



Michael Erz

Kalibrierung elektromagnetischer Kalorimeter
im rückwärtigen Bereich des Detektors H1

Diplomarbeit

HD-KIP-07-no

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Michael Erz
aus Almaty
2007

**Kalibrierung elektromagnetischer Kalorimeter im rückwärtigen
Bereich des Detektors H1**

**Die Diplomarbeit wurde von *Michael Erz* ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. *Hans-Christian Schultz-Coulon***

Kalibrierung elektromagnetischer Kalorimeter im rückwärtigen Bereich des Detektors H1

In der Elektron-Proton-Streuung am H1-Experiment bei HERA werden elektromagnetische Kalorimeter u.a. für die Messung der Luminosität und für den Nachweis des gestreuten Elektrons verwendet. Zur Kalibrierung der Kalorimeter sind Prozesse mit einer klaren Ereignissignatur, wie der elastische QED-Compton- und der Bethe-Heitler-Prozess, besonders geeignet. Beim Bethe-Heitler-Prozess werden das gestreute Elektron und Photon aufgrund eines sehr kleinen Streuwinkels erst im H1-Luminositätssystem detektiert und deshalb für die Kalibrierung der dort befindlichen Detektoren verwendet. Der Endzustand des elastischen QED-Compton-Prozesses ist gekennzeichnet durch ein Photon und ein Elektron, die im Azimutwinkel in entgegengesetzter Richtung auseinanderfliegen. Bei H1 werden daher zwei Energiedepositionen im rückwärtigen Spaghetti-Kalorimeter SPACAL registriert. Da die Streuung hauptsächlich elastisch erfolgt, besitzt das Elektron-Photon-System die Energie des einlaufenden Elektrons. Mithilfe dieser für die oben genannten Prozesse geltenden Eigenschaft kann ein Kalorimeter kalibriert bzw. eine vorhandene Kalibrierung untersucht werden. Für das SPACAL ist diese Methode insbesondere im mittleren Energiebereich ($4 - 24 \text{ GeV}$) geeignet. Es werden Kalibrierungsergebnisse des SPACAL für die Datennahmeperiode 2005/2006 und eine Untersuchung der Elektrondetektorkalibrierung für 2006 vorgestellt.

Calibration of electromagnetic calorimeters in backward region of the detector H1

In electron proton scattering at the H1 experiment (at HERA) electromagnetic calorimeters are used for the measurement of the luminosity and for the detection of the scattered electron. Processes with a clear event signature, like the elastic QED Compton and the Bethe-Heitler process, are especially suited for the calibration of the calorimeters. The scattered electron and photon from the Bethe-Heitler process are detected in the H1 Luminosity System only because of a very small polar scattering angle. Therefore, this process is used for the calibration of the detectors located there. The final state of the elastic QED-Compton Process is marked by a photon and an electron which scatter back-to-back in the azimuthal angle. Hence, two energy depositions are registered in the backward Spaghetti Calorimeter SPACAL. Since the scattering occurs primarily elastically, the electron-photon-system has the energy of the incident electron. Due to this feature of the above-mentioned processes a calorimeter can be calibrated or an available calibration can be examined. For the SPACAL this method is suitable in particular in the range of medium energies ($4 - 24 \text{ GeV}$). Results of the SPACAL calibration are shown for the 2005/2006 running period, and the Electron Tagger calibration is studied for 2006.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zielsetzung der Arbeit	2
2	Kinematik der Elektron-Proton-Streuung	5
2.1	QED-Compton-Ereignisse	8
2.2	Bethe-Heitler-Ereignisse	9
2.3	Rekonstruktion der Streukinematik	10
3	HERA und das H1-Experiment	13
3.1	Der Speicherring HERA	13
3.2	Der H1-Detektor	14
3.3	Das Kalorimeter SPACAL	20
3.4	Die Spurdetektoren BST und BPC	21
3.5	Das H1-Luminositätssystem und die Luminositätsmessung	22
3.6	Die Detektorsimulation	26
4	Kalibrierung des SPACAL	27
4.1	Elektromagnetischen Kalibrierungsverfahren	27
4.2	DA-Kalibrierung mit elastischen QEDC-Ereignissen	29
4.3	Ereignisselektion	31
4.4	Polarwinkelmessung	37
4.4.1	Ausrichtung der Detektoren	38
4.4.2	Polarwinkelrekonstruktion in der MC-Simulation	40
4.4.3	Winkelmessung und Vertexrekonstruktion mit dem BST	42
4.4.4	Winkelmessung mit der BPC	43
4.4.5	Winkelmessung mit dem SPACAL	44
4.5	Ergebnisse	45
4.5.1	Berechnung der Doppel-Winkel-Energie	47
4.5.2	Bestimmung der Korrekturfunktionen	48
4.5.3	Anwendung der Korrektur	49

5 Kalibrierungsverfahren des Elektrondetektors	53
5.1 Ereignisselektion	55
5.2 Bestimmung des Untergrundsignals	56
5.3 Das Verfahren / lineares Regressionsproblem	57
5.4 Ergebnisse	59
6 Zusammenfassung	61
A Anhang	63
A.1 Herleitung der Formeln für die Doppel-Winkel-Energie	63
A.2 Lösung eines Gleichungssystems mit der Methode der konjugierten Gradienten	64
Literatur	65
Danksagung	69

Kapitel 1

Einleitung

Mithilfe der Theorien der Elementarteilchenphysik können die Eigenschaften der Materie erklärt werden. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) [1], das durch eine Vielzahl von Experimenten bestätigt wurde, besagt, dass die Materie aus fundamentalen Fermionen zusammengesetzt ist und Kräfte von fundamentalen Bosonen vermittelt werden. Bei Fermionen wird zwischen den Leptonen, die auch „alleine“ auftreten können, und den Quarks, die immer in Bindungszuständen existieren, unterschieden. Jede dieser beiden Teilchensorten ist in Dubletts und drei Generationen(Familien) angeordnet (siehe Tab. 1.1). Ein Dublett enthält zwei Teilchen, deren elektrische Ladungen sich um eine Elementarladung unterscheiden. Leptonen tragen keine Farbladung und Neutrinos zusätzlich keine elektrische Ladung. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen mit entgegengesetzten Quantenzahlen. Quarks treten nur in farbneutralen Bindungszuständen als Meson (Quark-Antiquark-Paar) oder Baryon (Drei-Quark-Bindung) auf. Die beobachtbare stabile Materie besteht nur aus Bausteinen der ersten Generation.

