediums

$$X_0^{-1} \sim Z^2. \tag{3.3}$$

Es entwickelt sich in beiden Fällen eine elektromagnetische Kaskade (Schauer), wie sie in Abbildung 3.1 skizziert ist. In einem Sampling-Kalorimeter, eine Kalorimeterstruktur aus alternierenden Absorber und Detektorlagen, werden diese Prozesse zur Energiemessung ausgenutzt. Der elektromagnetische Schauer wird im passiven Material (Absorber) initiiert und die Kaskade der Sekundärteilchen erzeugt dann im aktiven Material (Detektor) ein meßbares Ionisations- oder Lichtsignal.

3.1.1 Die elektromagnetische Kaskade

Um ein Kalorimeter optimal zu dimensionieren und Verständnis über die Auflösung des Detektors zu gewinnen, ist es notwendig, eine gute Kenntnis der Schauerentwicklung zu besitzen. Da theoretischen Modelle keine befriedigenden Resultate zur Verfügung stellen, wurden Monte-Carlo-Simulationen gemacht, um die Schauerentwicklung angemessen zu beschreiben [17]. Die totale Spurlänge T, welche sich aus der Summe der Länge der Einzelspuren geladener Teilchen ergibt, ist danach proportional zur Energie E_0 des einlaufenden Teilchens [18]

$$T \sim \frac{E_0}{E_c}, \tag{3.4}$$

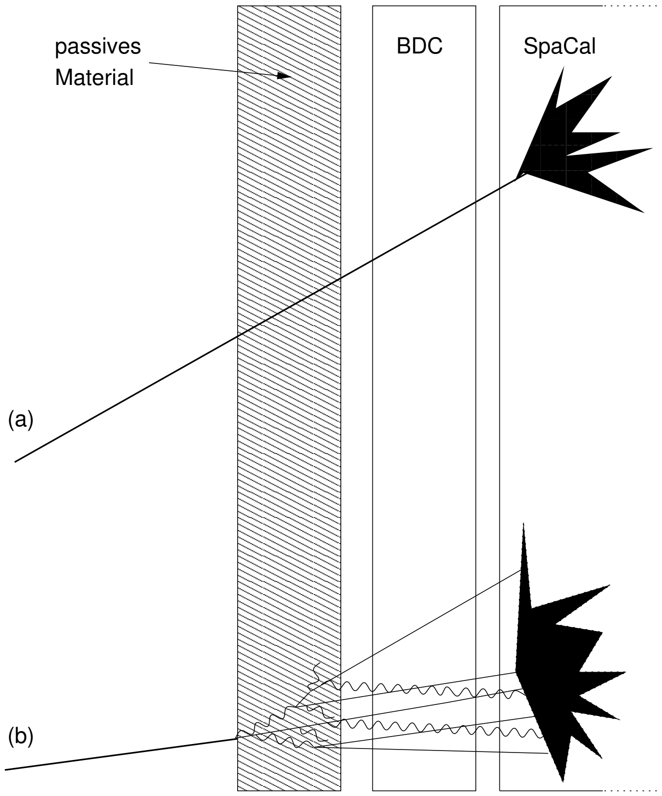


Abbildung 3.1: Skizzierung des Teilchendurchganges durch die BDC. Elektron (a) fliegt ungehindert durch das passive Material und deponiert im SpaCal die volle Energie. Dagegen schauert Elektron (b) auf: das Elektron emittiert erst ein Photon, das dann seinerseits in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert, diese können dann weitere Photonen emittieren. Es ensteht eine elektromagnetische Kaskade. Die geladenen Teilchen des elektromagnetischen Schauers deponieren durch Ionisation Ladung in der BDC.

wobei E_c die kritische Energie [1] des Materials ist, in dem sich der Schauer entwickelt. Die Zahl der Schauerteilchen in Materie nach Durchqueren einer Schichtdicke $t\,[x_0]$ ist in Abbildung 3.2 für verschiedene Elektronenenergien dargestellt. Man erkennt

---

[1] Die kritische Energie ist definiert als:

$$-\frac{dE}{dx}(E_c)\Big|_{Ionisation} = -\frac{dE}{dx}(E_c)\Big|_{Bremsstrahlung}$$

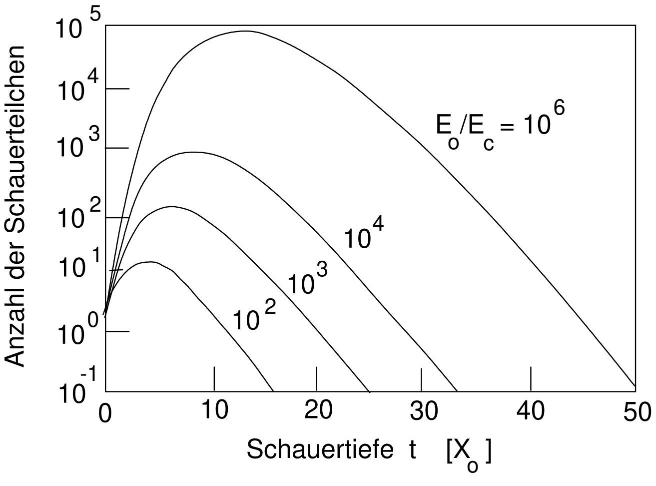


Abbildung 3.2: Durch Elektronen ausgelöste Schauerentwicklung [22]. E_0, E_c bezeichnen die Ausgangs- bzw. kritische Energie.

eine starke Abhängigkeit von Energie und Material, da die Energie des einlaufenden Elektrons in Einheiten der kritischen Energie des Materials und die Schauertiefe in Einheiten von Strahlungslängen gemessen wird. Das vor der BDC befindliche passive Material wird auf $0.5\,X_0$ bis $2\,X_0$ Strahlungslängen geschätzt. Die Anzahl der Schauerteilchen und damit die in der BDC deponierte Ladung sollte nach der Simulation mit der Elektronenenergie und der Dicke des passiven Materials steigen. Ein solcher Anstieg läßt sich qualitativ in den Daten beobachten (siehe Abb. 3.3).

3.2 In der BDC deponierte Ladung als Maß für den Energieverlust

Simulationsrechnungen zeigen eine Proportionalität des Energieverlustes im passiven Material mit der Anzahl der Teilchen im Schauer (Teilchenmultiplizität) [16]. Als Maß für die Teilchenmultiplizität und damit für den Energieverlust wird in dieser Arbeit die in der BDC deponierte Ladung benutzt, die in einem Bereich um die Teilchenspur aufsummiert wird. Liegt die direkt vom Teilchen getroffene Zelle im inneren (äußeren) Bereich der BDC werden in jeder BDC-Lage jeweils vier (zwei) in radialer Richtung benachbarte Zellen zur Ladungssummation hinzugezogen, um den unterschiedlichen Zellgrößen Rechnung zu tragen. In Abbildung 3.4 ist die Vorge-

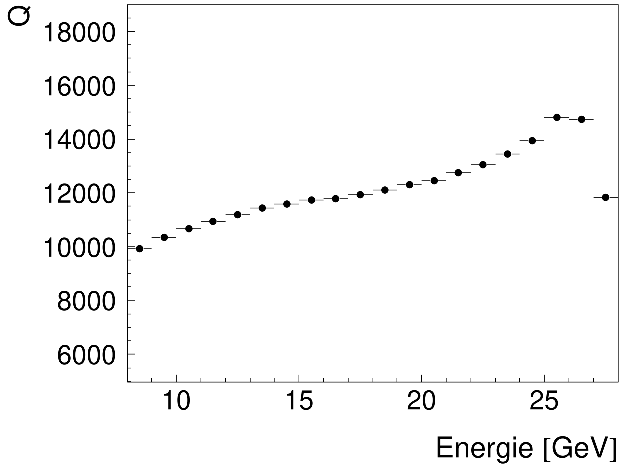


Abbildung 3.3: Die Mittelwerte der um eine BDC-Spur aufsummierten Ladung als Funktion der Energie. Der Anstieg wird von der Monte-Carlo-Simulation vorausgesagt. Für Energien über 26 GeV fällt die Kurve ab. In diesem Energiebereich tragen nur Ereignisse bei, die im passiven Material nicht aufschauern und mit der nahezu vollen Ausgangsenergie von 27.5 GeV im SpaCal auftreffen.

hensweise der Ladungsaufsummierung verdeutlicht. Die deponierte Ladung wird in arbiträren Einheiten gemessen. Die so für jedes Ereignis in der BDC gewonnene Gesamtladung wird dann mit dem Energieverlust im passiven Material korreliert. Um systematische Effekte in der Ladungsmessung auszuschließen, muß eine Ladungskalibration durchgeführt werden. Eine solche Kalibration wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

Die Ladungsinformation der BDC kann außerdem benutzt werden, um sich ein Bild von dem passiven Material vor der Kammer zu machen. Besonders massives Material, z.B. Kupferrohre für die Wasserkühlung der Siliziumdetektoren oder Elekronikabschirmung aus Aluminium, führt zu einer erhöhten Schaueraktivität der Teilchen (siehe Abb. 3.2 und Gl. (3.3)). Projiziert man die im Mittel deponierte Ladung auf die BDC-Ebene, kann man die geometrische Verteilung des passiven Materials vor der BDC erkennen (siehe Abb. 3.5).

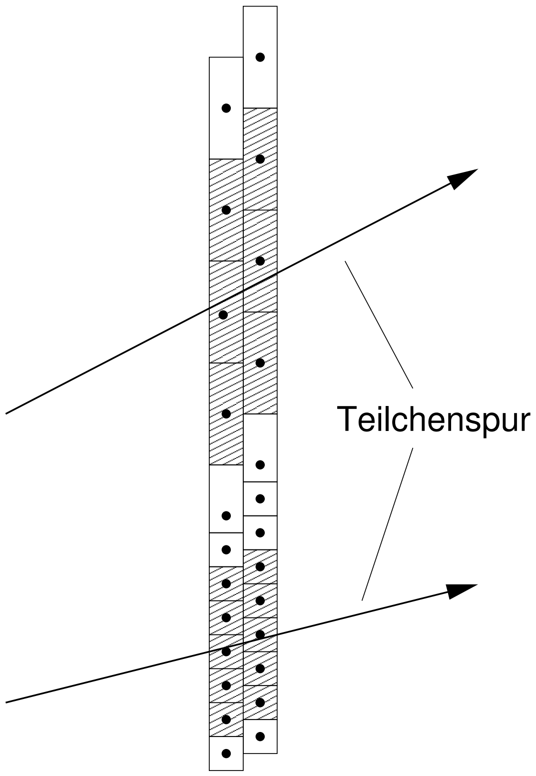


Abbildung 3.4: Um die Teilchenspur wird die Ladung, die in der getroffen Zelle und vier bzw. zwei Nachbarzellen deponiert wurde, aufsummiert. Die in die Ladungssummation einbezogenen Zellen sind in der Abbildung schraffiert dargestellt

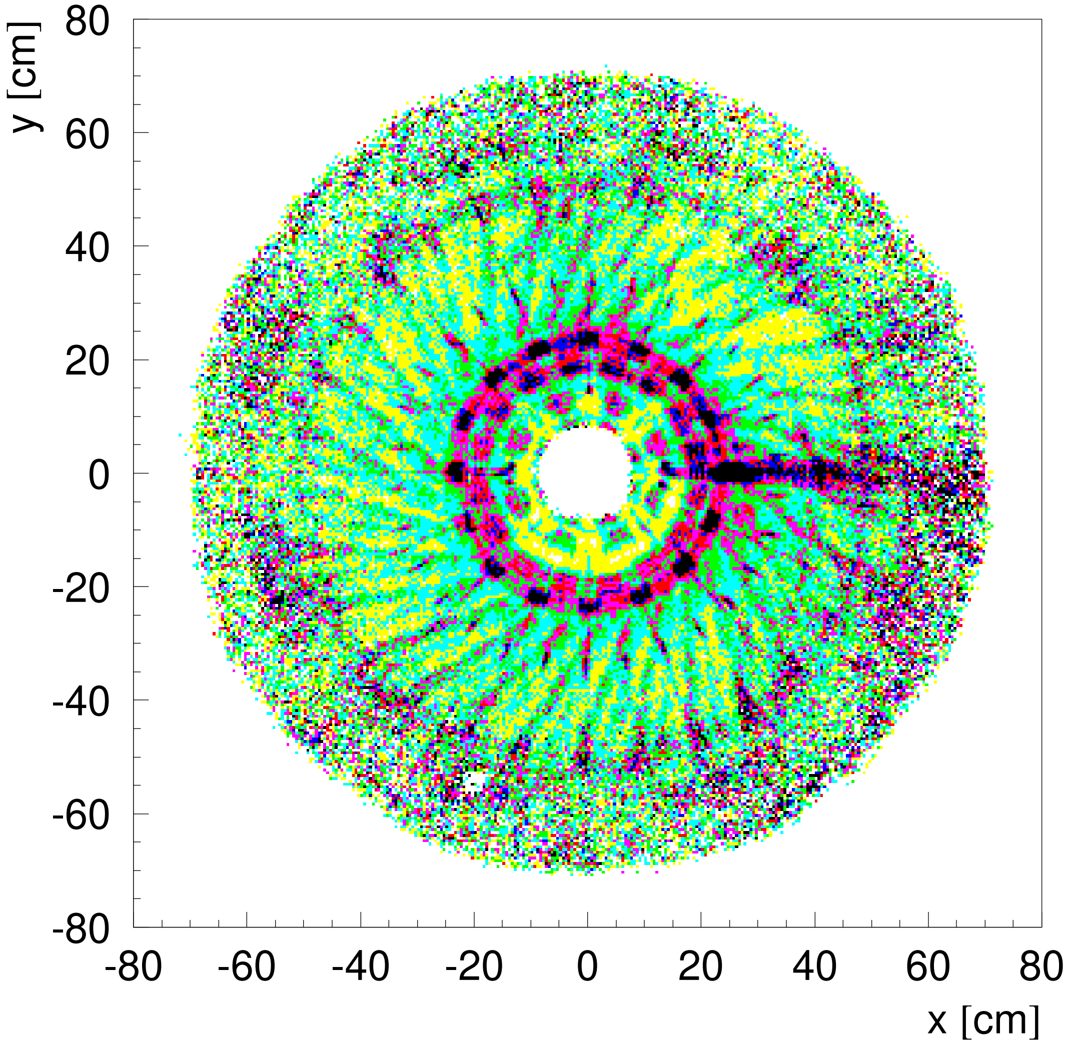


Abbildung 3.5: Schauerentwicklung vor der BDC. Die Abbildung zeigt die durchschnittlich pro Ereignis in der BDC deponierte Ladung, projiziert auf die BDC-Ebene. Im Bereich 10 cm $< R_{BDC} <$15 cm erkennt man die achtfache Struktur der BST-Repeater-Elektronik. Ferner sieht man im Bereich 18 cm $< R_{BDC} <$ 28 cm zwei weitere sechszehnfache Strukturen, die der besonderen Anordnung der CIP- bzw. CIZ-Elektronik entsprechen. Auf der rechten Seite in Höhe der Strahlröhre verlaufen Kupferrohre für das Kühlsystem der Siliziumdetektoren.

Kapitel 4

Ladungskalibration

Verwendet man die in der BDC deponierte Gesamtladung, um die Energiemessung der Teilchen hinsichtlich des Energieverlustes durch Schauerbildung im passiven Material zu korrigieren, muß die Ladung möglichst präzise gemessen werden. Eine Ladungskalibration ist dafür Voraussetzung. Die Ladungskalibration geschieht, indem die Gasverstärkungen der einzelnen Zellen der BDC relativ zueinander kalibriert werden [19].

4.1 Ladungsverteilung

Für die Ladungskalibration werden geladene Pionen[1] selektiert, um auszuschließen, daß die Ladungsspektren von aufschauernden Elektronen dominiert sind. Die entsprechenden Ladungsverteilungen sind stark unsymmetrisch und können durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden. Eine akzeptable Approximation der Landau-Verteilung $L(Q)$ ist gegeben durch:

$$L(Q) = p_3 \cdot \phi(\lambda = \frac{Q - p_1}{p_2}), \quad \text{mit} \tag{4.1}$$

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin \lambda u \, du \tag{4.2}$$

p_1 Zentralwert der Verteilung

---

[1] Der Bremsstrahlungsverlust ist umgekehrt proportional zum Massenquadrat des einfallenden Teilchens ($-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{m^2}$). Pionen ($m = 135\,\text{MeV}$) schauern deshalb nicht so häufig wie Elektronen ($m = 0.5\,\text{MeV}$) auf und verlieren Energie hauptsächlich durch Ionisation.

p_2 Breite

p_3 Amplitude

Der Zentralwert der Landau-Verteilung ist proportional zur Gasverstärkung. Die Gasverstärkung A wird durch den Townsend-Koeffizienten α beschrieben [2] [18]

$$A = \exp\left\{ \int_{r_k}^{r_i} \alpha(x) dx \right\}. \tag{4.3}$$

Die untere Integrationsgrenze ist durch den Abstand r_k vom Zähldraht festgelegt, wo das elektrische Feld den kritischen Wert übersteigt , von der ab Ladungsträgervervielfachung beginnt. Die obere Integrationsgrenze ist der Radius des Zähldrahts r_i.

Zur Interkalibration werden die Zellen jedes Oktanten der BDC in vier radiale Gruppen zusammengefaßt. Für die Einteilung muß ein Kompromiß zwischen ausreichend viel Statistik in jeder Gruppe und gleichförmiger radialer Aufteilung gefunden werden. Die vier Gruppen umfassen je acht kleine und einmal fünf bzw. zehn große Zellen. Die Übergangszelle wurde gesondert betrachtet. Abbildung 4.1 zeigt beispielsweise die Ladungsverteilungen der einzelnen Gruppen von Sektor 3 aus der ersten Lage. Die Ladungen werden von den angepaßten Landauverteilungen gut beschrieben.