Die Kräfte zwischen den fundamentalen Fermionen werden durch die vier Eichbosonen vermittelt. Der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung ist eine entsprechende Ladung zugeordnet. Teilchen nehmen nur an jenen Wechselwirkungen teil, bezüglich derer sie eine Ladung tragen. Die Gravitation ist eine Wechselwirkung, die noch nicht mit dem Standardmodell vereinheitlicht werden konnte.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird in der Quantenelektrodynamik (QED) behandelt. Das Austauschboson der QED ist das virtuelle Photon. Die Reichweite der elektromagnetischen Kraft ist aufgrund der Masselosigkeit des Austauschbosons unendlich.

Zu der schwachen Wechselwirkung gehören drei Eichbosonen: das elektrisch neutrale Z^0 -Boson der Masse 91,2 GeV [2] sowie die einfach elektrisch geladenen W^+ - und W^- -Bosonen, die die Masse 80,4 GeV[2] besitzen. Aufgrund der Masse dieser Bosonen ist die Reichweite dieser Kraft auf $\approx 10^{-18}$ m beschränkt.

Die starke Wechselwirkung wirkt ausschließlich auf Quarks und nicht auf Leptonen. Die zugehörige Theorie wird als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet. Die Ladung der starken Wechselwirkung ist die Farbladung, die in den Farben rot, grün und blau sowie bei Antiteilchen in den zugehörigen Antifarben auftritt. Es gibt acht Eichbosonen, sog. Gluonen, die masselos sind und jeweils eine Farbladung und eine Antifarbladung tragen (Näheres hierzu siehe [3]). Die Kraft wirkt auf eine Entfernung von rund 10^{-15} m. Die Eigenschaft des „Confinement“ führt hier zu einer endlichen Reichweite.

Die elektromagnetische und die schwache Kraft können gemeinsam mit der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung [4, 5, 6] beschrieben werden. Diese Theorie postuliert die Existenz

Familie	Leptonen		Quarks	
1	e	ν_e	up	down
2	μ	ν_μ	charm	strange
3	τ	ν_τ	top	bottom

Tabelle 1.1:

Liste der fundamentalen Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik, angeordnet in drei Familien und in Dubletts, bestehend aus einem Teilchen und einem entsprechenden Neutrino.

eines weiteren Teilchens, des Higgs-Bosons. Damit wird erklärt, warum einige der Eichbosonen (und auch andere Teilchen) Masse besitzen. Bisher konnte die Existenz des Higgs-Bosons experimentell nicht bewiesen werden.

In der heutigen Teilchenphysik werden Experimente hauptsächlich durch Teilchenkollisionen an Beschleunigern durchgeführt. Es wird zwischen Ring- und Linearbeschleunigern unterschieden. In einem Ringbeschleuniger ist es möglich, das Teilchen vor der Kollision über viele Umläufe der Beschleunigungsstrecke hinweg zu speichern, daher auch die Bezeichnung „Speicherring“. Die Energie des umlaufenden Teilchens ist aber begrenzt. Beim Beschleunigen eines Elektron geht bei hohen Energien viel Energie durch Synchrotronstrahlung verloren, so dass weitere Beschleunigung über eine gewisse Energieschwelle technisch nicht mehr möglich ist. Beim Beschleunigen eines Protons spielt die Synchrotronstrahlung keine Rolle, weil sie mit der vierten Potenz der Masse des beschleunigten Teilchens abnimmt; da aber das Proton einen deutlich größeren Impuls hat, müssen die magnetischen Feldstärken der Ablenkmagnete sehr hoch sein, so dass die erreichbare Feldstärke die technische Grenze bestimmt.

Um die Ergebnisse der Kollisionen auszulesen, werden geeignete Detektoren benötigt, die möglichst viel über die Endprodukte der Reaktion verraten sollen. Interessant sind im Wesentlichen Ladung, Entstehungsort, Anzahl, Impuls, Energie und natürlich die Art des Teilchens. Die Energie wird dabei mit Kalorimetern, die vorher kalibriert werden müssen, gemessen. Für die Kalibrierung wird eine Referenzenergie verwendet, die aus anderen gemessenen Größen, wie z.B. den Streuwinkeln, berechnet wird.

Um die Struktur eines nicht-elementaren Teilchens, wie des Protons, zu erforschen, eignen sich besonders Kollisionen mit elementaren Teilchen. Einer der zur Untersuchung der Struktur des Protons benutzten Beschleuniger ist die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA (siehe Kap. 3) in Hamburg, an der das H1-Experiment (siehe Kap. 3.2) um eine der Wechselwirkungszoneen gebaut wurde.

1.1 Zielsetzung der Arbeit

Während der Kollision eines Elektrons mit einem Proton am H1-Experiment bei HERA entstehen unter anderem elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen, deren Energie mithilfe der Kalorimeter gemessen wird. Um die Energiemessung so präzise wie möglich durchführen zu können, müssen diese Detektoren kalibriert werden. Dabei soll die Energie in allen zugänglichen Energiebereichen mit gleicher Qualität gemessen werden. Hat ein Kalorimeter eine lineare Antwortfunktion, wird die Höhe des Signals proportional zur Energie des einfallenden Teilchens sein. Andernfalls wird von der Nicht-Linearität oder der Energieabhängigkeit der Energieskala gesprochen. Eine Ursache für die Nicht-Linearität kann das passive Material vor dem Kalorimeter sein, da die einfallenden Teilchen hier ein Teil ihrer Energie verlieren. Da die Menge des passiven Materials sich durch Umbauten

ändern kann, sollte eine solche Untersuchung und Rekalibrierung in regelmäßigen Zeitabständen durchgeführt werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Energieabhängigkeit der vorhandenen Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters SPACAL aufgrund des passiven Materials untersucht. Dabei wurde die Energie des gestreuten Elektrons und Photons in QED-Compton-Ereignissen mithilfe der Doppel-Winkel-Methode berechnet und mit der im SPACAL deponierten Energie verglichen.

Außerdem beschäftigt sich diese Arbeit mit der Methode, die zur Kalibrierung der Elektrondetektoren im H1-Luminositätssystem verwendet wird. Dabei spielen Bethe-Heitler-Ereignisse eine besondere Rolle.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Zunächst wird im Kapitel 2 die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung, u.a. die QED-Compton-Streuung und das Bethe-Heitler-Prozess, beschrieben.

Im Kapitel 3 wird der Speicherring HERA beschrieben, daraufhin der H1-Detektor vorgestellt und die während dieser Arbeit verwendeten Subdetektoren detaillierter beschrieben.

Nach einer kurzen Übersicht über die bei H1 verwendeten Kalibrierungsmethoden für Kalorimeter wird im Kapitel 4 die Kalibrierung des SPACAL mithilfe der elastischen QED-Compton-Ereignisse beschrieben. Nach einer Analyse der Polarwinkelrekonstruktion in den relevanten Detektoren werden Ergebnisse der Kalibrierung anhand der in den Jahren 2005 und 2006 aufgezeichneten Daten präsentiert.

Als Nächstes wird im 5. Kapitel die Kalibrierung des Elektrondetektors mit Bethe-Heitler-Ereignissen vorgestellt und für Daten des Jahres 2006 testweise durchgeführt.

Anschließend werden die Ergebnisse der beiden Kalibrierungen zusammenfassend diskutiert.

Kapitel 2

Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Bei der Elektron-Proton-Streuung kommen sowohl elastische als auch inelastische Reaktionen vor. Der elastische Fall ist dadurch gekennzeichnet, dass das Proton intakt bleibt und die Summe der kinetischen Energien erhalten ist.

Bei inelastischen Prozessen wird das Proton aufgebrochen oder seine inneren Freiheitsgrade werden angeregt, so dass die Summe der kinetischen Energien nicht erhalten ist. Unter der Anregung der Freiheitsgrade werden die so genannten Proton-Resonanzen, wie die Δ -Resonanz, verstanden, die nach einer kurzen Zeit wieder zerfallen.

In den letzten beiden Fällen ist es möglich, Informationen über den Aufbau des Protons und Wechselwirkungen zwischen seinen Konstituenten zu gewinnen. Die ep -Streuung wird durch die elektroschwach wechselwirkenden Eichbosonen vermittelt. Das Austauschboson kann dabei elektrisch neutral (γ , Z^0) oder geladen (W^\pm) sein. Es wird auch von dem „neutralen“ (NC¹) bzw. „geladenen“ (CC²) Strom gesprochen. Die entsprechenden Feynmangraphen niedrigster Ordnung sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird nur der NC-Prozess untersucht, deshalb wird im Folgenden der CC-Prozess nicht mehr erwähnt.

Die ep -Streuung wird mithilfe lorentzinvarianter Größen beschrieben, die anhand der Viererimpulse³ der an der Streuung beteiligten Teilchen berechnet werden. Hierzu zählen

das einlaufende Elektron mit dem Viererimpuls $\mathbf{k} = (E_e^0, 0, 0, -E_e^0)^T$,
das einlaufende Proton mit dem Viererimpuls $\mathbf{p} = (E_p^0, 0, 0, E_p^0)^T$ und
das gestreute Elektron mit dem Viererimpuls \mathbf{k}' ,

wobei E_e^0 , E_p^0 die Elektron- und Protonstrahlenergie sind⁴. Die für die Beschreibung der Streuung benutzten lorentzinvarianten Größen sind:

- Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} mit

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{p})^2 \approx 4E_e^0 E_p^0 ; \quad (2.1)$$

¹Neutral Current

²Charged Current

³Dreier- und auch Vierer-Vektoren werden in Formeln in Fett dargestellt. Bei Bedarf wird die richtige Bedeutung des Zeichens erklärt.

⁴Die Massen der Teilchen sind vernachlässigt.

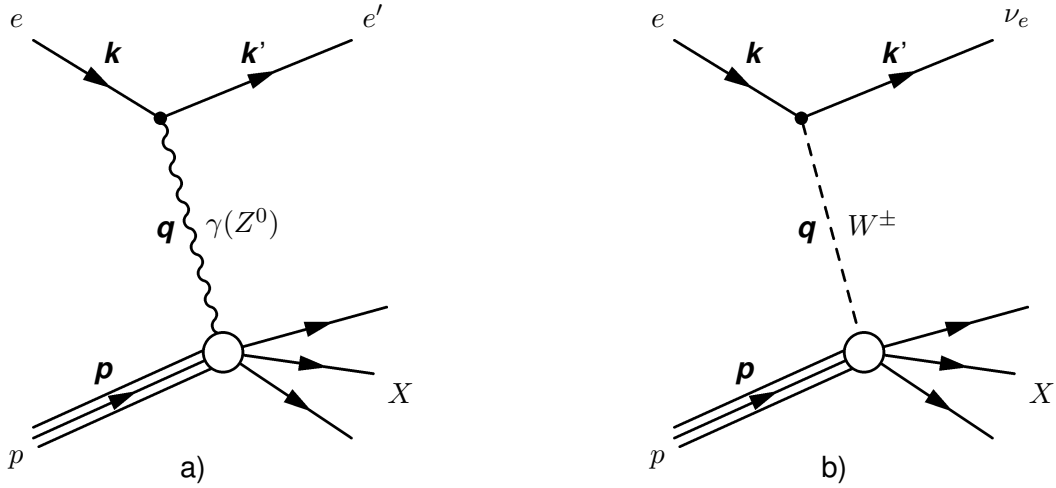


Abbildung 2.1:

Feynman-Graphen in niedrigster Ordnung für inelastische ep -Streuung mit Austausch von a) elektrisch neutralen (NC) und b) geladenen Eichbosonen (CC).