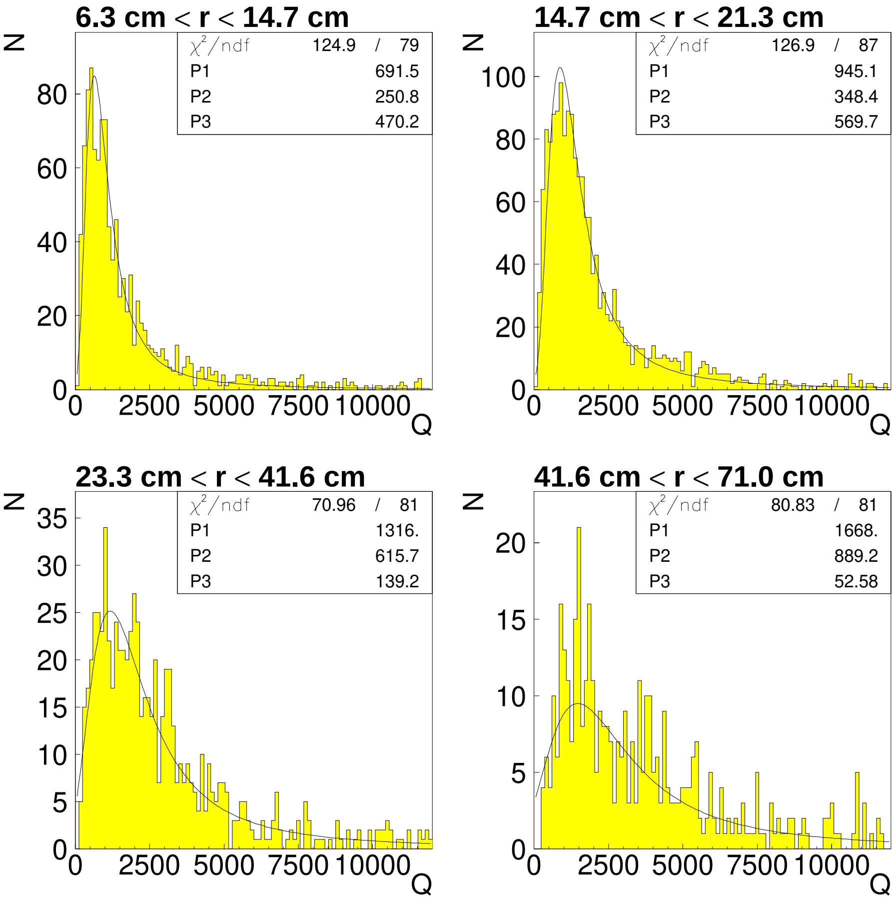
4.2 Unterschiede in der Gasverstärkung

Unterschiede in der Gasverstärkung können vielfältigen Ursprungs sein:

- Probleme/Unterschiede in der Versorgungsspannung
- Gaslecks in der Kammer
- Variation in der geometrischen Dicke der Zellen durch Fertigungs- und Installationstoleranzen
- Temperaturgradient zwischen Innen- und Außenbereich

---

[2] Die Formel ist hier eine Näherung, denn sie gilt exakt nur für eine zentralsymmetrische Anordnung.


6.3 cm < r < 14.7 cm

14.7 cm < r < 21.3 cm

23.3 cm < r < 41.6 cm

41.6 cm < r < 71.0 cm

Abbildung 4.1: Ladung mit angepaßter Landauverteilung in verschiedenen radialen Bereichen. Die Zentralwerte p_1 der Verteilung nehmen von innen nach außen zu.

So führte die Entfernung der *Hilfsspannung*[3] der Übergangszelle dazu, daß das Kathodenpotential dieser Zellen stieg, was eine Erhöhung der Gasverstärkung um ca. 200 % – 300 % verursachte. Den erhöhten Zentralwert der Ladungsverteilung der Übergangszellen sieht man in Abbildung 4.2.

---

[3] Aufgrund von Isolationsproblemen, die zum Ausfall von mehreren Halbsektoren führte, wurde 1996 die Hilfsspannung abgetrennt.

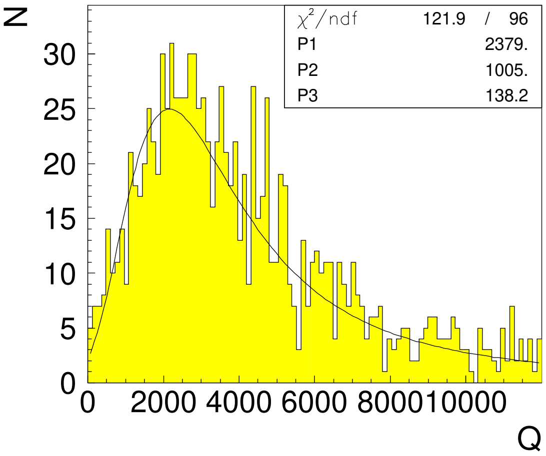


Abbildung 4.2: Die Ladung aller Übergangszellen mit angepaßter Landauverteilung. Aus Gründen mangelnder Statistik in diesem Bereich wurden alle Übergangszellen zu einer Gruppe zusammengefaßt. Man erkennt den deutlich erhöhten Zentralwert p_1 *(vergl. Abb. 4.1).*

Ferner beobachtet man in vielen Sektoren einen systematischen Anstieg der Gasverstärkung mit dem Radius, was unter anderem auf einen Temperaturgradienten zwischen den Innenbereich, nahe der gekühlten Strahlröhre, und dem Außenbereich zurückzuführen ist.

Aus der Zustandsgleichung des Idealen Gases

$$p \cdot V = n \cdot k \cdot T \tag{4.4}$$

ergibt sich, daß eine Änderung der Temperatur T unmittelbar mit einer Änderung der Teilchendichte n verbunden ist, sofern das Volumen sich nicht ändert und Druck konstant gehalten wird. Außerdem wirkt sich die Temperatur auf die Radien der Zähldrähte aus und verändert damit das elektrische Feld.

Der Townsend-Koeffizient in Gl. (4.3) wird durch die Teilchendichte bzw. die damit zusammenhängende freie Weglänge bestimmt. Die explizite Berechnung des Townsend-Koeffizienten ist im Detail schwierig [20]. Er ist allerdings der Messung relativ leicht zugänglich. Untersuchungen, die die Änderung der Gasverstärkung mit der Temperatur gemessen haben, beobachteten eine lineare Abhängigkeit innerhalb eines Temperaturbereichs von $0 - 50°$C [21]

$$A = \tau T + C. \tag{4.5}$$

τ wird als Temperatur-Koeffizient bezeichnet. Damit ergibt sich unter Vernachlässigung von C aus (4.5) ($\tau T \gg C$) eine maximale Änderung der Gasverstärkung von innen A_i nach außen A_a

$$\frac{A_a}{A_i} \approx \frac{T_a}{T_i}. \tag{4.6}$$

Wenn man als Temperatur im Innenbereich 20° C und im Außenbereich 40° C annimmt, kommt man mit Gl. (4.6) auf eine maximale Änderung in der Gasverstärkung um einen Faktor $\frac{A_a}{A_i} = 2$.

Diese Abschätzung ist sicherlich sehr grob und gilt nur sehr beschränkt für die BDC, da kleine (innerer Bereich) und große Zellen (außen) wegen ihrer unterschiedlichen Geometrie und Hochspannung nicht direkt miteinander verglichen werden können. Die Abschätzung gibt aber ein Gefühl für die Größenordnung des Effektes, den ein Temperaturgradient auf den Unterschied in die Gasverstärkung hat.

Im Betriebsjahr 1997 wurde die BDC gekühlt und ihre Temperatur in verschiedenen Radiusbereichen auf der Oberfläche gemessen. Der gemessene Temperaturunterschied lag bei ca. 6° C (29° C wurden im inneren und 35° C im äußeren Bereich gemessen), was nach der groben Abschätzung Gl. (4.6) einer Änderung in der Gasverstärkung um einen Faktor 1.2 entspricht.

Der Anstieg der Gasverstärkung in den ersten drei Zellen, den man in Abbildung 4.4 erkennt, kann auf einen Temperaturgradienten zurückgeführt werden, da der innere Bereich der BDC durch die Kühlung der Strahlröhre kälter als der Bereich der folgenden Zellen ist. Auch der Abfall der Gasverstärkung in den letzten Zellen (siehe ebenfalls Abb. 4.4) kann durch die am äußeren Rand der BDC befindliche Kühlleitung und den damit verbundenen Temperaturunterschied zu den inneren Zellen erklärt werden.

Um die systematischen Effekte in der Ladungsmessung zu unterdrücken, werden im folgenden Abschnitt Kalibrationsfaktoren für die Zellen berechnet, mit denen die gemessene Ladung in der jeweiligen Zelle gewichtet wird.

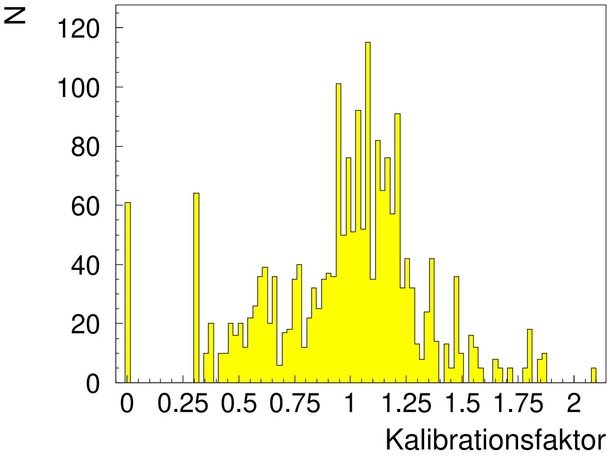


Abbildung 4.3: Kalibrationsfaktoren der einzelnen Zellen. Entsprechend der radialen Einteilung erhalten mehrere Zellen den selben Kalibrationsfaktor. Die Einträge bei ~ 0.3 *sind die Faktoren der Übergangszelle, die Einträge bei Null kommen von den 1997 nicht in Betrieb befindlichen Sektoren.*

4.3 Interkalibration der Gasverstärkung

Um die Gasverstärkungen relativ zueinander zu kalibrieren, werden aus den Zentralwerten $\langle Q_i \rangle$ der Ladungsverteilung Kalibrationsfaktoren c_i berechnet:

$$c_i = \frac{\frac{1}{\langle Q_i \rangle}}{\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\langle Q_i \rangle}} \tag{4.7}$$

Die Normierung bewirkt in Gl. (4.7), daß der Mittelwert der Kalibrationsfaktoren $\langle c_i \rangle = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n} c_i = 1$ ist. Mehrere Zellen erhalten der Einteilung in radiale Gruppen entsprechend den selben Kalibrationsfaktor. Für Zellen, die 1997 außer Betrieb waren, wird $c_i = 0$ gesetzt. Weiterhin gibt es einen universellen Kalibrationsfaktor für alle Übergangszellen. Die aus Gl. (4.7) berechneten Kalibrationsfaktoren sind in Abbildung 4.3 zu sehen. Mit diesen Kalibrationsfaktoren wird die in der Zellen de-

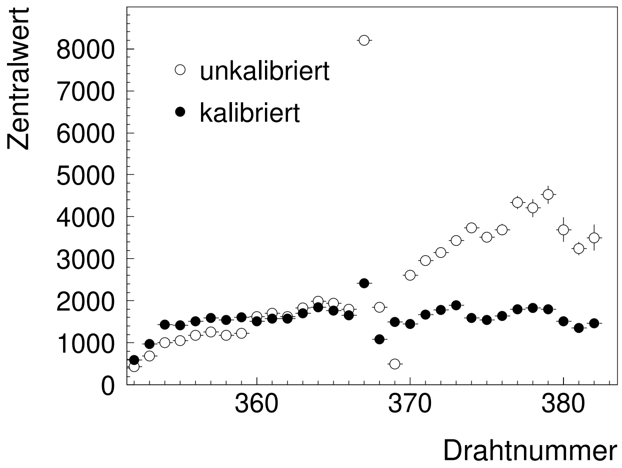


Abbildung 4.4: Die Zentralwerte p_1 der Landauverteilung für die Zellen (Drähte) aus Sektor drei der ersten Lage. Hier sind Ladungsverteilungen in den einzelnen Zellen (es wurden keine Drähte zu Gruppen zusammengefaßt) untersucht worden. Eine wirklich zellweise Kalibration nach diesem Muster war aus technischen Gründen leider nicht durchführbar. Man erkennt, daß sich die Zentralwerte und damit die Gasverstärkung nach der Kalibration angleichen. Die Übergangszelle hat die Drahtnummer 368 in diesem Sektor.

ponierte Ladung gewichtet. Die Auswirkungen der durchgeführten Kalibration auf die Gasverstärkung der *einzelnen* Zellen in Sektor drei aus der ersten Lage zeigt Abbildung 4.4 .

Kapitel 5

Ereignisselektion

Um zu einer Abschätzung des Energieverlustes der Teilchen im passiven Material zu kommen, benötigt man eine Referenzenergie, mit der die im SpaCal gemessene Energie verglichen werden kann. Es werden zwei verschiedene Selektionen von physikalischen Ereignissen durchgeführt, für die eine solche Referenzenergie berechnet werden kann. Im Energiebereich $E > 23\,\mathrm{GeV}$[1]werden Elektronen aus DIS-Ereignissen selektiert. Für den Energiebereich $4\,\mathrm{GeV} < E < 24\,\mathrm{GeV}$ werden außerdem QED-Compton-Ereignisse selektiert. Da die Kinematik für beide Prozesse (DIS- und QED-Compton-Ereignisse) überbestimmt ist, kann mit Hilfe der Streuwinkel der Teilchen im Endzustand die Energie der Teilchen errechnet werden (Doppelwinkelmethoden). Die aus den jeweiligen Doppelwinkelmethoden berechneten Energien werden als Referenzenergie benutzt. Die gesamte Datenmenge, die 1997 aufgezeichnet wurde, wird für beide Selektionen in dieser Arbeit verwendet. Die verschiedenen Selektionen werden in diesem Kapitel vorgestellt und die speziellen Selektionsschnitte für diese Arbeit motiviert. Dazu werden die Doppelwinkelmethoden für beide Ereignisklassen beschrieben.

5.1 Elektronen im Energiebereich des kinematischen Peaks

Um die im SpaCal gemessene Energie mit einer Referenzenergie zu vergleichen, müssen Ereignisse selektiert werden, in deren kinematischen Bereich die Referen-

---

[1] Dieser Energiebereich wird im folgenden auch Bereich des *kinematischen Peaks* genannt

zenergie eine hinreichend gute Auflösung hat. Nach der folgenden Vorstellung der Doppelwinkelmethode für Elektronen des kinematischen Peaks (DW-KP-Methode), werden die Selektionsschnitte beschrieben, die für die ausgewählten Ereignisse eine gute Energieauflösung dieser Methode garantieren sollen.

5.1.1 Doppelwinkelmethode

Die Doppelwinkelmethode verwendet die Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e und des hadronischen Endzustandes θ_h (im naiven Quark-Parton-Modell ist θ_h der Winkel des gestreuten Quarks), um die Kinematik eines Ereignisses vollständig zu rekonstruieren. Die Energie des gestreuten Elektrons kann mit Hilfe folgender Relationen berechnet werden:

$$y_{DA} = \frac{\tan\frac{\theta_h}{2}}{\tan\frac{\theta_h}{2} + \tan\frac{\theta_e}{2}} \tag{5.1}$$

$$E_{DA} = \frac{E_e(1 - y_{DA})}{\sin^2\frac{\theta_e}{2}} \tag{5.2}$$

E_e bezeichnet die Strahlenergie der Elektronen (27.5 GeV) und θ_e den Polarwinkel des gestreuten Elektrons. Die Doppelwinkelmethode ist in erster Näherung unabhängig von der Energiemessung und Kalibration des SpaCals, da die Methode nur Winkel benutzt. Damit hat auch der Energieverlust der Elektronen im passiven Material keinen Einfluß auf die aus der DW-KP-Methode rekonstruierte Energie.

5.1.2 Selektion

Die Auflösung der Doppelwinkelmethode ist für besonders kleine und sehr große Winkel sowohl des hadronischen Endzustandes wie des gestreuten Elektrons schlecht [23]. Abbildung 5.1 zeigt die mittlere relative Abweichung $(E_{Spa} - E_{DA})/E_{DA}$ der im SpaCal gemessenen Energie von der mit der Doppelwinkelmethode berechneten als Funktion des Polarwinkels des hadronischen Endzustandes θ_h für Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks.

Ereignisse bei $\theta_h < 20°$ leiden unter der begrenzten Akzeptanz des Detektors bei kleinen Polarwinkeln. Bei großen Winkeln $\theta_h \gtrsim 150°$ erkennt man eine Vergrößerung der mittleren Abweichung um bis zu 2.5%. Darum werden Ereignisse im

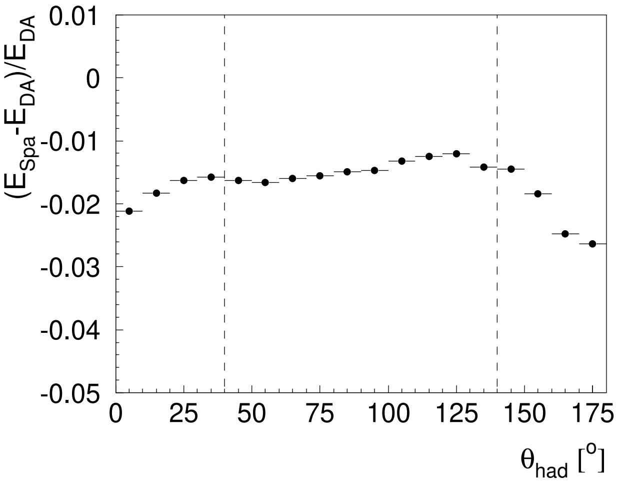


Abbildung 5.1: Mittlere relative Abweichung $(E_{Spa} - E_{DA})/E_{DA}$ *der im SpaCal gemessenen von der mit der Doppelwinkelmethode berechneten Energie (Energiebereich des kinematischen Peaks) als Funktion des Winkels des hadronischen Endzustandes* θ_{had}*. Es werden Ereignisse im Bereich der gestrichelten Linien* $40° < \theta_h < 140°$ *selektiert.*

Winkelbereich $40° < \theta_h < 140°$ des hadronischen Endzustandes und mit einer Energie $E > 23\,\mathrm{GeV}$ und $E_{DA} > 23\,\mathrm{GeV}$ selektiert (DW-KP-Selektion), da für diese Ereignisse eine vernünftige Auflösung der Doppelwinkelmethode gewährleistet werden kann. Untersuchungen der Rekonstruktion mit der Doppelwinkelmethode unter Benutzung der Monte Carlo Simulation zeigt Abbildung 5.2.