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 , die sog. Virtualität des ausgetauschten Bosons:

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \approx 2E_e^0 E_e (1 + \cos \Theta_e), \quad (2.2)$$

mit der Energie E_e des unter dem Polarwinkel Θ_e gestreuten Elektrons;

- Björken x , der Anteil des Protonimpulses, der von dem wechselwirkenden Quark getragen wird:

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}, \quad 0 < x < 1; \quad (2.3)$$

- Die Inelastizität y , der Anteil der Energie des einlaufenden Elektrons, der vom Boson getragen wird (im Proton-Ruhsystem):

$$y = \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}, \quad 0 < y < 1; \quad (2.4)$$

- Die invariante Masse M_X des hadronischen Endzustandes X :

$$M_X^2 = (\mathbf{p} + \mathbf{q})^2. \quad (2.5)$$

Unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse können die Relationen (2.6) und (2.7) abgeleitet werden, an denen erkennbar ist, dass die Anzahl der unabhängigen Messgrößen überbestimmt ist.

$$Q^2 = sxy \quad (2.6)$$

$$M_X^2 = ys - Q^2 \quad (2.7)$$

Die Schwerpunktsenergie ist durch die Strahlenergien E_e^0 und E_p^0 festgelegt ($\sqrt{s} \approx 318 \text{ GeV}$), d.h. nur zwei weitere Größen müssen gemessen werden, um die komplette Information über das stattgefundenere Ereignis zu erhalten.

Anhand des Impulsübertrags Q^2 können Streuprozesse in drei Gruppen unterteilt werden:

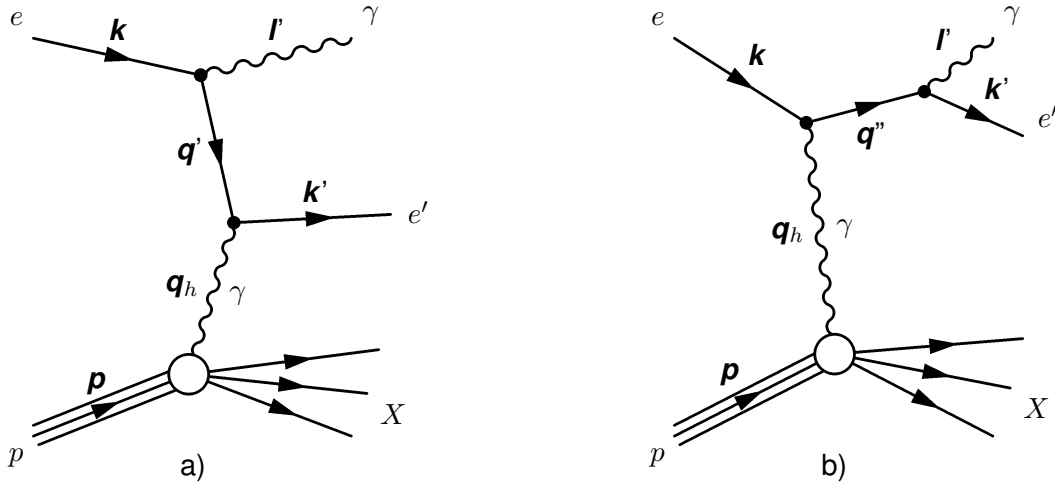


Abbildung 2.2:

Feynmangraphen der inelastischen ep -Streuung in nächsthöherer Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α : Abstrahlung eines Photons a) vor und b) nach der Wechselwirkung mit dem Proton.

$Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$ – Photoproduktion;

$Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$ – Übergangsbereich, inelastische Streuung im Resonanzfall;

$Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$ – tiefinelastische Streuung (DIS⁵).

Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des H1-Detektors, die im Kapitel 3 beschrieben wird, werden beim H1-Experiment registrierte Ereignisse mit $Q^2 \lesssim 3,5 \text{ GeV}^2$ als Photoproduktion bezeichnet. Da die Ereignisrate sich proportional zu $1/Q^4$ verhält, findet tief-inelastische Streuung deutlich seltener als Photoproduktion statt.

Zusätzlich zu den in Abbildung 2.1 dargestellten Feynmangraphen können Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Den größten Beitrag liefern Graphen in nächsthöherer Ordnung der elektromagnetischen und der starken Kopplungskonstanten. Für die QED-Compton-Streuung spielen jedoch nur Korrekturen in der elektromagnetischen Kopplungskonstanten eine Rolle. Darunter fallen Prozesse mit Abstrahlung eines reellen Photons sowie virtuelle Korrekturen. Im erstgenannten Fall kann das Photon im Detektor beobachtet werden, so dass ein direkter Vergleich von experimentellen Daten und theoretischen Vorhersagen möglich ist.

Das Photon im Endzustand kann sowohl vom Elektron als auch vom Proton emittiert werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines reellen Photons ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des emittierenden Teilchens, so dass die Emission durch das Proton stark unterdrückt ist. Im Folgenden wird deshalb ausschließlich der Fall betrachtet, bei dem das reelle Photon vom Elektron abgestrahlt wird. Die beiden möglichen Konfigurationen dieses Prozesses sind in den Feynmangraphen 2.2a,b dargestellt.

Die Virtualität des Elektrons beträgt q'^2 bzw. q''^2 für die beiden Fälle, die des ausgetauschten Photons ist gleich $q_h^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{l})^2$. Nach der Anwendung der Feynmanregeln ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [7]:

$$d\sigma(q'^2, q_h^2) \propto \frac{dq'}{q'^2 - m_e^2} \cdot \frac{dq_h}{q_h^2} \quad \text{bzw.} \quad d\sigma(q''^2, q_h^2) \propto \frac{dq''}{q''^2 - m_e^2} \cdot \frac{dq_h}{q_h^2}. \quad (2.8)$$

⁵Deep Inelastic Scattering

Es ist zu erkennen, dass die Terme bei $q'^2, q''^2 = m_e^2$ und $q_h^2 = 0 \text{ GeV}^2$ Pole aufweisen; der differenzielle Wirkungsquerschnitt wird also durch diese Bereiche dominiert. Es existieren drei Fälle, die verschiedene Signaturen im Detektor aufweisen, nämlich die tiefinelastischen Ereignisse mit kollinearen Photonen, Bethe-Heitler- und QED-Compton-Ereignisse. In folgenden Kapiteln werden diese drei Prozesse näher beschrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit spielt die Unterscheidung zwischen den Variablen q'^2 und q''^2 keine besondere Rolle. Deshalb wird im Folgenden nur von q'^2 stellvertretend für die zwei Variablen gesprochen.

Tiefinelastische Ereignisse mit kollinearen Photonen

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags des Elektrons Q^2 auf das Proton ist bei dieser Art der Streuung ungleich Null, das bedeutet, dass die Struktur des Protons aufgelöst wird. Die Streuung wird tiefinelastisch genannt, falls das ausgetauschte Photon eine hohe Virtualität aufweist, d.h. falls q_h^2 groß ist und gleichzeitig $q'^2 \rightarrow 0$. Das Elektron besitzt dann einen großen Streuwinkel und kann im Zentraldetektor nachgewiesen werden; der hadronische Endzustand ist im Allgemeinen ebenfalls im Detektor sichtbar. Die Abstrahlung des Photons besitzt hier den Charakter einer Strahlungskorrektur, wobei den beiden Feynmangraphen in der Abbildung 2.2 jeweils eine eigene experimentelle Nachweissignatur zugewiesen werden kann.

Im Fall des Graphen 2.2a emittiert das Elektron ein Photon, bevor es mit dem Proton wechselwirkt, es kommt also effektiv zu einer Verminderung der Schwerpunktsenergie des Streuprozesses. Das Photon wird vorwiegend kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt und verlässt den Detektor durch das Strahlrohr. Es wird hierbei von ISR⁶, also Abstrahlung im Anfangszustand, gesprochen. Die dem Feynmangraphen 2.2b zugeordnete Signatur wird als FSR⁷, Abstrahlung im Endzustand, bezeichnet. Hier erfolgt die Abstrahlung des Photons vorwiegend kollinear zum auslaufenden Elektron, wobei das gestreute Elektron und Photon im Allgemeinen nicht mehr als separate Teilchen im Detektor aufgelöst werden können.

2.1 QED-Compton-Ereignisse

Für $q_h^2 \rightarrow 0$ und $q'^2 \gg 0$ (siehe Abb.2.2) werden das gestreute Elektron und das gestreute Photon unter einem großen Polarwinkel detektiert, wobei der totale transversale Impuls $\mathbf{p}_{t,tot} = \mathbf{p}_{t,e} + \mathbf{p}_{t,\gamma}$ nahe bei Null liegt (äquivalent zum transversalen Impuls des ausgetauschten Photons $p_{t,\gamma^*} \rightarrow 0$). Diese Konfiguration wird als QED-Compton-Streuung (QEDC) oder auch als Weitwinkelbremsstrahlung bezeichnet. Es wird dabei angenommen, dass das Proton eine Quelle quasireeller Photonen ist, die an dem einlaufenden Elektron gestreut werden. Eine analoge Art der Streuung ist die Comptonstreuung aus der Atomphysik.

Mittels der Masse des hadronischen Endzustandes M_X werden weiterhin drei Fälle unterschieden:

- Im elastischen Fall bleibt das Proton intakt, und deshalb ist M_X gleich der Protonmasse m_p ;
- Während des quasielastischen (oder resonanten) QEDC-Prozesses geht das Proton in einen angeregten Zustand über und zerfällt kurz darauf. Dabei ist $M_X \approx m_p$;