Man erkennt, daß die mittlere relative Abweichung $(E_{rec} - E_{gen})/E_{gen}$ der rekonstruierten Energie von der Energie, die in der Monte Carlo-Simulation berechnet wurde, für hohe Energien ($E > 23\,\mathrm{GeV}$) gegen Null geht, wenn man die Energie mit der DW-KP-Methode rekonstruiert. Dagegen gibt es eine Abweichung der SpaCal-Energie von der generierten Energie von $1-2\%$ im gesamten Energiebereich. Dabei wurde bei diesen Untersuchungen wie bei der Datenselektion auf den Winkel des hadronischen Endzustandes geschnitten. Ein Vergleich der Energiemessung des SpaCals und der Doppelwinkelmethode zeigt eine ungefähr zweimal bessere Energieauflösung (siehe Abschnitt 6.3.1) der Doppelwinkelmethode für Ereignisse aus der

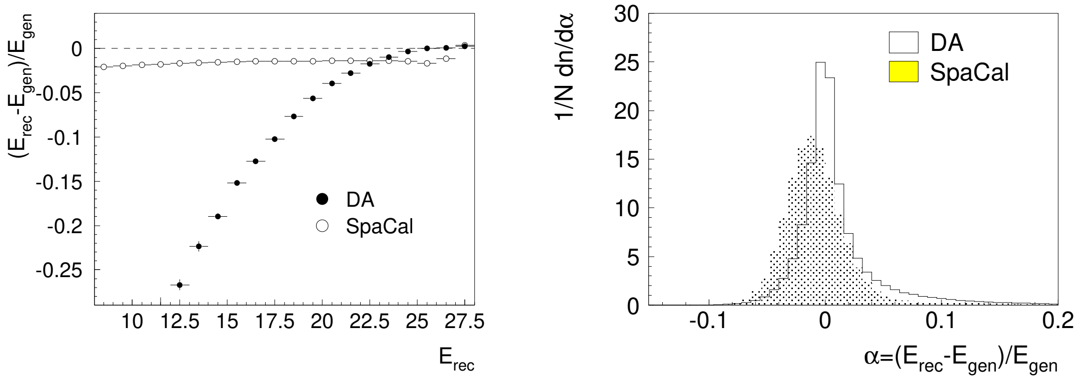


Abbildung 5.2: Links: Abhängigkeit der relativen Energiedifferenz $(E_{rec} - E_{gen})/E_{gen}$ *(*E_{gen} *- in Monte Carlo Simulation generierte Energie) von der mit Doppelwinkelmethode (schwarze Punkte) bzw. mit dem SpaCal (offene Kreise) rekonstruierten Energie* E_{rec} *für Elektronen des kinematischen Peaks. Rechts: Vergleich der Doppelwinkel- und der SpaCal-Energierekonstruktion für die DW-KP-Selektion.*

DW-KP-Selektion.

Die Verteilung der Energie, des Streuwinkels des Elektrons und die der Größe $E - p_z = \sum_j (E_j - p_{z,j})$ (die Summe läuft für jedes Ereignis über alle detektierten Teilchen) nach Anwendung aller oben besprochenen Schnitte zeigt Abbildung 5.3. Die Größe $E - p_z$ sollte auf Grund von Energie- und Impulserhaltung gleich zweimal der Elektron-Strahlenergie sein. Wenn $E - p_z$ kleiner als 55 GeV ist, können dafür, abgesehen von der Auflösung der Messung, folgende Effekte der Grund sein:

- Teilchen werden im Kalorimeter nicht detektiert
- ein ISR-Ereignis, mit einem Photon, das undetektiert entlang der Strahlröhre entkommt
- ein Photoproduktionsereignis, mit einem Elektron, das außerhalb der SpaCal-Akzeptanz gestreut wird

Zur Bestimmung der Kinematik eines Ereignisses werden mehr als zwei Variablen benötigt, wenn das Elektron vor der Wechselwirkung mit dem Proton ein Photon abstrahlt und damit die Eingangsenergie des Elektrons unbekannt ist. Die Doppelwinkelmethode benutzt genau zwei Variablen und kann für diese Klasse von Ereignissen

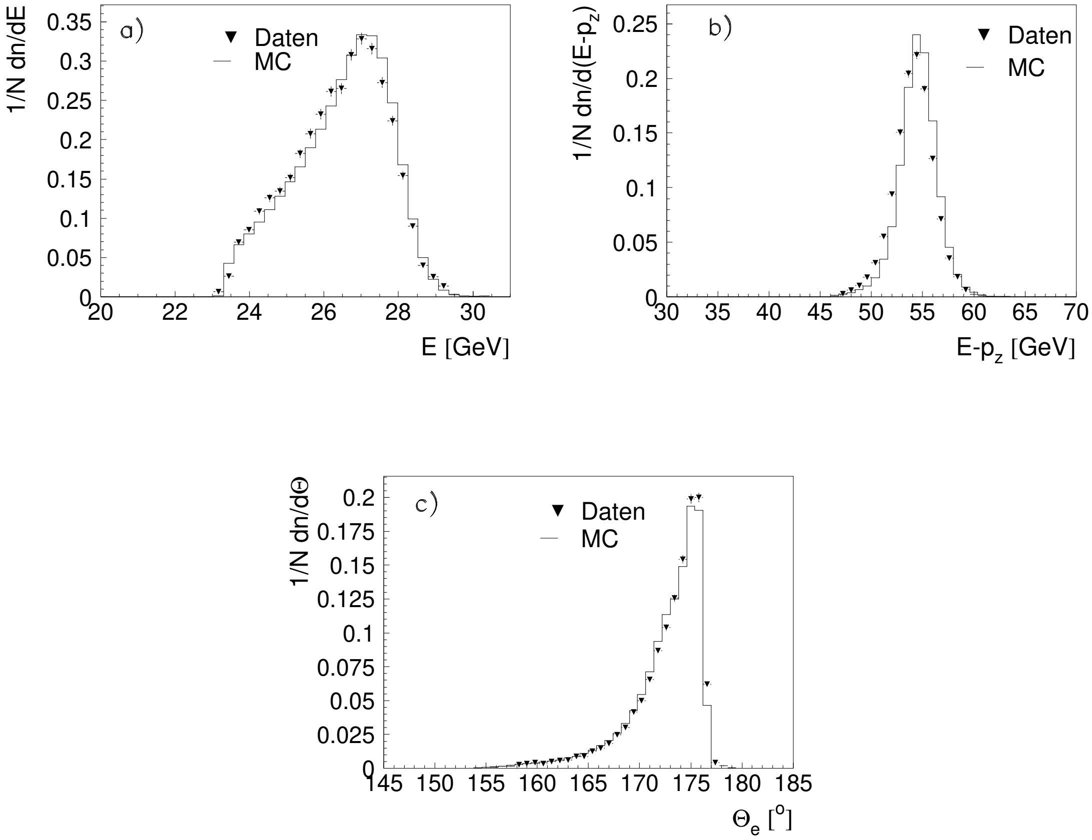


Abbildung 5.3: Verteilung der Energie a), der Größe $E - p_z$ b) und des Streuwinkels des Elektrons θ_e c) für Ereignisse aus der DW-KP-Selektion. Die Histogramme stellen die Ergebnisse der Simulationsrechnung dar und die Dreiecke entsprechen den Datenpunkten.

(ISR-Ereignisse) nicht verwendet werden. Der angewendete Schnitt auf die Energie ($E > 23\,\mathrm{GeV}$) impliziert einen Schnitt auf die $E - p_z$-Verteilung. Der resultierende Bereich der $E - p_z$-Verteilung $49\,\mathrm{GeV} \lesssim E - p_z \lesssim 60\,\mathrm{GeV}$ stellt eine ausreichende Unterdrückung der ISR-Ereignisse und des Photoproduktion-Untergrundes sicher.

5.2 QED-Compton-Ereignisse

In diesem Kapitel werden die Kriterien zur Selektion von QED-Compton-Ereignissen (siehe Abschnitt 1.4) diskutiert. Anschließend folgt eine Beschreibung der Doppelwinkelmethode für diese Klasse von Ereignissen.

5.2.1 Selektionsschnitte

Im Gegensatz zur Selektion der Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks muß bei der Auswahl von QED-Compton-Ereignissen stärker auf die Unterdrückung des Untergrundes geachtet werden. Außerdem soll eine effiziente Selektion elastischer QED-Compton-Ereignisse sichergestellt werden. Um beide Kriterien zu erfüllen, werden folgende Merkmale von den Ereignissen verlangt:

- Im SpaCal gibt es genau zwei Cluster (abgesehen von der Energiedeposition in den Veto-Zellen).
- Die Summe der Energien der beiden Cluster liegt im Bereich $20\,\mathrm{GeV} < E_{cl1} + E_{cl2} < 32\,\mathrm{GeV}$, wobei die Energie des höherenergetischen Clusters (Cluster 1) größer als 12.5 GeV und die des niederenergetischen Clusters (Cluster 2) größer als 4 GeV ist.
- Die im SpaCal deponierte Energie, die keinem der beiden Cluster zugerechnet wird, soll kleiner 0.5 GeV sein, d.h. es ist: $E_{SpaCal} - E_{cl1} - E_{cl2} < 0.5\,\mathrm{GeV}$.
- Der radiale Abstand des Clusterschwerpunktes für beide Cluster von der Strahlachse ist größer als 9.6 cm.
- Für den Cosinus der Differenz der Azimutwinkel gilt: $\cos(\phi_{cl1} - \phi_{cl2}) < -0.9$, was einer Begrenzung der Akoplanarität auf $154° \lesssim |\phi_{cl1} - \phi_{cl2}| \lesssim 206°$ entspricht.
- Der relative Unterschied der transversalen Impulse ist $\frac{|P_{T_{cl1}} - P_{T_{cl2}}|}{(P_{T_{cl1}} + P_{T_{cl2}})} < 0.2$.
- Der Cluster-Radius ist für beide Cluster kleiner als 4.5 cm.
- Zu mindestens einem Cluster gibt es eine Spur in der BDC mit wenigstens vier Hits[2]: $N(\text{BDC-Hits})_{cl1} \geq 4$ oder $N(\text{BDC-Hits})_{cl2} \geq 4$.

---

[2] Mit Hits werden allgemein üblich die Anzahl der angesprochenen Drähte pro Teilchenspur quantifiziert.

- Im Flüssig-Argon-Kalorimeter soll nicht mehr als 2 GeV Energie deponiert sein ($E_{LAr} < 2\,\mathrm{GeV}$).

Die Schnitte auf Energie und Radius der Cluster sind durch die Ergebnisse von Simulationsrechnungen motiviert [24]. Die Forderung nach einem Mindestabstand der Clusterschwerpunkte soll sicherstellen, daß Schauerverluste in das Strahlrohr verhindert werden. Dieselbe Aufgabe hat der Schnitt auf die im SpaCal deponierte Energie, die keinem der beiden Cluster zugerechnet wird, d.h. es wird auf die Veto-Zellen des SpaCals geschnitten, da die in den Veto-Zellen rekonstruierte Energie nicht für die Clusterrekonstruktion benutzt wird.

Auf die Akoplanarität und den relativen Unterschied der transversalen Impulse wird geschnitten, um inelastische QED-Compton-Ereignisse und Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken. Ebenfalls zur Unterdrückung von Untergrund wird verlangt, daß im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht mehr als 2 GeV Energie deponiert wurde. Ausführliche Untersuchungen zu QED-Compton-Ereignissen und eine detaillierte Beschreibung ihrer Selektion kann man in [24] oder [25] finden.

Durch die Anwendung der oben diskutierten Selektionsschnitte wurden insgesamt 32759 Ereignisse aus dem Datensatz der Datennahmeperiode 1997 selektiert. Die Verteilungen der Energie der beiden Cluster und ihrer Summe zeigt Abbildung 5.4. Auffällig ist neben der guten Beschreibung der Daten durch die Simulationsrechnung, daß die Breite der Energieverteilung der Summe der Clusterenergien in der Simulationsrechnung kleiner als in den Daten ist. Das deutet darauf hin, daß das passive Material in der Monte-Carlo-Simulation unterschätzt wird, da durch Aufschauern der Teilchen die Energieauflösung in den Daten verschlechtert wird. Nach einer Energiekorrektur mit Hilfe der in der BDC deponierten Ladung, wie sie im nächsten Kapitel vorgestellt wird, sollte die Diskrepanz zwischen Daten und MC-Simulation verringert sein.

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung des Polarwinkels beider Cluster. Systematische Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation in der Winkelverteilung sind unter anderem eine Folge von Triggerineffizenzen, die in dieser Arbeit nicht untersucht werden. Für die Studien, die in dieser Arbeit durchgeführt werden, hat die Triggereffizienz keine Bedeutung.

5.2.2 Doppelwinkelmethode für QED-Compton-Ereignisse

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung ist die Kinematik der QED-Compton-Ereignisse überbestimmt. Die Energien der auslaufenden Teilchen für den elastischen

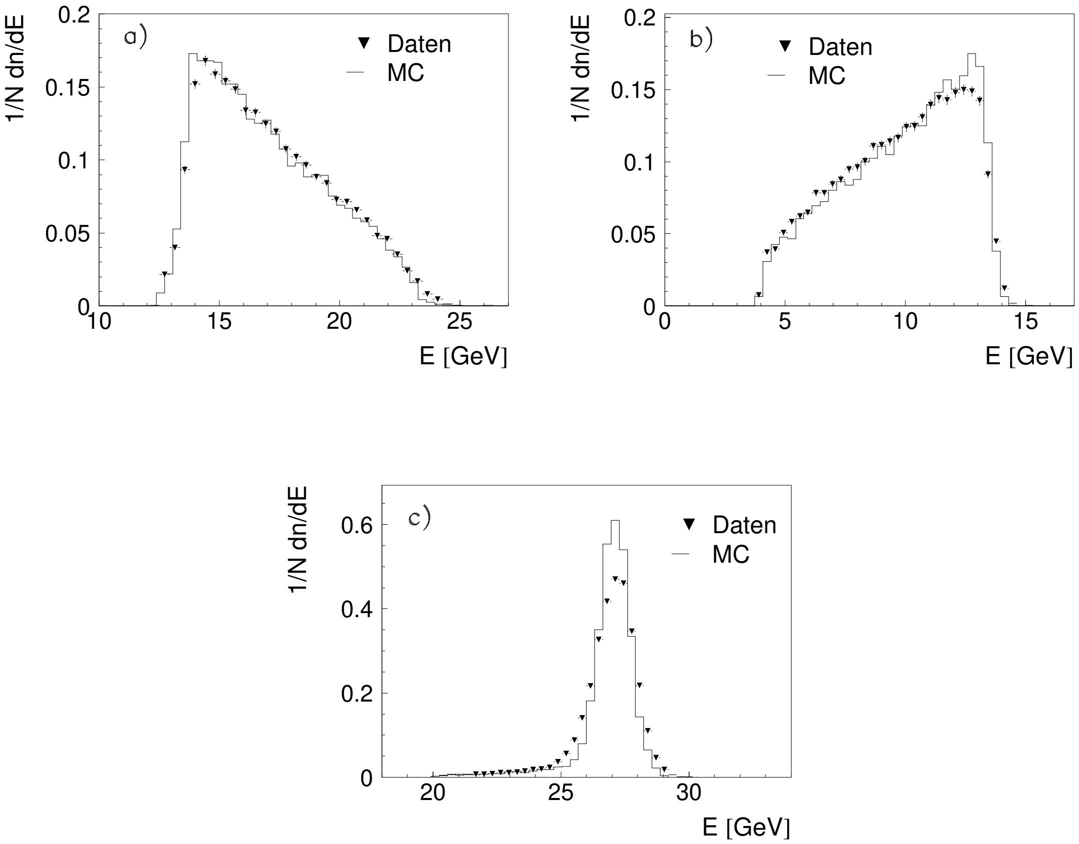


Abbildung 5.4: Energieverteilung der selektierten Cluster. Die Histogramme entsprechen den Ergebnissen der Simulationsrechnungen und die Dreiecke stellen die Datenpunkte dar: a) Energieverteilung des Clusters mit der höheren Energie, b) Energieverteilung des niederenergetischen Clusters, c) Summe der Energieverteilungen.

Prozeß sind über die folgende Relation mit den Streuwinkeln von Elektron θ_e und Photon θ_γ verknüpft:

$$E'_{e\,(\gamma)}(\theta_e, \theta_\gamma) = \frac{2E_e \cdot \sin\theta_{\gamma\,(e)}}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \tag{5.3}$$

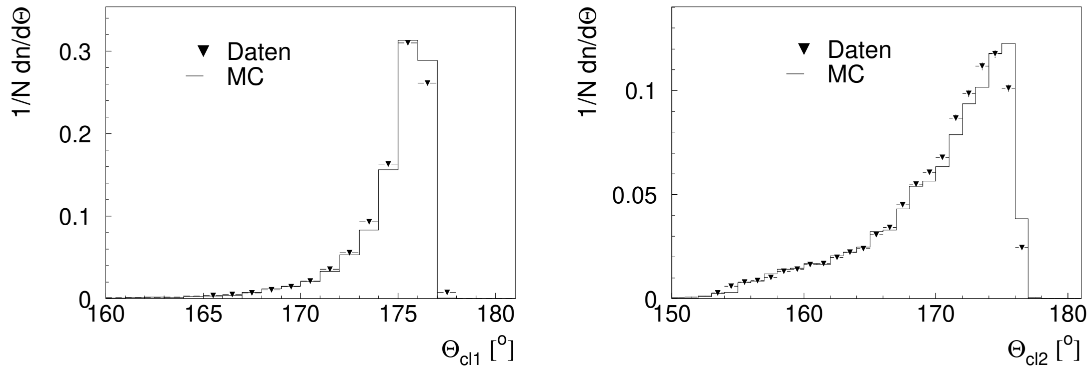


Abbildung 5.5: Verteilung des Polarwinkels des ersten Clusters (linke Seite) und des zweiten Clusters (rechte Seite).