⁶Initial State Radiation

⁷Final State Radiation

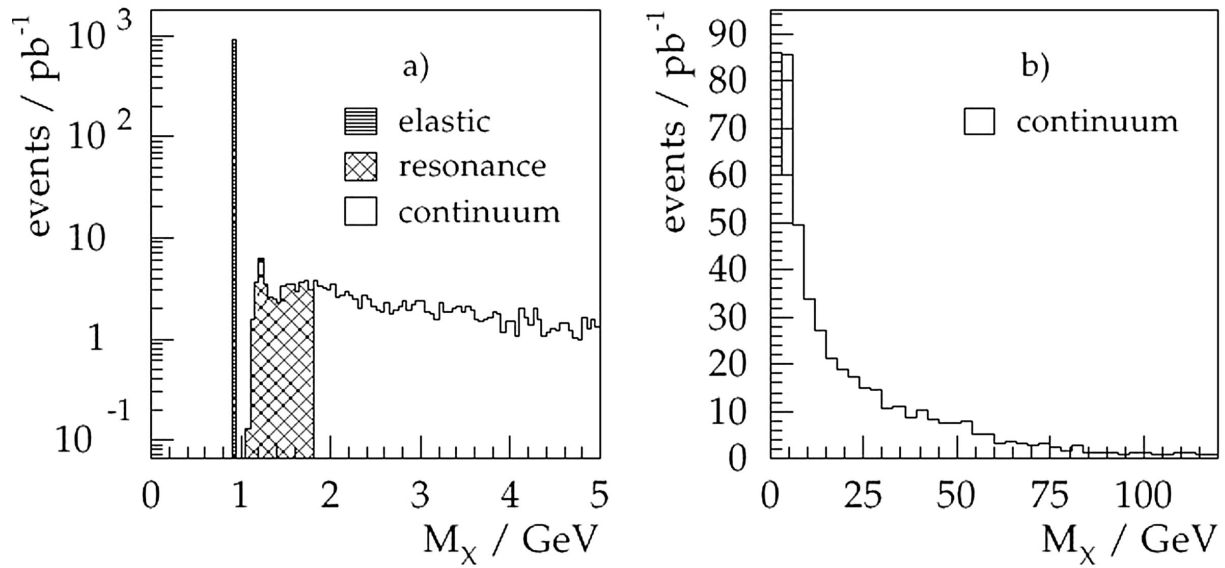


Abbildung 2.3:

Invariante Masse M_X des hadronischen Endzustandes in QEDC-Ereignissen: a) drei Beiträge zum QEDC-Wirkungsquerschnitt im Bereich kleiner M_X und b) alle inelastischen Ereignisse. [8]

- Tiefinelastisch ist die QEDC-Streuung (DICS⁸), falls die invariante Masse M_X groß gegen die Protonmasse ist, $M_X \gg m_p$. Hierbei handelt es sich um den Übergangsbereich zu der oben beschriebenen tiefinelastischen Streuung (DIS). Näheres zum Unterschied zwischen DICS und DIS siehe in [8].

Den weitaus größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt hat der elastische Prozess. In der Abbildung 2.3 ist die Anzahl der mit dem Programm COMPTON⁹ simulierten Ereignisse normiert auf die Luminosität dargestellt. Es ist eine deutlich größere Anzahl der elastischen QEDC-Ereignisse zu erkennen. Die elastische QEDC-Streuung, $ep \rightarrow e\gamma p$, wird in dieser Arbeit zur Kalibrierung des Kalorimeters SPACAL verwendet, welche im Kapitel 4 beschrieben wird.

2.2 Bethe-Heitler-Ereignisse

Für Viererimpulsüberträge nahe Null ($q'^2, q_h^2 \rightarrow 0$) erhalten das gestreute Elektron und das gestreute Photon nur sehr kleine Transversalimpulse und verlassen deshalb den Zentraldetektor durch das Strahlrohr. Sie können nur mithilfe der Detektoren im H1-Luminositätssystem (Kap.3.5) registriert werden. Solange der Viererimpulsübertrag des Elektrons $Q^2 \ll m_p^2$ ist, überwiegt die elastische Streuung. Der dominante elastische Teil des Wirkungsquerschnitts wird durch den Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozess repräsentiert.

Dieser Prozess wird für die im Kapitel 3.5 beschriebene Luminositätsmessung und für die Kalibrierung der Detektoren des H1-Luminositätssystems (siehe Kap. 5) verwendet. Der Bethe-Heitler-Prozess eignet sich besonders zur Bestimmung der Luminosität. Da q'^2 und q_h^2 Werte nahe den Polstellen besitzen, ist der Wirkungsquerschnitt sehr groß und deshalb ist auch die Ereignisrate

⁸Deep Inelastic Compton Scattering

⁹Die Simulation der Streuung wird im Kapitel 3.6 beschrieben.

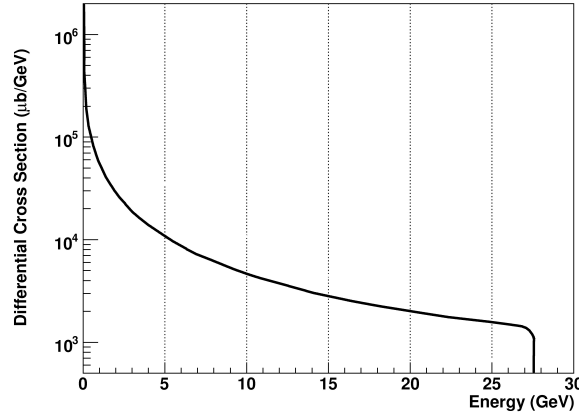


Abbildung 2.4:

Der differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\text{BH}}/dE_\gamma$ des Bethe-Heitler-Prozesses in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Photons E_γ ; der Graph besitzt die charakteristische Kante bei der Elektronstrahlenergie (hier $\approx 27,6$ GeV).

sehr hoch. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{BH}}/dE_\gamma$ gilt [9]

$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{dE_\gamma} = 4\alpha r_e^2 \frac{E_e}{E_\gamma E_e^0} \left(\frac{E_e^0}{E_e} + \frac{E_e}{E_e^0} - \frac{2}{3} \right) \left(\ln \frac{4E_p^0 E_e^0 E_e}{m_p m_e E_\gamma} - \frac{1}{2} \right), \quad (2.9)$$

wobei mit E^0 die Strahlenergien, m_p und m_e Massen des Protons bzw. Elektrons, r_e der „klassische“ Radius des Elektrons und α die Feinstrukturkonstante bezeichnet sind. In der Abbildung 2.4 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie des gestreuten Photons dargestellt.

2.3 Rekonstruktion der Streukinematik

Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung kann durch zwei unabhängige Variablen, wie es im Kapitel 2 gezeigt wurde, beschrieben werden. Es existieren im Wesentlichen vier Methoden, um die Kinematik eines Ereignisses zu rekonstruieren: die Elektron-, Hadron-, Σ - und Doppel-Winkel-Methode. Sie unterscheiden sich in der Wahl der zwei unabhängigen Observablen, das sind i.A. Streuwinkel oder die in Kalorimetern deponierten Energien. Die Doppel-Winkel-Methode spielt für diese Arbeit eine herausragende Rolle. Im Folgenden werden die vier Methoden beschrieben.