Da in die Rechnung neben der bekannten Strahlenergie der Elektronen $E_e = 27.5\,\mathrm{GeV}$ nur die Streuwinkel θ eingehen, ist diese Methode analog zur Doppelwinkelmethode[3] des letzten Abschnitts unabhängig von der Energieskala des SpaCals. Die berechneten Energien können so mit den im SpaCal rekonstruierten Energien verglichen werden, um Informationen über die Qualität der Energiemessung bzw. Rekonstruktion zu erhalten. Zur Überprüfung dieser Methode wird die mit der QED-DW-Methode rekonstruierte Energie mit der in Monte Carlo Simulationsrechnungen generierten Energie verglichen. Abbildung 5.6 zeigt, daß für elastische QED-Compton-Ereignisse die Energieauflösung der QED-DW-Methode besser als die Auflösung des SpaCals ist. Dies gilt für den gesamten Energiebereich der QED-Compton-Ereignisse (siehe Abbildung 5.7).

Neben der Überprüfung der Energiemessung ist die QED-DW-Methode ein geeignetes Werkzeug, um auch andere systematische Effekte zu studieren, z.B. die genaue Positionierung eines Subdetektors im H1-Koordinatensystem. Die Akoplanarität (siehe Abschnitt 1.4) der QED-Compton-Ereignisse ist direkt sensitiv auf eine Verschiebung des SpaCals in x- und y-Richtung. Man erwartet ein scharfes Maximum bei 180° in der Verteilung der Akoplanarität, da für jedes Ereignis die P_t-Balance erfüllt ist. Eine Abweichung von 180° würde eine falsch angenommene Position des

---

[3] Um Verwechslungen mit der Doppelwinkelmethode für Elektronen des kinematischen Peaks zu vermeiden, wird die Doppelwinkelmethode für QED-Compton-Ereignisse im folgenden als QED-DW-Methode bezeichnet.

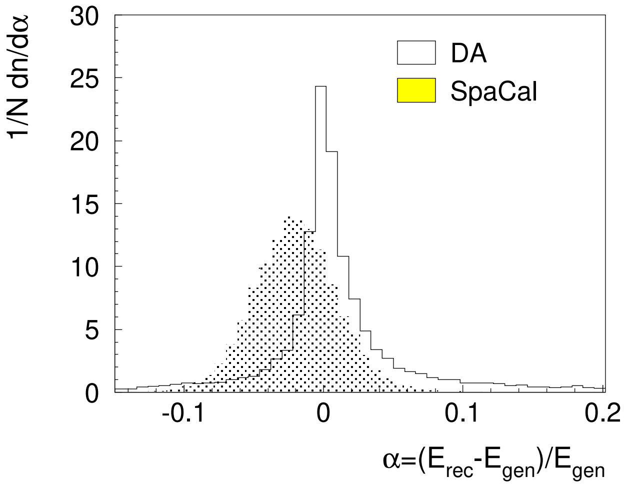


Abbildung 5.6: Vergleich zwischen der Energierekonstruktion des SpaCals und der Rekonstruktion mit Hilfe der QED-DW-Methode für QED-Compton-Ereignisse.

SpaCals im H1-Koordinatensystem implizieren, was direkt zu einer Fehlmessung des Streuwinkels θ des Elektrons bzw. Photons aus dem QED-Compton-Prozeß und damit zu einer falschen Energieberechnung durch die Doppelwinkelmethoden führen würde. In dieser Arbeit wurde die Ausrichtung des SpaCals und der BDC von der ELAN-Arbeitsgruppe übernommen [26]. Abbildung 5.8 zeigt die Akoplanaritätsverteilung der QED-Compton-Ereignisse, wobei für jeden Run der Beam-Tilt, d.h. die Schrägstellung des Elektronenstrahls gegenüber der zentralen Spurkammer, korrigiert wird. Nach Anpassung einer Gaußfunktion an das Maximum der Verteilung erhält man für die Akoplanarität einen Mittelwert von $\langle Akoplanarit\ddot{a}t \rangle = 179.8°$. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Studien ist damit die Position des SpaCals ausreichend gut bestimmt.

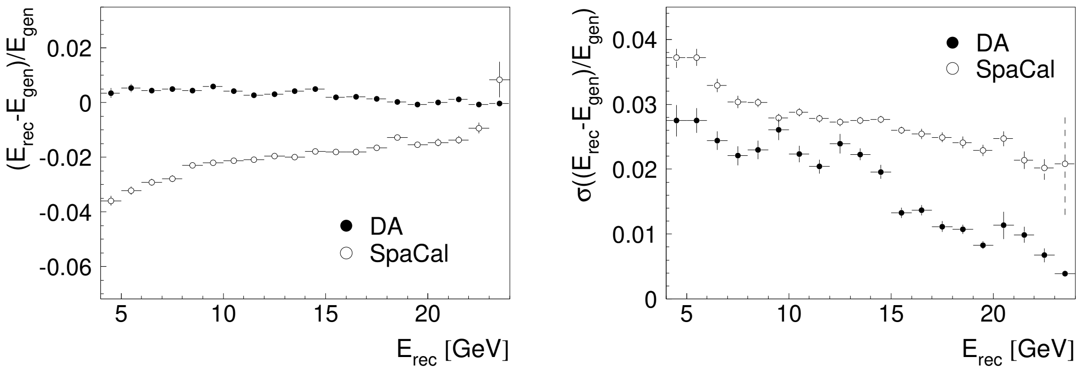


Abbildung 5.7: Untersuchung der Doppelwinkelmethode für QED-Compton-Ereignisse mit der Monte-Carlo-Simulation. Die linke Abbildung zeigt die mittlere relative Energiedifferenz $((E_{rec} - E_{gen})/E_{gen})$ *als Funktion der rekonstruierten Energie* E_{rec}*. Die rechte Abbildung zeigt das Sigma eines Gaußfits an die Verteilung. Die offenen Kreise entsprechen der mit dem SpaCal rekonstruierten Energie und die schwarzen Punkte der mit QED-DW-Methode berechneten Energie.*

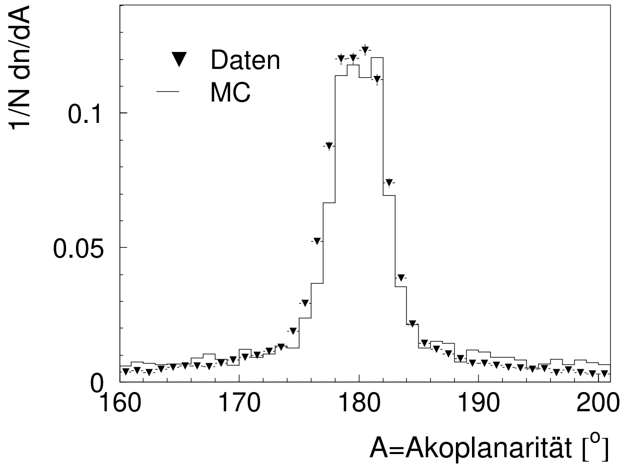


Abbildung 5.8: Akoplanaritätsverteilung der QED-Compton-Ereignisse. Die systematischen Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation bei den Ausläufern der Verteilung kann durch die Tatsache erklärt werden, daß der hadronische Endzustand, auf den in der Selektion geschnitten wird, in der Simulation nicht generiert wird. Durch den Schnitt auf die Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird der Anteil der inelastischen QED-Compton-Ereignisse, deren Akoplanarität von 180° abweicht, in den Daten stärker als in der Simulation unterdrückt.

Kapitel 6

Korrektur des Energieverlustes

Nachdem der Energieverlust im passiven Material mit den Doppelwinkelmethoden Gl. (5.2) und Gl. (5.3) abgeschätzt werden kann, wird in diesem Kapitel eine Korrekturfunktion bestimmt, die aus der Korrelation des Energieverlustes mit der Ladung, die in der BDC deponiert wurde, hergeleitet wird. Das Ergebnis der angewendeten Korrektur auf die Energiemessung und ihre Auflösung wird am Ende dieses Kapitels vorgestellt. Zuvor wird auf die Kalibration und die damit verbundene Energieskala des SpaCals näher eingegangen.

6.1 Kalibration und Energieskala des SpaCals

Da der systematische Fehler der Messung des DIS-Wirkungsquerschnittes wesentlich (insbesondere bei kleinen Werten von y) von der Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala bestimmt wird [27], ist es wichtig, die Energieskala des SpaCals präzise zu kennen. Von der Energieskala des SpaCals ist natürlich die Messung des Energieverlustes und damit die Korrekturfunktion abhängig. Es stellt sich die Frage, auf welcher Kalibration des SpaCals , d.h. auf welcher Energieskala, eine Korrekturfunktion basieren soll.

6.1.1 Doppelwinkel- und Standardkalibration

Um Unterschiede in der Verstärkung der Photomultiplier des SpaCals, wie sie z.B. durch Alterungseffekte und Strahlungsschäden hervorgerufen werden können, auszugleichen, müssen alle 1192 SpaCal-Zellen gegeneinander kalibriert werden. Die Interkalibration der Zellen wurde 1997 im gesamten Bereich des SpaCals mit Hilfe von Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks vorgenommen. In der im folgenden *Standardkalibration* genannten verwendeten Methode wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Energie eines Elektrons im Mittel zu 65% in einer Kalorimeterzelle des SpaCals deponiert wird (Methode der energiereichsten Zelle)[23]. Eine zellweise Kalibration kann dann mittels Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation gewonnen werden. Die 1997 dabei zur Verfügung stehende Statistik ließ dabei eine Kalibration in mehreren zeitlichen Abschnitten zu. Die Genauigkeit der Kalibration wird in [23] mit besser als 1% angegeben. Eine detaillierte Beschreibung dieser Kalibration ist in der selben Quelle bzw. in [28] zu finden.

Aufbauend auf der Standardkalibration verwendet die ELAN-Arbeitsgruppe eine weitere zellweise Kalibration, die die Doppelwinkelmethode für Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks benutzt (*Doppelwinkel-Kalibration)* [29]. Hier wird jeder Zelle für die gesamte Datennahmeperiode ein globaler Kalibrationsfaktor zugeordnet, der aus dem Vergleich von rekonstruierter Clusterenergie und vorhergesagter Energie aus der Doppelwinkelmethode gewonnen wird. Die Auflösung dieser Methode übertrifft im allgemeinen die der Standardkalibration.

Neben dieser zellweisen Kalibration werden verschiedene zusätzliche Korrekturen durchgeführt. So wird der Unterschied von $\approx 1\%$ in der Energie für ein Teilchen, das direkt in eine Zelle oder an deren Rand auftrifft, behoben sowie die systematischen Effekte durch Spalten zwischen den Supermodulen des SpaCals korrigiert.

Abbildung 6.1 zeigt das Ergebnis der Doppelwinkel-Kalibration[1] des SpaCals verglichen mit der Standardkalibration und der analog kalibrierten Monte-Carlo-Simulation. Auffällig ist eine Fluktuation der Energieskala bei $R_{SpaCal} = 25\,\mathrm{cm}$, welche in der ELAN-Kalibration ebenfalls phänomenologisch korrigiert wird. Dieser Effekt könnte mit dem passiven Material im Rückwärtsbereich zusammenhängen, das in diesem Bereich sehr ausgeprägt vorhanden ist.

Im folgenden werden Energie-Korrekturfunktionen mittels der BDC Ladungsinformation für die Energieskalen sowohl von Standard- als auch ELAN-Doppelwinkel-Kalibration bestimmt. Letztere ist bereits sensitiv auf den Energieverlust der Elektronen im passiven Material vor der BDC, da das über alle Ereignisse gemittelte Aufschauern der Elektronen im Kalibrationsfaktor der einzelnen Zellen berücksichtigt wird. Diese Korrektur wirkt nicht ereignisspezifisch, d.h. die Energiemessung für

---

[1] Die Doppelwinkel-Kalibration enthält eine vorangegangene Standardkalibration. Eine reine Doppelwinkel-Kalibration existiert nicht.

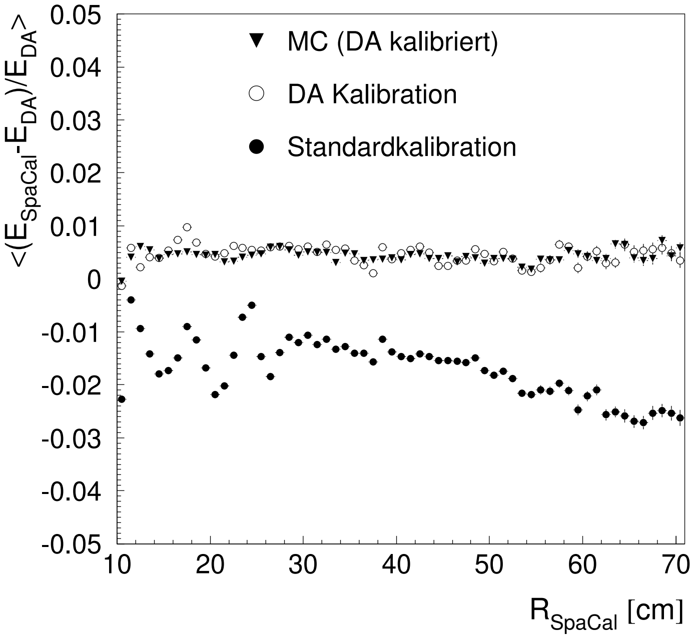


Abbildung 6.1: Ergebnis der Doppelwinkel-Kalibration (offene Kreise) des SpaCals verglichen mit Standardkalibration (schwarze Punkte) und der Monte-Carlo-Simulation (Dreiecke). Die Abbildung zeigt die mittlere relative Abweichung der SpaCal-Energie von der Energie, die mit der Doppelwinkelmethode berechnet wurde, als Funktion des SpaCal-Radius $R_{SpaCal} = \sqrt{x^2_{SpaCal} + y^2_{SpaCal}}$.

jedes Teilchen, das in einer bestimmten Zelle auftrifft, wird mit dem für diese Zelle berechneten Kalibrationsfaktor multipliziert, unabhängig davon ob das Teilchen einen besonders großen oder vielleicht keinen Energieverlust im passiven Material erfahren hat. Im Gegensatz dazu ist die Korrekturfunktion ereignisspezifisch, da sie die für ein einzelnes Ereignis in der BDC gemessene Ladung verwendet, um den Energieverlust abzuschätzen. Daher kann die ereignisspezifische Korrekturfunktion die Energiemessung der Teilchen verbessern, die eine besonders ausgeprägte (hoher Energieverlust) oder schwache Schauerentwicklung im Rückwärtsbereich erfahren. Der Vorteil, die kombinierte Kalibration (Standardkalibration+Doppelwinkel-Kalibration) zu benutzen, liegt in der Einfachheit, die aus der Untersuchung folgenden Ergebnisse in eine bestehende Analyse (Messung der F_2-Strukturfunktion) einzubauen und ihre Konsequenzen auf diese sofort zu überprüfen.

Um den Effekt der BDC-Korrekturfunktion beurteilen zu können, ist die Verwendung der Energieskala aus der Standardkalibration der natürlichere Zugang, da Redundanzen zwischen der Korrekturfunktion und der Kalibration ausgeschlossen sind. Für die folgenden Studien werden beiden Wege parallel verfolgt.

6.1.2 Nichtlineares Verhalten des SpaCals

Elastische QED-Compton-Ereignisse bieten die Möglichkeit, das SpaCal auch für niedrigere Clusterenergien unterhalb des kinematischen Peaks zu kalibrieren. Die aus der Doppelwinkelmethode der QED-Compton-Ereignisse berechnete Energie kann im Energiebereich $4\,\mathrm{GeV} \leq E \leq 22\,\mathrm{GeV}$ benutzt werden, um die Energieskala des SpaCals zu überprüfen. Abbildung 6.2 zeigt die relative Differenz ΔL zwischen der im SpaCal gemessenen Energie und der Energie, die mit der QED-DW-Methode berechnet wurde, als Funktion der gemessenen Energie [2].

ΔL ist definiert als:

$$\Delta L = \frac{E_{Spa} - E_{DA}}{E_{DA}} \tag{6.1}$$

Man erkennt in Abbildung 6.2 eine für Daten und Monte-Carlo-Simulation zu kleinen Energien unterschiedlich stark abfallende Kurve. Weiter beobachtet man eine Diskrepanz zwischen Daten und der Monte-Carlo-Simulation von bis zu 3%. Für die Daten ergibt sich bei einer Energie von 4 GeV der größte Wert von $\Delta L \approx 0.09$; d.h. die im SpaCal gemessene Energie unterschätzt den tatsächlichen Wert der Energie des einlaufenden Teilchens um bis zu 9%. Aus Teststrahlmessungen mit Elektronen im Energiebereich 10-60 GeV wurde eine maximale Nichtlinearität der Energiemessung von 1.3% ermittelt [30].

In [24, 31] wurde eine mögliche Erklärung für die Abweichung von der Linearität durch Effekte des passiven Materials vor dem Kalorimeter bzw. der BDC vorgeschlagen. So lassen sich mit einer nicht-linearen Abhängigkeit des Energieverlustes durch Aufschauern von der Primärenergie die abfallenden Kurven verständlich machen: Je

---

[2] Für alle folgenden Untersuchungen zur SpaCal-Linearität wird die Energie der Standardkalibration benutzt. Es zeigt sich, daß die Doppelwinkel-Kalibration keinen Einfluß auf den Effekt der Nichtlinearität hat, sondern nur die Energieskala global verschiebt.

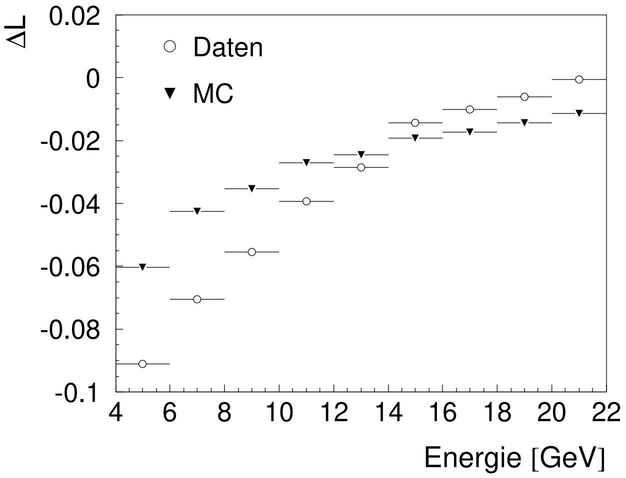


Abbildung 6.2: Nichtlinearität des SpaCals. Als Maß für die Nichtlinearität ist die Größe $\Delta L = (E_{Spa} - E_{DA})/E_{DA}$ gegen die SpaCal-Energie E_{Spa} aufgetragen. Es wird keine Unterscheidung zwischen Photon und Elektron getroffen.

geringer die Anfangsenergie des Teilchen ist, um so größer ist der relative Energieverlust und damit die Abweichung der gemessenen von der mit QED-DW-Methode berechneten Energie.