Elektron-Methode

Die Elektronmethode benutzt die Viererimpulse des einlaufenden und des gestreuten Elektrons. Die Energie des gestreuten Elektrons definiert die Inelastizität eines Ereignisses in dieser Methode. Die kinematischen Variablen ergeben sich zu¹⁰:

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}, \quad Q_e^2 = E_e^2 \frac{\sin^2 \theta_e}{1 - y_e}, \quad (2.10)$$

wobei E_e^0 die Energie des einlaufenden Elektrons, E_e und θ_e die Energie und der Streuwinkel des auslaufenden Elektrons.

¹⁰Der Index e bei Größen y_e und Q_e^2 deutet an, dass diese mit der Elektron-Methode rekonstruiert wurden.

Die Auflösung dieser Methode hängt demnach von der Genauigkeit der Energie- und der Streuwinkelmessung ab. Eine Voraussetzung dafür ist eine gute Ausrichtung¹¹ der Detektoren und eine gute elektromagnetische Kalibrierung der Kalorimeter.

Da die Auflösung $\delta y/y$ proportional zu $(1-y)/y$ ist, eignet sich diese Methode besonders bei höheren y .

Hadron-Methode

Diese Rekonstruktionsmethode verwendet die Viererimpulse aller Teilchen im hadronischen Endzustand X . Die kinematischen Variablen ergeben sich zu:

$$y_h = \frac{\Sigma}{2E_e^0}, \quad Q_h^2 = \frac{p_{t,h}^2}{1 - y_h}, \quad (2.11)$$

wobei $p_{t,h}$ der totale Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes X ist. Die Größe Σ ist definiert durch

$$\Sigma = E_h - p_{z,h} \quad (2.12)$$

und ist die Differenz zwischen der Energie und dem longitudinalen Impuls aller Teilchen, die zum hadronischen Endzustand zählen. Diese Größe wurde von Jacquet und Blondel [10] eingeführt, weshalb die Methode auch JB-Methode genannt wird.

Die Hadron-Methode ermöglicht eine präzise Messung im Bereich $y < 0,15$. Andererseits ist diese Methode für Ereignisse mit kleinem Q^2 nicht geeignet, da in diesem Fall Teilchen mit einem kleinen transversalen Impuls p_t entstehen, die nicht im H1-Detektor registriert werden können. Diese Methode eignet sich als einzige auch für CC-Ereignisse, da die Energie und der Winkel des auslaufenden Neutrinos nicht zur Rekonstruktion benötigt werden.

Für $y < 0.1$ hat die Hadron-Methode bei der y -Rekonstruktion eine hohe Auflösung.

Σ -Methode

Die Σ -Methode kombiniert Messungen am Elektron und am hadronischen Endzustand. Dadurch wird eine genauere Rekonstruktion der Variablen für Ereignisse bei kleinen Q^2 und kleinen y erreicht.

Die Rekonstruktion der Variable y verläuft ähnlich wie in der Hadron-Methode, die Elektronstrahlenergie wird jedoch mithilfe der Energieerhaltung gewonnen. Die Ereigniskinematik ist gegeben durch:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E_e(1 + \cos \theta_e)}, \quad Q_\Sigma^2 = \frac{E_e^2 \sin^2 \theta_e}{1 - y_\Sigma}. \quad (2.13)$$

Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Energie des einlaufenden Elektrons berechnet wird und dadurch auch bei ISR-Ereignissen richtig bestimmt wird.

¹¹engl.: „alignment“;

Doppel-Winkel-Methode

Die Doppel-Winkel-Methode oder kurz DA-Methode (aus dem engl.: „double angle method“) benutzt zur Kinematikrekonstruktion zwei Streuwinkel. Wenn der Streuwinkel des Elektrons θ_e und des hadronischen Endzustandes θ_h , der durch die Gleichung

$$\cos \theta_h = \frac{\Sigma^2 - p_{t,h}^2}{\Sigma^2 + p_{t,h}^2} . \quad (2.14)$$

definiert ist, benutzt werden, ergeben sich die Variablen zu [11]:

$$y_{\text{DA}} = \frac{\tan \frac{\theta_h}{2}}{\tan \frac{\theta_h}{2} + \tan \frac{\theta_e}{2}} , \quad Q_{\text{DA}}^2 = 4(E_e^0)^2 \frac{\sin \theta_h (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_h + \sin \theta_e - \sin(\theta_h + \theta_e)} . \quad (2.15)$$

Diese Methode ist unabhängig von der Energieskala der Kalorimeter. In die kinematischen Formeln fließen nur die sehr genau bekannte Strahlenergie der Elektronen und Winkelinformationen ein. In dieser Arbeit werden die Streuwinkel θ_e und θ_γ in QED-Compton-Ereignissen zur Berechnung der Energien des Elektrons und des Photons, die als Referenzenergien dienen, benutzt. Dies wird näher im Kap.4.2 beschrieben.

Kapitel 3

HERA und das H1-Experiment

Nach einer Beschreibung des Speicherrings HERA wird in diesem Kapitel das H1-Experiment erklärt und die für diese Arbeit relevanten Komponenten: die Kalorimeter SPACAL und ET6, die Spurdetektoren BPC und BST werden näher beschrieben. Anschließend wird kurz auf die Datennahme und die Simulation des H1-Detektors eingegangen.