Um die Auswirkungen des Aufschauerns von Teilchen auf die SpaCal-Linearität zu untersuchen, werden Ereignisse, bei denen weder das Elektron noch das Photon aus dem QED-Compton-Prozesses aufschauert, aus den QED-Compton-Ereignissen selektiert. Als Nicht-Schauerkriterium für ein Ereignis wird die Hitmultiplizität in der BDC verwendet:

- Die Anzahl der BDC-Hits für beide Cluster ist kleiner 10 ($N(\mathrm{total})_{cl1} < 10$ und $N(\mathrm{total})_{cl2} < 10$).

- **oder** für beide Cluster ist das Verhältnis der BDC-Hits zur Anzahl der BDC-Hits, die für eine Spur benutzt werden, kleiner als 2: $N(\mathrm{total})_{cl1}/N(\mathrm{Spur})_{cl1} < 2$ und $N(\mathrm{total})_{cl2}/N(\mathrm{Spur})_{cl2} < 2$.

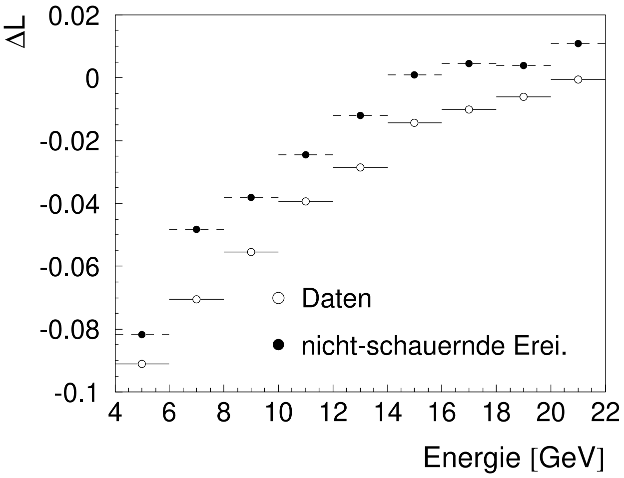


Abbildung 6.3: Nichtlinearität des SpaCals für nicht-schauernde QED-Compton-Ereignisse (schwarze Punkte). Zum Vergleich ist auch die Verteilung für alle Daten zu sehen (offene Kreise).

Der Vergleich der Linearität zwischen allen und speziell nicht-schauernden[3] Ereignissen ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Man erkennt, daß das Nicht-Schauerkriterium keinen wesentlichen Einfluß auf die Linearität der Energiemessung des SpaCals hat. Die Nichtlinearität des SpaCals kann damit nicht mit dem passiven Material bzw. dem Aufschauern erklärt werden. Dagegen ist eine globale Erhöhung der Verteilung für nicht-schauernde Ereignisse im Gegensatz zu allen Ereignissen im gesamten Energiebereich zu beobachten.

Der Unterschied zwischen den beiden Kurven in Abbildung 6.3 entspricht dem mittleren Energieverlust für ein Elektron oder Photon aus dem QED-Compton-Prozeß durch Aufschauern im passiven Material in einem bestimmten Energiebereich. Die Erhöhung der Verteilung beträgt $1 - 2\%$. Man erkennt keine signifikante Vergrößerung des Unterschiedes des relativen Energieverlustes zwischen allen und speziell nicht-schauernden Ereignissen zu kleinen Energien, d.h. der Effekt des An-

---

[3] Der Übergang zwischen *schauernden* und *nicht-schauernden* Ereignissen ist fließend. Wird im folgenden von nicht-schauernden Ereignissen gesprochen, sind Ereignisse gemeint, die die oben definierten Kriterien erfüllen.

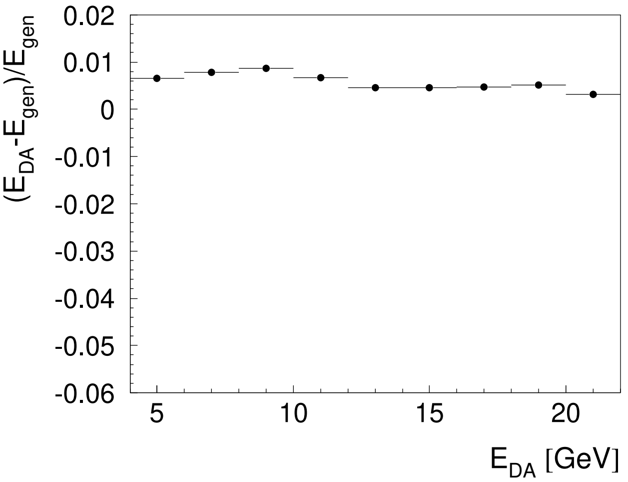


Abbildung 6.4: Relative Abweichung $(E_{DA} - E_{gen})/E_{gen}$ der mit der QED-DW-Methode berechneten Energie von der mit MC-Simulation generierten als Funktion der berechneten Energie.

stiegs des relativen Energieverlustes zu kleinen Energien kann nicht besonders groß sein und reicht sicher nicht aus, um die Nichtlinearität des SpaCals zu erklären.

Da für jedes QED-Compton-Ereignis die P_t-Balance erfüllt ist, liegt bei einem Ereignis mit hohem Unterschied zwischen der Energie des Elektrons und des Photons auch eine große Diskrepanz zwischen den Streuwinkeln θ_e und θ_γ vor. Das Teilchen mit der niedrigeren Energie hat einen kleineren Streuwinkel als das Teilchen mit der höheren Energie. Das bedeutet, daß die Nichtlinearität des SpaCals auch von der Messung des Polarwinkels θ beeinflußt werden kann.

Um die Systematik der QED-DW-Methode auf die Linearität der Energiemessung des SpaCals zu untersuchen, wird die mit der QED-DW-Methode berechnete Energie mit der in der Monte-Carlo-Simulation generierten Energie E_{gen} verglichen. Abbildung 6.4 zeigt die Verteilung der Größe $(E_{DA} - E_{gen})/E_{gen}$ als Funktion der Energie E_{DA}, die mit der QED-DW-Methode berechnet wurde. Der flache Verlauf dieser Verteilung deutet darauf hin, daß es keinen systematischen Einfluß der Winkelmessung auf die SpaCal-Linearität gibt.

6.1.3 Korrektur der Nichtlinearität

Wenn das Teilchen durch Aufschauern im passiven Material Energie verliert, wird im SpaCal nicht mehr die volle ursprüngliche Energie dieses einlaufenden Teilchens gemessen. Außerdem wirkt sich die Nichtlinearität des SpaCals zusätzlich auf die Energiemessung des SpaCals aus. Unter der Annahme, daß die Nichtlinearität des SpaCals keine Folge des Aufschauerns der Teilchen ist, und, daß die mit der QED-DW-Methode berechnete Energie E_{DA} der Teilchenenergie entspricht, ergibt sich für die SpaCal-Energie daraus

$$E_{Spa} = (E_{DA} - \Delta(Q)) \cdot f(E_{DA} - \Delta(Q)), \tag{6.2}$$

wobei $\Delta(Q)$ der mit der in der BDC deponierten Ladung Q abgeschätzte Energieverlust ist. Die Funktion $f(E_{DA} - \Delta(Q))$ beschreibt die Nichtlinearität des SpaCals. Der Werte dieser Funktion liegen zwischen 0 und 1. Eine Korrekturfunktion, die die Korrelation zwischen Energieverlust und der in der BDC deponierten Ladung verwendet, wird von der systematischen Unterschätzung kleiner Energien durch das SpaCal beeinflußt. Denn berechnet man die Steigung dieser Korrekturfunktion, folgt mit $\Delta E = E_{Spa} - E_{DA}$ aus Gl. (6.2):

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial Q} = -\frac{\partial \Delta(Q)}{\partial Q} f(E_{DA} - \Delta(Q)) + \frac{\partial f(E_{DA} - \Delta(Q))}{\partial Q}(E_{DA} - \Delta(Q)) \tag{6.3}$$

Um den Einfluß der Funktion $f(E_{DA} - \Delta(Q))$ auf die Korrekturfunktion zu vermeiden, wird im nächsten Schritt die Nichtlinearität des SpaCals korrigiert, indem ein Polynom dritten Grades an die Verteilung von ΔL angepaßt und mit dieser Funktion die gemessene Energie korrigiert wird. Das Polynom wird getrennt für Daten und Monte-Carlo-Simulation bestimmt. In Abbildung 6.5 sind die an die Verteilung von ΔL angepaßten Polynome und die Nichtlinearität nach Anwendung der Korrektur dargestellt.

6.2 Korrekturfunktion

Die Funktion, die den Energieverlust der Teilchen durch Aufschauern im passiven Material korrigieren soll, wird in diesem Abschnitt vorgestellt. Dazu wird der Energieverlust $\Delta E = E_{Spa} - E_{DA}$ als Funktion der in der BDC deponierten Ladung betrachtet. Das Prinzip der Ladungsaufsummierung wurde in Abschnitt 3.2 erläutert. Die Korrelation zwischen Ladung in der BDC und dem Energieverlust wird für die

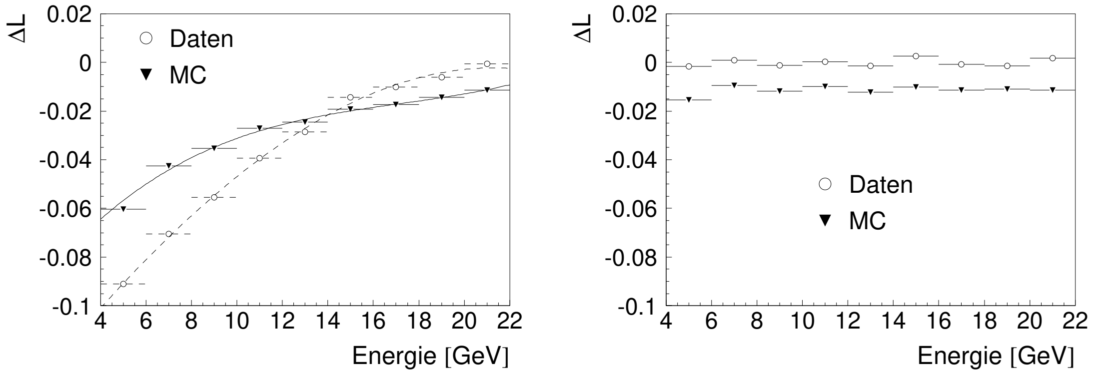


Abbildung 6.5: Rechts: An die Verteilung von ΔL angepaßtes Polynom dritten Grades für Daten (offene Kreise) und Monte-Carlo-Simulation (Dreiecke). Links: Darstellung der Verteilung von ΔL nach Anwendung der Korrektur der Nichtlinearität.

vorgestellten Selektionen (Elektronen des kinematischen Peaks und QED-Compton-Ereignisse) und die verschiedenen Kalibrationen des SpaCals (Standardkalibration und Doppelwinkel-Kalibration) untersucht.

6.2.1 Korrektur auf Basis der Standardkalibration

Zur Bestimmung des Energieverlustes wird zuerst die SpaCal-Energie E_{Spa} benutzt, die sich aus der Standardkalibration des SpaCals ergibt. Abbildung 6.7 zeigt die Korrelation zwischen der in der BDC deponierten Ladung und dem ermittelten Energieverlust für Elektronen des kinematischen Peaks. In Abbildung 6.8 ist die Korrelation für QED-Compton-Ereignisse dargestellt. Diese Korrelation wurde zuerst getrennt für Elektronen, die durch Spuren im BST, der BDC oder der CJC identifiziert werden, und Photonen aus dem QED-Compton-Prozeß untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß es keinen großen Unterschied der Korrelation zwischen Elektronen und Photonen gibt, die im passiven Material aufschauern und damit eine oder mehrere Spuren in der BDC hinterlassen (siehe Abb. 6.6). In Abbildung 6.8 und in allen folgenden Untersuchungen mit QED-Compton-Ereignissen wird deshalb kein Unterschied mehr zwischen Elektronen und konvertierten Photonen gemacht.

Da der Algorithmus der Ladungssummierung für große und kleine Zellen der

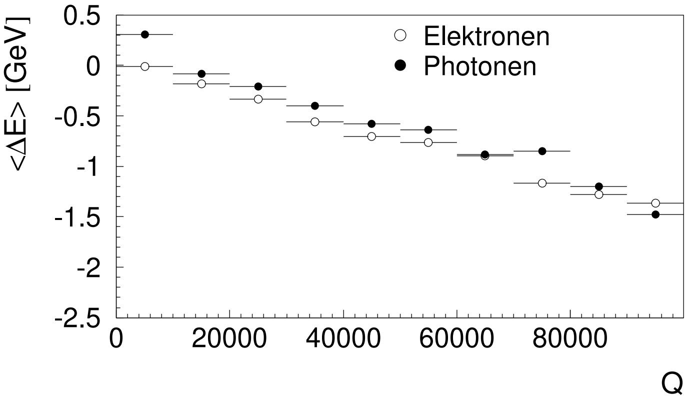


Abbildung 6.6: Vergleich der Korrelationen zwischen Elektronen (offene Kreise) und Photonen (schwarze Punkte) aus dem QED-Compton-Prozeß.

BDC unterschiedlich ist (siehe Abschnitt 3.2), werden die Korrelationen zwischen Ladung und Energieverlust für beide Zelltypen getrennt betrachtet. Es zeigt sich für alle Zelltypen die aus der Simulation [16] erwartete lineare Abhängigkeit, wobei sich ein Energieverlust von bis zu $\Delta E = 2\,\mathrm{GeV}$ für Elektronen des kinematischen Peaks ($\Delta E = 1.5\,\mathrm{GeV}$ für QED-Compton-Ereignisse) ergibt, was dem doppelten Wert des Energieverlustes, der in der Simulation berechnet wurde, entspricht [16]. Das bedeutet, daß das passive Material in der Monte-Carlo-Simulation stark unterschätzt wird.

In Tabelle 6.1 sind die Parameter einer angepaßten Geraden an die lineare Verteilung des Energieverlustes als Funktion der in der BDC deponierten Ladung Q

$$\Delta E(Q) = a + b \cdot Q \tag{6.4}$$

aufgelistet. Die Korrelationsgerade ist in beiden Selektionen für große Zellen der BDC steiler (der Absolutbetrag der Steigung $|b|$ ist hier größer) als für kleine Zellen. Für die y-Achsenabschnitte erwartet man, daß sie für beide Selektionen gleich Null sind ($a \approx 0$), d.h. ein Teilchen, das keine Energie im passiven Material verloren hat, sollte auch keine Ladung (die Ionisationsladung des Teilchens ist vernachlässigbar) in der BDC deponieren. Dieses Verhalten läßt sich qualitativ in beiden Selektionen beobachten, wobei der y-Achsenabschnitt in der Korrelation der QED-Compton-

	a	b
kleine Zellen (kin. Peak)	-0.1019	$-0.2091 \cdot 10^{-4}$
große Zellen (kin. Peak)	-0.02742	$-0.2455 \cdot 10^{-4}$
alle Zellen (kin. Peak)	-0.06603	$-0.2085 \cdot 10^{-4}$
kleine Zellen (QED-Compton)	0.06682	$-0.1679 \cdot 10^{-4}$
große Zellen (QED-Compton)	0.1311	$-0.1760 \cdot 10^{-4}$
alle Zellen (QED-Compton)	0.1062	$-0.1709 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.1: Parameter der Korrekturfunktionen $\Delta E = a + b \cdot Q$.

Ereignisse etwas stärker von Null abweicht. Das zeigt, daß für Teilchen, die im passiven Material nicht aufschauern ($\Delta E = 0$), die gemessene Energie im SpaCal mit der Energie aus der entsprechenden Doppelwinkelmethode im wesentlichen übereinstimmt ($E_{Spa} = E_{DA}$). Zur Korrektur der Energie aus der Standardkalibration wird im folgenden der y-Achsenabschnitt daher gleich Null gesetzt.

Insgesamt unterscheiden sich die Korrekturfunktionen für Elektronen des kinematischen Peaks und für QED-Compton-Ereignisse sowohl in der Steigung b als auch im y-Achsenabschnitt a. In Abbildung 6.9 sind die Korrelationsgeraden (für alle Zellen) beider Selektionen zum Vergleich gemeinsam dargestellt. In der Simulation [16] wurde hingegen keine Abhängigkeit des Energieverlustes für eine bestimmte Teilchen-Multiplizität (Ladung) von der Primärenergie beobachtet. Ein Grund für diese Diskrepanz könnte in der unterschiedlichen Winkelverteilung der beiden Selektionen liegen, da damit Unterschiede in der Gasverstärkung zwischen den Zellen, die es noch nach der Ladungskalibration gibt, zum Tragen kommen. Eine abschließende Erklärung der Diskrepanz zwischen den Steigungen der beiden Selektionen konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Auch die SpaCal-Linearität hat nach Gl. (6.3) Einfluß auf die Steigung der Korrekturgeraden, doch kann dies nach Korrektur der Nichtlinearität keinen Effekt in dieser Größenordnung erklären[4].

Im folgenden wird die Korrekturfunktion, die sich für Elektronen des kinematischen Peaks ergeben hat, im gesamten Energiebereich verwendet. Für die korrigierte Energie E_{kor} ergibt sich unter Berücksichtigung von $\Delta E = E_{Spa} - E_{DA}$ und Gl. (6.4):

---

[4] Man errechnet einen Effekt von ca. 10% der Nichtlinearität auf die Steigung der Korrekturgeraden, wenn die Nichtlinearität vorher nicht korrigiert wird.

$$E_{kor} = \begin{cases} E_{Spa} + 0.2091 \cdot 10^{-4} \cdot Q & \text{für } R_{Spa} < 20\,\text{cm} \\ E_{Spa} + 0.2085 \cdot 10^{-4} \cdot Q & \text{für } 20\,\text{cm} \leq R_{Spa} \leq 25\,\text{cm} \\ E_{Spa} + 0.2455 \cdot 10^{-4} \cdot Q & \text{für } R_{Spa} > 25\,\text{cm} \end{cases} \tag{6.5}$$

Im Bereich der Übergangszelle (20 cm$\leq R_{Spa} \leq$25 cm) wird die Korrelation verwendet, die alle Zellen einbezieht, da aus Statistikmangel für die Übergangszelle keine eigenständige Untersuchung durchgeführt werden konnte. Es zeigt sich, daß die Verwendung der Korrekturgeraden der Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks auch für QED-Compton-Ereignisse zu überzeugenden Ergebnissen führt (siehe Abschnitt 6.3).

6.2.2 Korrektur auf Basis der Doppelwinkel-Kalibration

Der Energieverlust wird nun mit der Energie aus der Doppelwinkel-Kalibration berechnet und damit die Untersuchungen des letzten Abschnittes wiederholt [5]. Abbildung 6.10 (6.11) zeigt den Energieverlust $\Delta E' = E'_{Spa} - E_{DA}$ als Funktion der in der BDC deponierten Ladung für die Selektion der Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks (QED-Compton-Ereignisse). Der lineare Zusammenhang zwischen Energieverlust und deponierter Ladung kann auch hier wieder beobachtet werden. Die Parameter der an die Verteilung angepaßten Geraden

$$\Delta E'(Q) = a' + b' \cdot Q \tag{6.6}$$

sind in Tabelle 6.2 aufgeführt; die Steigungen der Korrekturgeraden stimmen mit den im letzten Abschnitt ermittelten Steigungen gut überein ($b \approx b'$). Die Korrekturgerade auf Basis der Doppelwinkel-Kalibration unterscheidet sich für Elektronen des kinematischen Peaks signifikant im y-Achsenabschnitt von der Gerade, die aus der Standardkalibration des SpaCals hergeleitet wurde.

Dieser Unterschied erklärt sich durch den bereits in Abschnitt 6.1.1 erwähnten Effekt, daß die Doppelwinkel-Kalibration den mittleren Energieverlust der Teilchen durch Aufschauern mittels des Kalibrationsfaktors der SpaCal-Zelle bereits korrigiert. Teilchen, die keine Energie im passiven Material verlieren und damit keine

---

[5] Um Verwechslungen zu vermeiden wird die SpaCal-Energie aus der Doppelwinkel-Kalibration im folgenden mit E' bezeichnet.

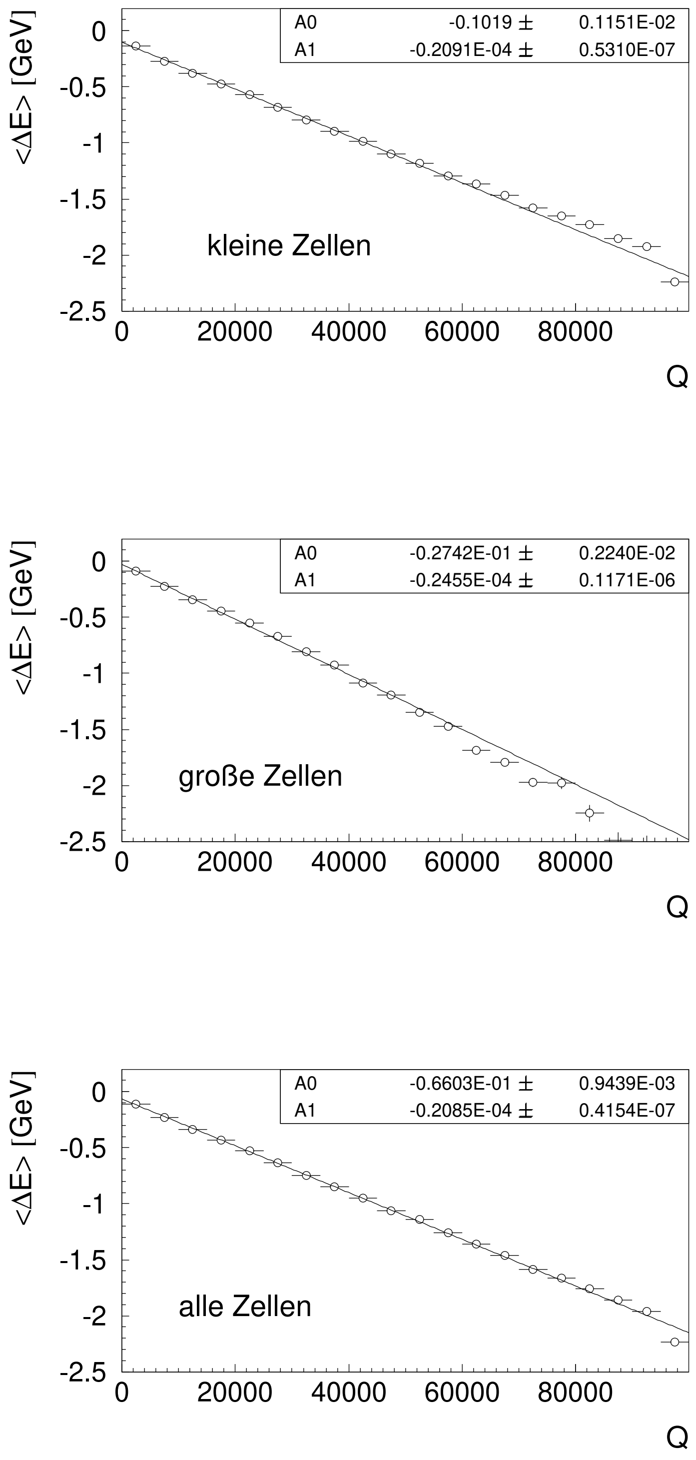


Abbildung 6.7: Korrelation zwischen Energieverlust und in der BDC deponierter Ladung für Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks. An die Verteilung wurde eine Gerade angepaßt, die dann als Korrekturfunktion benutzt wird. Es wird mit Hinsicht auf den Algorithmus der Ladungsaufsummierung zwischen den Zelltypen unterschieden.

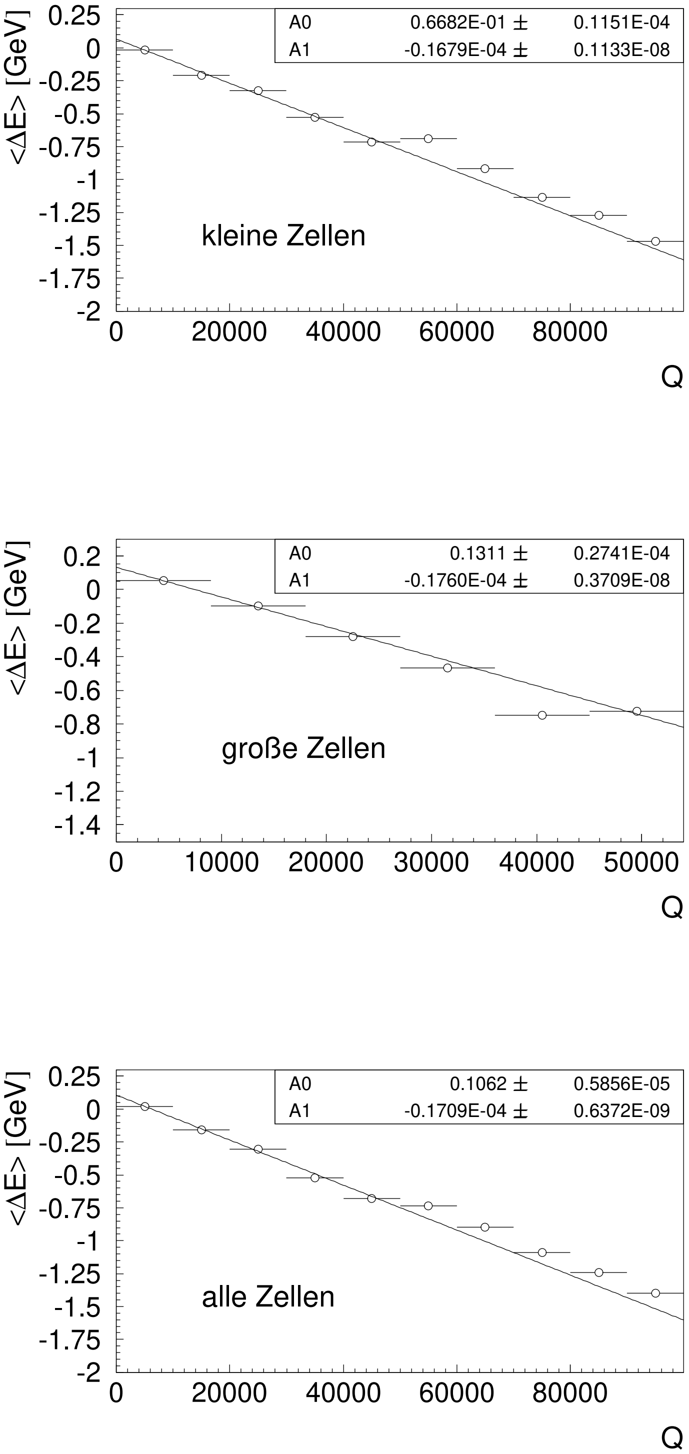


Abbildung 6.8: Angepaßte Korrekturgerade für QED-Compton-Ereignisse. Man beachte, daß die Verteilung für große Zellen (mittlere Abbildung) in einem beschränkten Ladungsbereich dargestellt ist, da die Statistik der Ereignisse in diesem Radiusbereich ($R_{Spa} > 25\,\mathrm{cm}$) stark abnimmt.

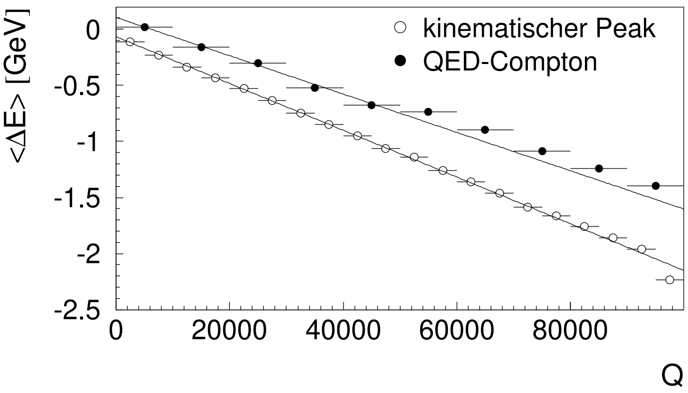


Abbildung 6.9: Vergleich der Korrelationsgeraden für QED-Compton-Ereignisse und Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks.

Ladung in der BDC deponieren, werden durch die Doppelwinkel-Kalibration in ihrer Energie überschätzt. Im SpaCal wird für diese Ereignisse mehr Energie gemessen als mit der Doppelwinkelmethode berechnet wird.

Da der mittlere Energieverlust durch Aufschauern, der durch die Doppelwinkel-Kalibration korrigiert wird, proportional zur Anfangsenergie ist $\Delta E \sim E$, wird angenommen, daß auch die Größe des positiven y-Achsenabschnittes der Korrekturgeraden zur Anfangsenergie der einlaufenden Teilchen proportional ist. Deshalb wird der y-Achsenabschnitt der Korrekturfunktion zu kleinen Energien hin interpoliert, d.h. es gilt $a' = a_i \cdot E'/27.5$ (a_i ist der Elektronen des kinematischen Peaks gemessene y-Achsenabschnitt). Die Korrekturfunktion auf der Doppelwinkel-Kalibrations-Energieskala errechnet sich damit zu:

$$E'_{kor} = \begin{cases} E'_{Spa} - 0.4023 \cdot \dfrac{E'_{Spa}}{27.5} + 0.1984 \cdot 10^{-4} \cdot Q & \text{für } R_{Spa} < 20\,\text{cm} \\ E'_{Spa} - 0.4780 \cdot \dfrac{E'_{Spa}}{27.5} + 0.2475 \cdot 10^{-4} \cdot Q & \text{für } 20\,\text{cm} \leq R_{Spa} \leq 25\,\text{cm} \\ E'_{Spa} - 0.4402 \cdot \dfrac{E'_{Spa}}{27.5} + 0.2019 \cdot 10^{-4} \cdot Q & \text{für } R_{Spa} > 25\,\text{cm} \end{cases} \tag{6.7}$$

	a’	b’
kleine Zellen (kin. Peak)	0.4023	$-0.1984 \cdot 10^{-4}$
große Zellen (kin. Peak)	0.4780	$-0.2475 \cdot 10^{-4}$
alle Zellen (kin. Peak)	0.4402	$-0.2019 \cdot 10^{-4}$
kleine Zellen (QED-Compton)	0.1309	$-0.1669 \cdot 10^{-4}$
große Zellen (QED-Compton)	-0.1550	$-0.1536 \cdot 10^{-4}$
alle Zellen (QED-Compton)	0.1313	$-0.1530 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.2: Parameter der Korrekturfunktionen $\Delta E' = a' + b' \cdot Q$.

Dabei wurde für die Korrekturgerade der Parameter b', der sich aus der Korrelation der Elektronen des kinematischen Peaks ergab, für den gesamten Energiebereich benutzt.

6.3 Resultate der Korrektur

Ziel einer Korrektur auf den Energieverlust im passiven Material ist primär die Verbesserung der Energieauflösung. Neben den Auswirkungen auf die Energieauflösung wird in diesem Abschnitt der Einfluß der Korrektur auf die Linearität des SpaCals und auf die Rekonstruktion der π^0-Masse im Rückwärtsbereich dargestellt. Durch die π^0-Massenrekonstruktion ist es möglich, die Folgen der Korrektur im Bereich niedriger Energien ($E < 5\,\mathrm{GeV}$) zu untersuchen. Es wird jeweils explizit erwähnt ob die Korrekturgerade Gl. (6.5) aus der Standardkalibration oder Gl. (6.7) aus der Doppelwinkelkalibration verwendet wird.

6.3.1 Auswirkungen der Korrektur auf die Auflösung der Energiemessung im Rückwärtsbereich

Die Energieauflösung des SpaCals wird im Energiebereich $E > 23\,\mathrm{GeV}$ mit Hilfe der Doppelwinkelmethode für Elektronen des kinematischen Peaks und im mittleren Energiebereich ($4\,\mathrm{GeV} < E < 24\,\mathrm{GeV}$) mit den QED-Compton-Ereignissen und der QED-DW-Methode bestimmt.

Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung der mittleren Abweichung der im SpaCal

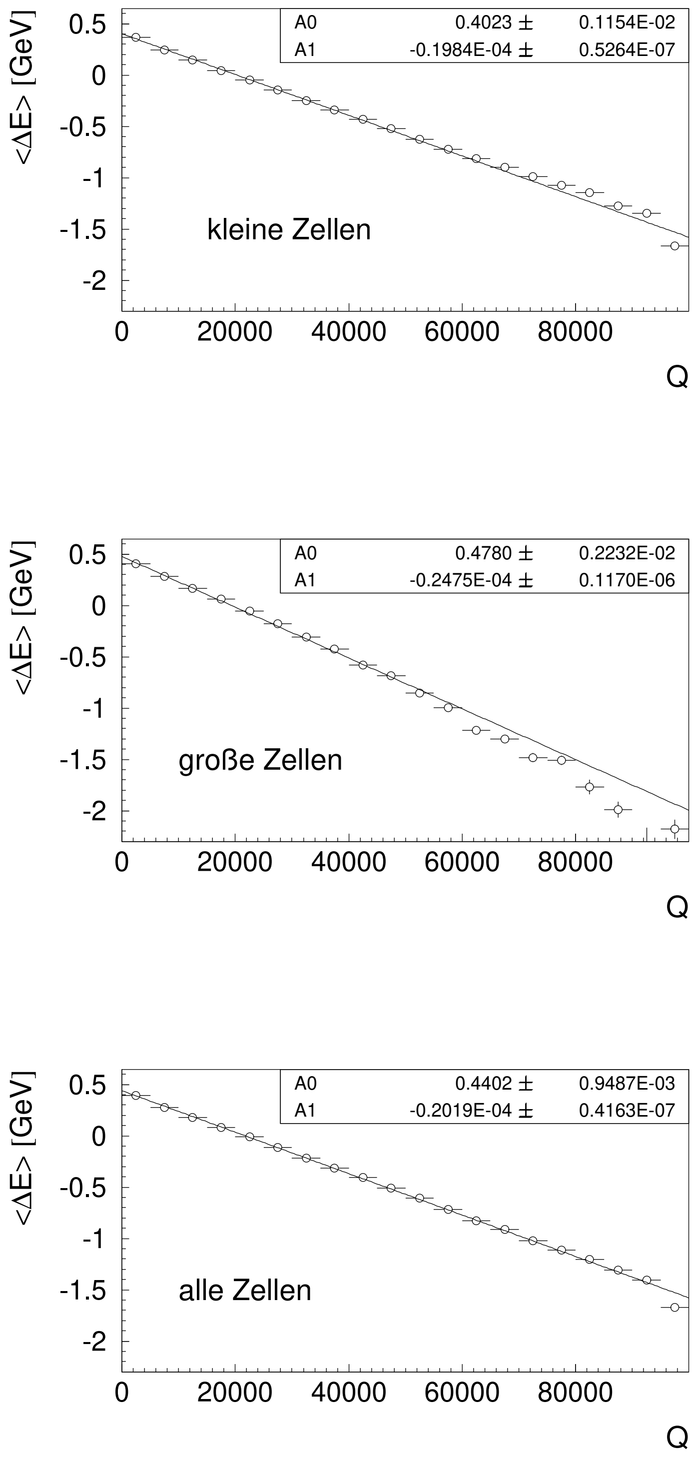


Abbildung 6.10: Korrelation zwischen Energieverlust und in der BDC deponierter Ladung für Elektronen des kinematischen Peaks (Doppelwinkel-Kalibration).

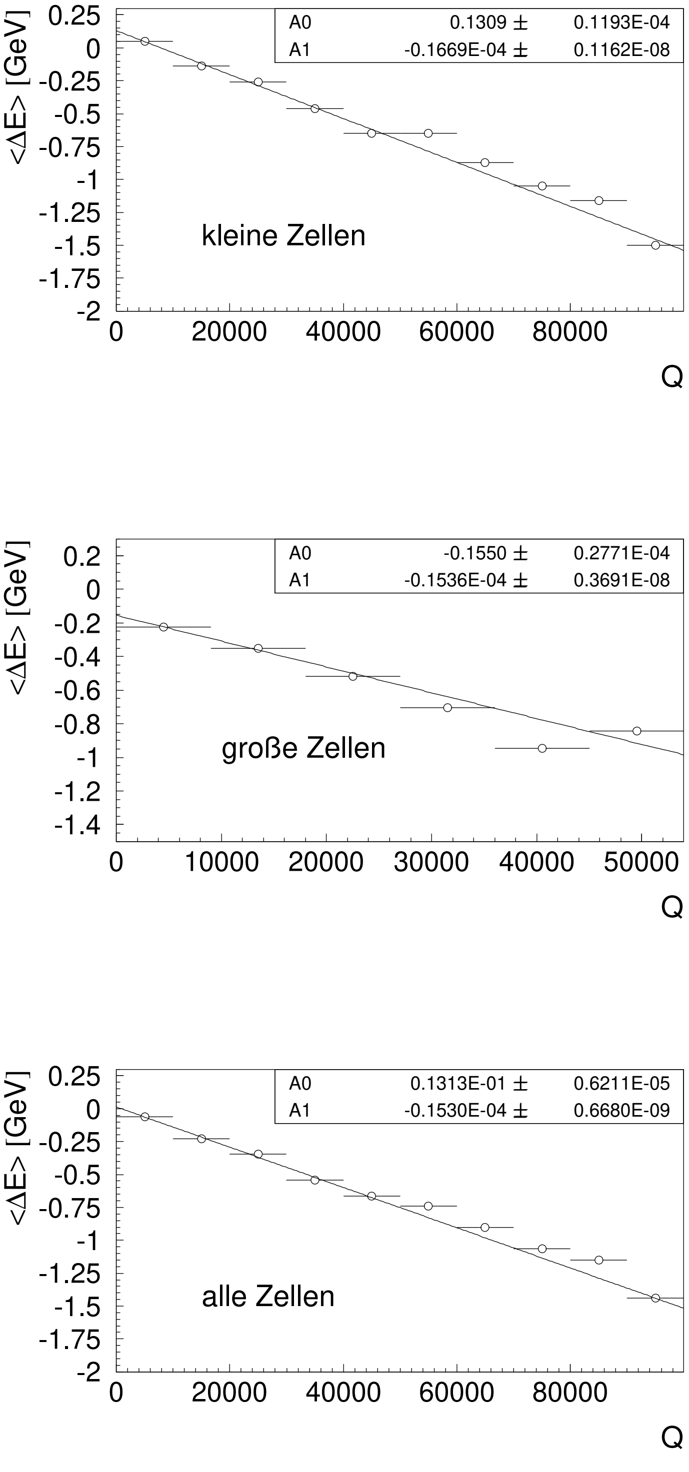


Abbildung 6.11: Angepaßte Korrekturgerade für QED-Compton-Ereignisse (Energie aus Doppelwinkel-Kalibration).

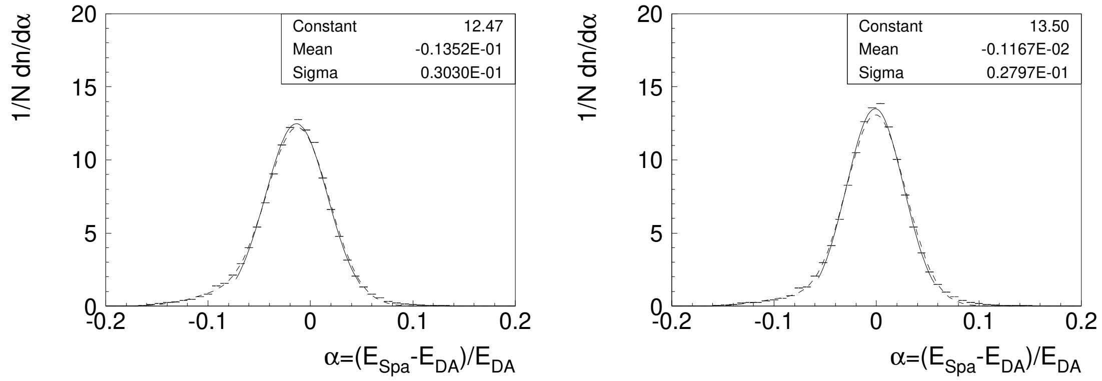


Abbildung 6.12: Mittlere Abweichung der im SpaCal gemessenen Energie (Standardkalibration) von der Energie die mit der Doppelwinkelmethode berechnet wurde im Bereich des kinematischen Peaks. Das Sigma der an den Zentralbereich der Verteilung angepaßten Gaußfunktion definiert die Auflösung des SpaCals. Links ist die Verteilung vor der Korrektur und rechts nach der Korrektur dargestellt.

gemessenen Energie (aus Standardkalibration) von der Energie, die mit der Doppelwinkelmethode berechnet wurde, für Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks vor und nach der Korrektur Gl. (6.5). Die Verteilung wird insgesamt gut von zwei überlagerten Gaußfunktionen beschrieben. Für die Beschreibung des zentralen Bereichs genügt eine einfache Gaußfunktion, deren Sigma die Energieauflösung des SpaCals definiert. In Tabelle 6.3 sind die Energieauflösungen (im Bereich des kinematischen Peaks) der Kalibrationen vor und nach der Korrektur aufgeführt.

Kalibrationsmethode	$\sigma_{Spa}(E > 23\,\mathrm{GeV})$	Mittelwert
Standard	0.03030	-0.01352
Standard nach Korrektur	0.02797	-0.001167
Doppelwinkel	0.02983	0.004721
Doppelwinkel nach Korrektur	0.02792	0.001753

Tabelle 6.3: Auflösung des SpaCals σ_{Spa} und Mittelwerte der angepaßten Gaußfunktionen der verschiedenen Kalibrationen und Korrekturen im Bereich des kinematischen Peaks ($E > 23\,GeV$).

Die Korrektur bewirkt zusätzlich zu einer Verbesserung der Auflösung um ca. 8%

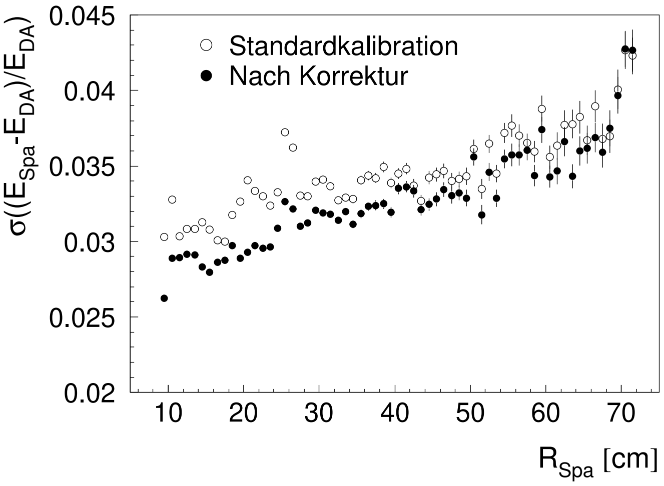


Abbildung 6.13: Energieauflösung des SpaCals als Funktion des SpaCal-Radius im Bereich des kinematischen Peaks (E >23 GeV).

für die Standardkalibration bzw. ca. 6.5% für die Doppelwinkel-Kalibration eine Verschiebung des Mittelwerts der Verteilung näher zum Nullwert. Man erkennt außerdem, daß die Doppelwinkel-Kalibration im wesentlichen nur diesen Mittelwert verschiebt und keine große Verbesserung der Auflösung (1.5%) erzielt. Die beiden Korrekturen Gl. (6.5) und Gl. (6.7) führen zu den gleichen Resultaten, d.h. es gibt keine entscheidende Verbesserung, wenn man die Korrektur auf der zusätzlichen zellweisen Doppelwinkel-Kalibration aufbaut.

Da das passive Material vor der BDC geometrisch nicht gleichverteilt ist, erwartet man, daß sich auch die Korrektur in verschiedenen Regionen des SpaCals unterschiedlich auswirkt. Abbildung 6.13 zeigt die SpaCal-Auflösung vor und nach der Korrektur als Funktion des SpaCal-Radius für Elektronen des kinematischen Peaks. Große Effekte der Korrektur sind im Bereich nahe des Strahlrohrs insbesondere bei 20 cm zu erkennen. Da sich in diesem Bereich besonders viel passives Material befindet, erwartet man eine hohe Schaueraktivität der Teilchen und damit eine entsprechend große Verbesserung der Energieauflösung durch die Korrektur (man vergleiche dazu Abb. 3.5).

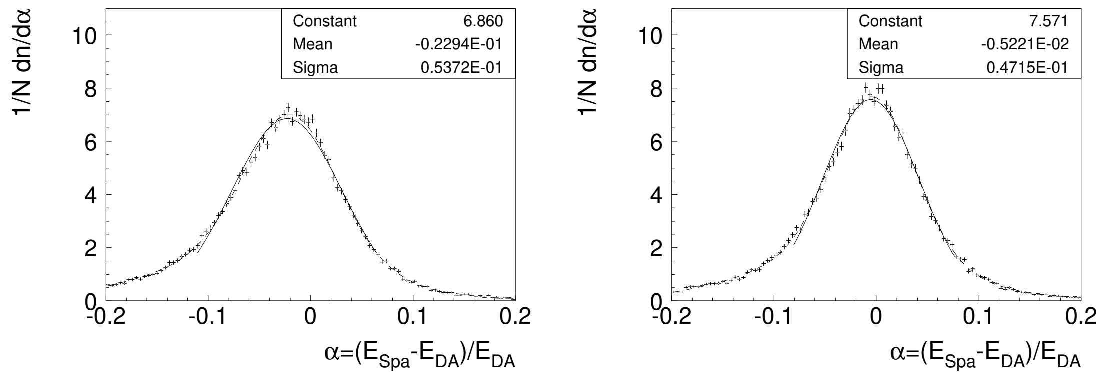


Abbildung 6.14: Mit QED-Compton-Ereignissen ermittelte mittlere Abweichung der im SpaCal gemessenen Energie von der mit der DW-QED-Methode berechneten Energie. An den zentralen Bereich der Verteilung wird eine Gaußfunktion angepaßt, um die Energieauflösung in Energiebereich der QED-Compton-Ereignisse zu bestimmen. Links ist die Verteilung vor und rechts nach der Korrektur gezeigt.

Die Energieauflösung des SpaCals im Energiebereich[6] $4\,\mathrm{GeV} < E < 24\,\mathrm{GeV}$ wird analog zu der Methode im Bereich des kinematischen Peaks mit QED-Compton-Ereignissen und der QED-DW-Methode bestimmt. Abbildung 6.14 zeigt die angepaßte Gaußfunktion an die Verteilung der mittleren Abweichung der im SpaCal gemessenen Energie von der mit der QED-DW-Methode berechneten Energie. In beiden Abbildungen wird die Energie und Korrektur der Standardkalibration verwendet. In Tabelle 6.4 sind die Energieauflösungen und Mittelwerte der Gaußfunktion, die mit den QED-Compton-Ereignissen ermittelt wurden, für die Kalibrationen und ihre Korrekturen aufgelistet. Man kann wieder beobachten, daß die Doppelwinkel-Kalibration die Energieauflösung nicht wesentlich verbessert aber die Energieskala in die richtige Richtung, d.h. näher gegen den Nullwert, verschiebt. Die Korrekturen verbessern die Energieauflösung um 12% (Standardkalibration) bzw. 10% (Doppelwinkel-Kalibration). Der Effekt der Korrektur in diesem Energiebereich ist größer als im Bereich des kinematischen Peaks, obwohl die Korrekturfunktion Gl. (6.5), die für die Elektronen im Bereich des kinematischen Peaks gefunden wurde, verwendet wird.

---

[6] Die Nichtlinearität des SpaCals wird für die folgenden Untersuchungen nicht korrigiert.

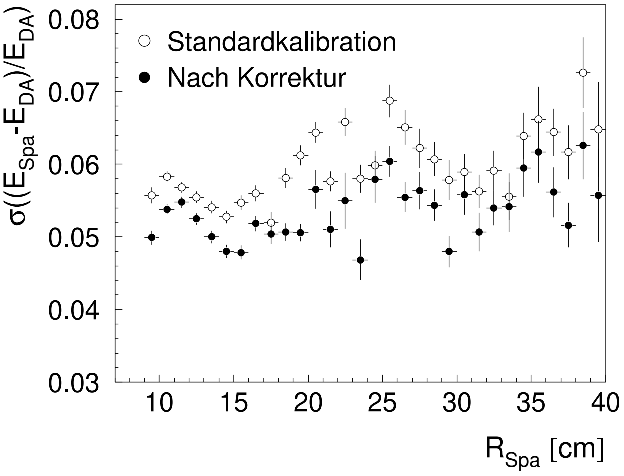


Abbildung 6.15: Energieauflösung des SpaCals als Funktion des SpaCal-Radius im Energiebereich (4 GeV $<$ E $<$ 23 GeV) ermittelt durch QED-Compton-Ereignisse. Aufgrund der beschränkten Statistik dieser Ereignisse in der äußeren Region des SpaCals ist nur der Radiusbereich bis 40 cm dargestellt.

Die Radiusabhängigkeit der Korrektur ist in Abbildung 6.15 dargestellt. Der größte Effekt ist analog zu den Elektronen des kinematischen Peaks (siehe Abb. 6.13) auch hier wieder im Bereich kleiner SpaCal-Radien $R_{Spa} < 25\,\mathrm{cm}$ zu sehen.

Kalibrationsmethode	σ_{Spa}(4 GeV$<E<$24 GeV)	Mittelwert
Standard	0.05372	-0.02294
Standard nach Korrektur	0.04715	-0.005221
Doppelwinkel	0.05263	-0.001415
Doppelwinkel nach Korrektur	0.04725	-0.001140

Tabelle 6.4: Auflösung des SpaCals σ_{Spa} und Mittelwerte der angepaßten Gaußfunktionen, die sich aus der Untersuchung mit QED-Compton-Ereignissen ergeben, für die verschiedenen Kalibrationen und Korrekturen.

6.3.2 Auswirkungen der Korrektur auf die Linearität des SpaCals

Das nichtlineare Verhalten des SpaCals in der Energiemessung wurde ausführlich in Abschnitt 6.1.2 diskutiert. Dort wurden durch Schnitte auf die Hitmultiplizität in der BDC nicht-aufschauernde QED-Compton-Ereignisse selektiert, mit denen gezeigt wurde, daß die Linearität des SpaCals durch den Energieverlust der Teilchen im passiven Material nicht beeinflußt wird und für die nicht-schauernden Ereignisse im Mittel eine $1-2\%$ größere Energie im SpaCal gemessen wird. Um die Korrektur des Energieverlustes im passiven Material im mittleren Energiebereich zu überprüfen, werden die korrigierten Daten mit den nicht-schauernden QED-Compton-Ereignissen verglichen.

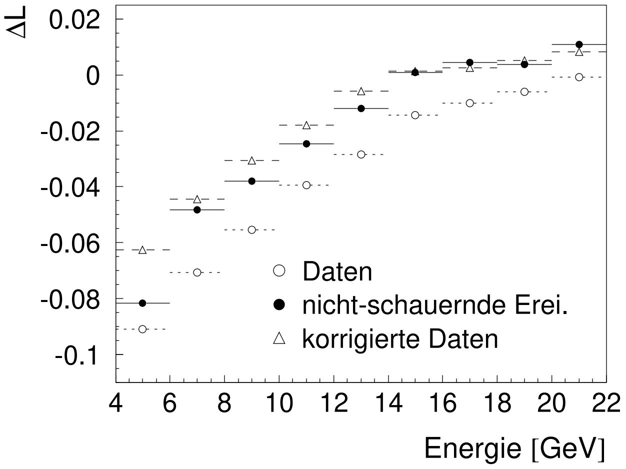


Abbildung 6.16: Nichtlinearität des SpaCals für die auf Energieverlust korrigierten QED-Compton-Ereignisse (offene Dreiecke). Die Kurven der korrigierten Daten und der nicht-schauernden Ereignisse (schwarze Punkte) stimmen im Energiebereich $E >$ 14 GeV gut überein. Zum Vergleich sind auch die unkorrigierten QED-Compton-Ereignisse (Daten - offene Kreise) dargestellt.

Abbildung 6.16 zeigt die Nichtlinearität des SpaCals für die korrigierten Daten, für die nicht-schauernden Ereignisse und zum Vergleich auch für die unkorrigierten

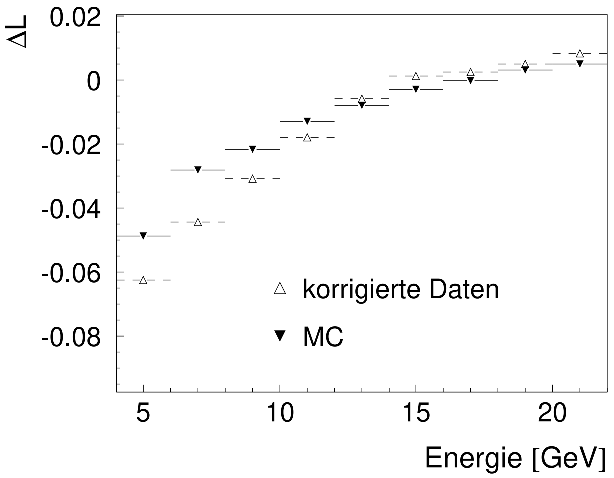


Abbildung 6.17: Vergleich der Nichtlinearität des SpaCals zwischen korrigierten Daten und kalibrierter Monte-Carlo-Simulation.

Daten. Ab 14 GeV stimmen die gemessenen Energien der korrigierten Daten und den nicht-schauernden Ereignissen sehr genau überein. Im Energiebereich $E < 14\,\mathrm{GeV}$ werden die Daten dagegen leicht überkorrigiert.

Der Vergleich der Nichtlinearität zwischen den korrigierten Daten und der mit der Doppelwinkelmethode kalibrierten Monte-Carlo-Simulation (siehe Abbildung 6.17) zeigt, daß die Korrektur besonders im Energiebereich $E > 10\,\mathrm{GeV}$ zu einer besseren Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation führt (man vergleiche dazu Abb. 6.2). Für kleine Energien $E < 10\,\mathrm{GeV}$ gibt es hingegen auch nach der Korrektur noch Abweichungen um ca. 1%.

6.3.3 Auswirkungen der Korrektur auf die Rekonstruktion der invarianten π^0-Masse

Die feine Granularität und gute Auflösung des SpaCals (siehe Tabelle 2.2) hinunter zu kleinen Energien erlaubt es den ($\pi^0 \to 2\gamma$)-Zerfall aufzulösen. Das invariante Massenspektrum der beiden γ-Quanten kann zur Kalibration und Überprüfung der

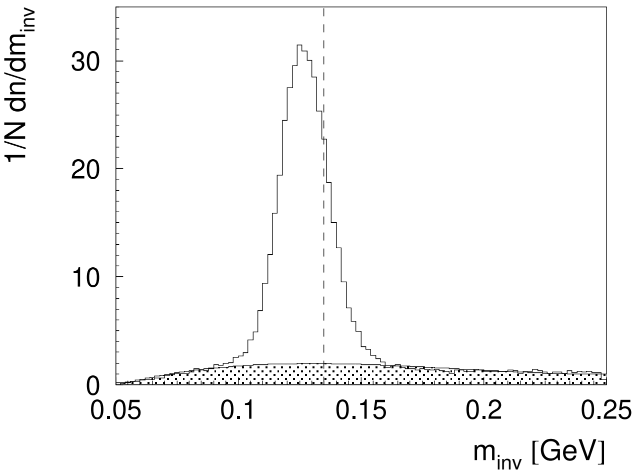


Abbildung 6.18: Verteilung der invarianten Masse für ein Paar von SpaCal-Clusters, das die Selektionskriterien für einen π^0-Kandidaten erfüllt. Der höherenergetische Cluster wird auf den Energieverlust im passiven Material korrigiert. Die gestrichelte Linie deutet den Nominalwert der π^0-Masse $m_{\pi^0} = 0.135$ GeV an.

Energieskala des SpaCals benutzt werden. Die invariante Masse berechnet sich zu:

$$m_{inv} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})} \tag{6.8}$$

$E_{1(2)}$ ist die Energie des ersten (zweiten) Clusters und $\theta_{\gamma\gamma}$ ist der Öffnungswinkel, der durch den Vertex und die beiden SpaCal-Cluster definiert wird. Der Energiebereich der Photonen aus dem π^0-Zerfall beträgt $0.5\,\mathrm{GeV} < E_\gamma < 5\,\mathrm{GeV}$. Die Auswirkungen der Korrektur des Energieverlustes im passiven Material können damit auch für kleine Clusterenergien (unterhalb der Energien der QED-Compton-Ereignisse) untersucht werden. Die Selektion der π^0-Kandidaten wurde für diese Studie von der ELAN-Arbeitsgruppe übernommen [29].

Abbildung 6.18 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für ein Paar von SpaCal-Clustern, das die Selektionskriterien für einen π^0-Kandidaten erfüllt, nach Anwendung der Korrektur auf den Energieverlust. Die Korrektur wird dabei nur auf den ersten, höherenergetischen Cluster angewendet, während für den zweiten Cluster gefordert wird, daß es keine BDC-Spur für diesen Cluster gibt. Damit sollen

π^0-Ereignisse selektiert werden, bei denen das zweite Photon nicht konvertiert und aufschauert. Da aus technischen Gründen keine BDC-Ladungsinformation für den zweiten Cluster in der π^0-Selektion zur Verfügung stand, mußte dieser Weg gegangen werden.

Für den ersten Cluster wird für das konvertierte Photon die Korrektur Gl. (6.5) verwendet. Die Auswirkungen dieser Korrektur werden untersucht, indem an die Verteilungen der invarianten Massen vor und nach der Korrektur im Bereich des Maximums eine Gaußfunktion angepaßt wird. In Tabelle 6.5 sind der Mittelwerte und das Sigma der angepaßten Gaußfunktionen aufgeführt. Die Korrektur verändert die Werte nur unwesentlich, verschiebt aber die Massenverteilung näher an den Nominalwert der π^0-Masse ($m_{\pi^0} = 0.135\,\text{GeV}$) und verbessert die Auflösung um ca.1%. Die Abweichung des Mittelwerts der Gaußverteilung von der nominalen π^0-Masse ist auch nach der Korrektur groß. Das deutet darauf hin, daß in diesem Energiebereich die Nichtlinearität des SpaCals, die für diese Untersuchung nicht korrigiert wurde, ein größeres Problem darstellt als der Energieverlust durch Schauerentwicklung.

	σ_G	Mittelwert [GeV]
vor Korrektur	0.01074	0.1258
nach Korrektur	0.01064	0.1270

Tabelle 6.5: Sigma und Mittelwert der an die Verteilung der invarianten Masse angepaßten Gaußfunktionen.

6.3.4 Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation

Die Unterschätzung des passiven Materials in der Monte-Carlo-Simulation führt zu einer Diskrepanz in den Energiespektren zwischen Daten und der Simulation. Da die Monte-Carlo-Simulation benutzt wird, um die Akzeptanz der Messung der tiefinelastischen Streuung zu bestimmen [32, 33], ist die Beschreibung der gemessenen Verteilungen durch die Mont-Carlo-Simulation von entscheidender Bedeutung. Die Korrektur auf den Energieverlust im passiven Material sollte die Beschreibung der

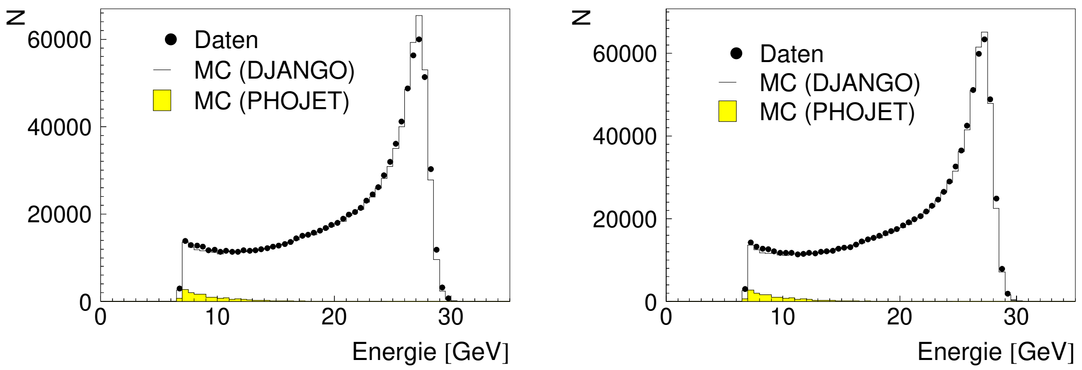


Abbildung 6.19: Energieverteilung der für die F_2-Analyse selektierten Elektronen. Links ist die Verteilung vor der Korrektur und rechts nach der Korrektur dargestellt. PHOJET ist der Monte-Carlo-Generator zur Simulation des Photoproduktionsuntergrundes (schattierter Bereich).

gemessenen Energieverteilung durch die Monte-Carlo-Simulation verbessern[7]. In die F_2-Analyse der ELAN-Arbeitsgruppe wurde die Korrekturfunktion Gl.(6.7) verwendet (siehe Abschnitt 6.2.2). Abbildung 6.19 zeigt die Auswirkungen dieser Korrektur auf das Energiespektrum der selektierten Elektronen für die F_2-Analyse. Die Verteilung der Energie wird durch die Korrektur auf den Energieverlust schmaler und die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation im Bereich des kinematischen Peaks wird durch die Korrektur verbessert. Da die Korrektur die Energieskala verschiebt (siehe Abschnitt 6.3.1), muß die Energieskala der Monte-Carlo-Simulation an die Skala der korrigierten Daten angepaßt werden. Im Energiebereich unter 23 GeV ist die Übereinstimmung schon vor der Korrektur nahezu perfekt und wird durch die Korrektur auch nicht bemerkbar verändert.

Beim QED-Compton-Prozeß können sowohl Elektron als auch Photon im passiven Material aufschauern und Energie dort deponieren. Deshalb erkennt man eine besonders große Diskrepanz zwischen Daten und der Monte-Carlo-Simulation in der Energieverteilung der Summe der beiden Cluster. Abbildung 6.20 zeigt diese Energieverteilungen vor und nach der Korrektur. Dabei wird die Korrektur auf den Ener-

---

[7] Um die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation zu verbessern, kann man natürlich auch versuchen, das passive Material in der Simulation besser zu beschreiben [34]. Eine realistische Beschreibung ist im Detail aber sehr schwierig.

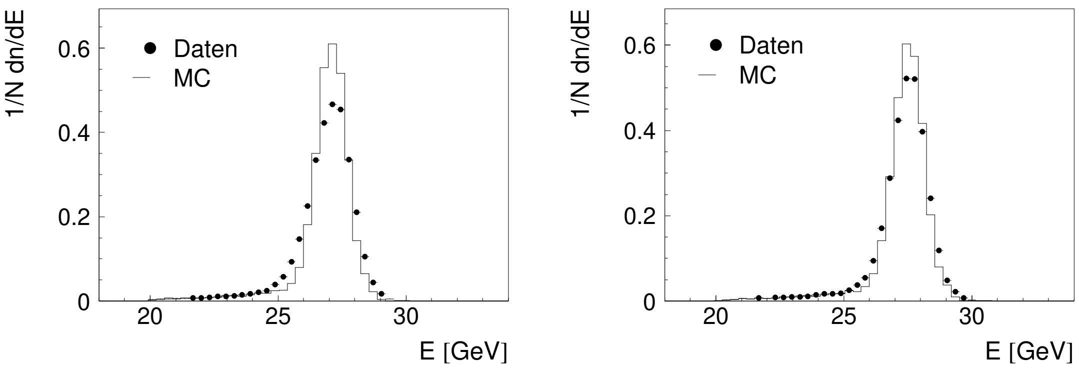


Abbildung 6.20: Die Energieverteilung der Summe der beiden Cluster des QED-Compton-Prozesses. Links ist die Verteilung vor der Korrektur und rechts nach der Korrektur dargestellt.

gieverlust für beide Cluster angewendet. Auch hier wird für den Vergleich mit den korrigierten Daten die Energieskala der Monte-Carlo-Simulation verschoben und der Skala der korrigierten Daten angepaßt. Durch die Korrektur wird die Energieverteilung der korrigierten Daten schmaler und die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation deutlich verbessert.

Die Korrektur auf den Energieverlust führt für Elektronen des kinematischen Peaks und QED-Compton-Ereignisse zu einer besseren Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation und beweist damit ihre Verwendungsfähigkeit in einem großen Energiebereich.

Zusammenfassung

Analysen inklusiver Wirkungsquerschnitte, z.B. die Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 erfordern eine hohe Präzision in der Messung der Energie und des Streuwinkels des Elektrons, da durch hohe Statistik der aufgenommenen Daten in den letzten Jahren der systematische Fehler der Messung gegenüber dem statistischen an Bedeutung gewinnt. Die Auflösung der Energiemessung im Rückwärtsbereich des H1-Experimentes zu verbessern war Ziel dieser Arbeit.

Die gute Energieauflösung des SpaCals, dem Kalorimeter im Rückwärtsbereich, wird verschlechtert, indem Teilchen im passiven Material vor dem Kalorimeter aufschauern und dort Energie deponieren. Die Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers hat eine erhöhte Teilchenmultiplizität in der BDC, einer direkt vor dem SpaCal befindlichen Driftkammer, zur Folge. In dieser Arbeit wurde die in der BDC deponierte Ladung benutzt, um diese Teilchenmultiplizität zu quantifizieren. Um die Ladung möglichst präzise zu messen, wurde eine Ladungskalibration der BDC vorgenommen. Es wurden dann Korrelationen zwischen der in der BDC deponierten Ladung und dem Energieverlust untersucht. Zur Berechnung des Energieverlustes werden Referenzenergien benötigt, die unabhängig von der Energiemessung des SpaCals sind. Für diese Arbeit wurden zwei unterschiedliche Ereignisklassen, Elektronen des kinematischen Peaks und QED-Compton-Ereignisse, selektiert, für die eine Referenzenergie aus den Winkeln der Teilchen im Endzustand (Doppelwinkelmethoden) leicht berechenbar ist. Bei der Selektion wurde darauf geachtet, daß die Doppelwinkelmethoden eine gute Energieauflösung für die selektierten Ereignisse besitzten. Mit den beiden verschiedenen Ereignisklassen konnte die Korrelation zwischen in der BDC deponierten Ladung und dem Energieverlust in einem großen Energiebereich studiert werden. Zusätzlich wurden zwei verschiedene Energiekalibrationen des SpaCals für diese und alle folgenden Untersuchungen berücksichtigt. In allen Fällen konnte ein linearer Zusammenhang zwischen der Ladung in der BDC und dem Energieverlust im passiven Material beobachtet werden. Es ergaben sich leichte Unterschiede zwischen den Korrelationen für die Elektronen des kinematischen Peaks und den QED-Compton-Ereignissen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt wurden. Es wurde sich trotzdem dafür entschieden eine globale, d.h. für den ganzen Energiebereich gültige, Korrekturfunktion aus dem linearen Zusammenhang zwischen Ladung und Energieverlust zu erstellen. Diese Korrektur wurde in die ELAN-Analyse der F_2-Strukturfunktion integriert. Es zeigte sich, daß diese Korrektur im gesamten Energiebereich zu guten Ergebnissen führt. Die Auflösung der Energiemessung im Rückwärtsbereich konnte durch die Korrektur um bis zu 12% verbessert werden. Für besonders kleine Energien wurde die in dieser Arbeit entwickelte Korrektur auf den Energieverlust getestet, indem der Einfluß der Korrektur auf die Verteilung der invarianten Masse für zwei SpaCal-Cluster aus einem vermeintlichen π^0-Zerfall untersucht wurde. Die Korrektur auf den Energieverlust brachte hier nur minimale Verbesserungen (ca. 1-2%), denn in diesem Energiebereich wird die Energiemessung des SpaCals durch das Problem ihrer Nichtlinearität dominiert. Im Zuge dieser Arbeit konnte festgestellt werden, daß die Nichtlinearität des SpaCals in der Energiemessung nicht durch das Aufschauern der Teilchen im passiven Material des Rückwärtsbereichs erklärt werden kann.

Weiter konnte durch die Korrektur auf den Energieverlust die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation für das Energiespektrum der Elektronen des kinematischen Peaks verbessert werden. Ebenfalls deutliche Verbesserungen zeigte die Anwendung der Korrektur auf das Energiespektrum der Summe der beiden Cluster aus den QED-Compton-Ereignissen.

Literaturverzeichnis

[1] H. U. Bentvelsen et al., *Proceedings of the workshop Physics at HERA*, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, Hamburg (1991)

[2] U. Bassler and G. Bernardi, *Structure Function Measurements and Kinematic Reconstuktion at HERA*, DESY 97-137 (1997).

[3] U. Bassler and G. Bernardi, Nucl. Instr. and Meth. **A361** (1995) 197.

[4] M. Klein, *Proceedings of the Workshop Physics at HERA*, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, Hamburg (1991) 71.

[5] A. M. Cooper-Sakar, R. C. E. Devenish, A. De Roeck, *Structure Functions of the Nucleon and their Interpretation*, DESY 97-226 (1997).

[6] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, Wiley & Sons New York (1994).

[7] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[8] J. D. Bjorken, Phys. Rev.**179** (1969) 1547.

[9] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[10] C. G. Callan and D.Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.

[11] A. Courau, P. Kessler, Phys. Rev. **D46** (1992) 117.

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

[13] L. Suszycki, *Proceedings of the HERA Workshop*, ed. R. D. Peccei, Hamburg (1987).

[14] H1-Collaboration (I. Abt et al.), Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310-348.

[15] R. Wallny, *Untersuchungen des strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit Universität Heidelberg (1996).

[16] M. Mechenbier, *Der Einfluß nicht-sensitiven Detektormaterials auf die Elektronrekonstruktion im Rückwärtsbereich von H1*, Diplomarbeit Universität Heidelberg (1994).

[17] E. Longo and I. Sestili, Nucl. Instr. and Meth. **128** (1975) 283.

[18] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, Wissenschaftsverlag (1993).

[19] B. Schwab, *Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experimentes*, Dissertation Universiät Heidelberg (1996).

[20] W. Diethorn, U.S. AEC Rep. NYO-6628 (1956).

[21] V. Vanha-Honko, Nucl. Instr. and Meth. **A176** (1980) 213-215.

[22] B. Rossi, K. Greisen, Rev. Mod. Phys., **13** (1941) 240.

[23] A. Meyer, *Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components SpaCal and BDC*, Dissertation Universität Hamburg (1997).

[24] R. Stamen, *Analyse quasireeller QED-Compton-Ereignisse*, Diplomarbeit Universität Dortmund (1998).

[25] R. Maraček, *A Study of Quasi-Real QED Compton Events at HERA*, Dissertation SAS Kosiče (1998).

[26] A. A. Glazov, Persönliche Mitteilung.

[27] R. Wallny, Persönliche Mitteilung.

[28] A. Meyer, Internal Note H1-12/97-532 (1997).

[29] A. A. Glazov, *Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA*, Dissertation Universiät Berlin (1998).

[30] H1 SPACAL Group, Nucl. Instr. and Meth. **A374** (1996) 149.

[31] S. Schleif, *Messung der Protonstruktur* $F_2(x, Q^2)$ *mit Ereignissen aus radiativer Elektron-Proton-Streuung am H1-Detektor unter besonderer Berücksichtigung des rückwärtigen Kalorimeters*, Dissertation Universität Heidelberg (1998).

[32] J. Lipinski, *Bestimmung der Protonstrukturfunktion* F_2 *bri großen Impulüberträgen am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation Universität Hamburg (1996).

[33] R. Buchholz, *Messung der Proton-Strukturfunktion* F_2 *bei niedrigen Bjorken* x *und Impulsüberträgen* Q^2 *mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation Universität Hamburg (1996).

[34] R. Stamen, M. Fleischer, L. Favart, Internal Note H1-11/98-554 (1998).

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

....
(Unterschrift)