3.1 Der Speicherring HERA

Die **Hadron-Elektron-Ring-Anlage** HERA (siehe Abb. 3.1) wird als größter Beschleuniger am **Deutschen Elektronen-Synchrotron** DESY in Hamburg betrieben. Der Speicherring befindet sich in einem 6,3 km langen Tunnel etwa 15 m unter der Erdoberfläche. Er besteht aus zwei separaten Ringen (HERA-p und HERA-e), die zur getrennten Beschleunigung und Speicherung der Elektronen¹ und Protonen verwendet werden. Die Protonen werden dabei auf die Energie von 920 GeV und Elektronen auf 27,6 GeV gebracht. Die Schwerpunktsenergie beträgt bei diesen Strahlenergien $\sqrt{s} \approx 318 \text{ GeV}$.

Vor der Injektion in die HERA-Ringe durchlaufen die Elektronen und Protonen zunächst jeweils eine Reihe von Vorbeschleunigern. Die Protonen werden aus negativen Wasserstoffionen gewonnen [13]. Diese H^- -Ionen werden im Linearbeschleuniger LINAC III auf 50 MeV beschleunigt und nach dem „Abstreifen“ der Elektronen an einer dünnen Folie in DESY III eingespeist, dort werden sie auf 7,5 GeV beschleunigt. Anschließend werden die Protonen in PETRA II auf 40 GeV beschleunigt, bevor sie in den HERA-p Ring injiziert werden. Für den Leptonstrahl werden zunächst Elektronen thermoelektrisch gewonnen. Im Falle der Positronen werden die Elektronen auf ein Target geschossen, wobei durch Paarbildung die benötigten Positronen erzeugt werden. Elektronen werden anschließend mit LINAC I, Positronen mit LINAC II weiter beschleunigt und in DESY II injiziert. Nachdem sie eine Energie von 7,5 GeV erreicht haben, durchlaufen die Teilchen den 2,3 km langen PETRA-Ring, verlassen ihn mit 12 GeV und werden schließlich in den HERA-e Ring injiziert.

Elektronen und Protonen werden an zwei Orten von HERA in ein gemeinsames Strahlrohr überführt und zur Kollision gebracht (siehe Abb. 3.1). An diesen beiden ep -Wechselwirkungszonen befinden sich das ZEUS- bzw. das H1-Experiment (siehe Kap. 3.2). Beide Experimente untersuchen die

¹Für verschiedene Datennahmeperioden werden abwechselnd Elektronen und Positronen verwendet. Da die Unterscheidung in meisten Fällen nicht notwendig ist, wird in dieser Arbeit allgemein von einem Elektron gesprochen und nur bei Bedarf unterschieden.

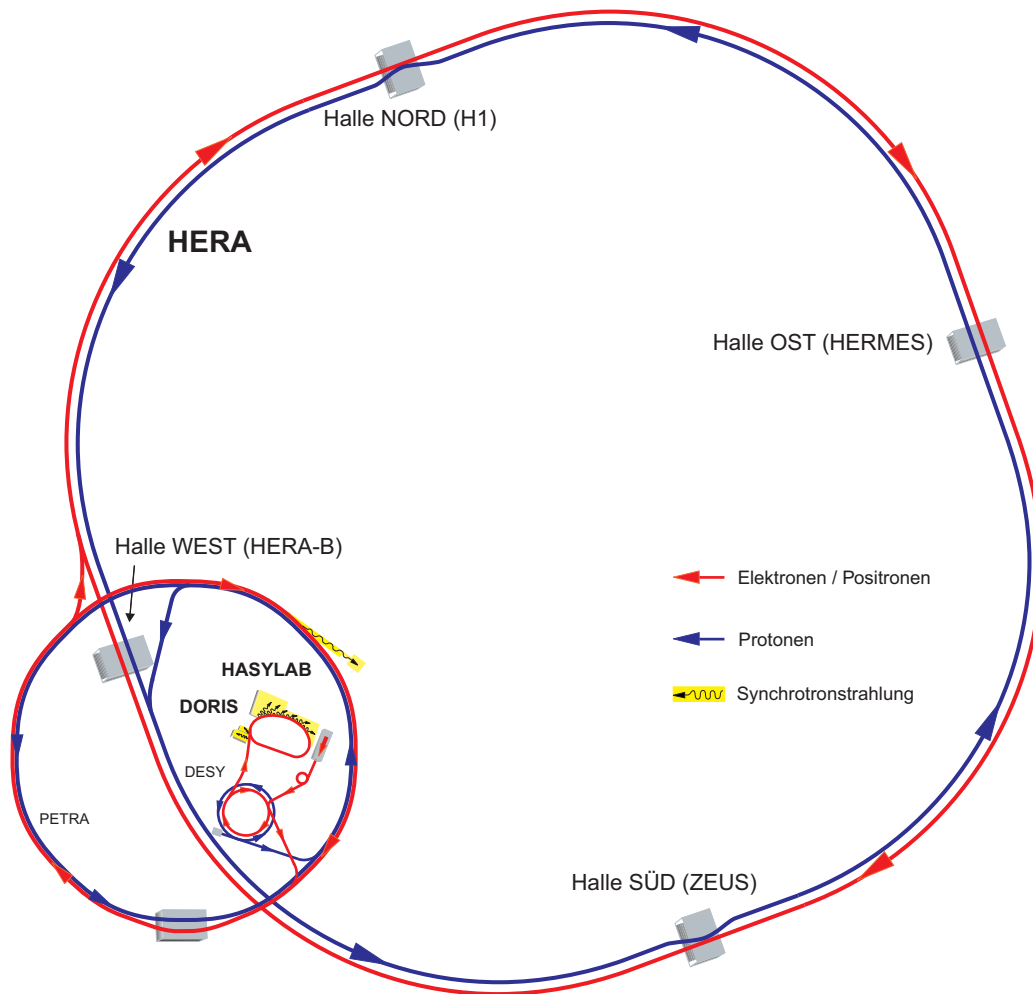


Abbildung 3.1:

Der Speicherring HERA mit den Vorbeschleunigern: PETRA, DESY; und die vier HERA-Experimentierhallen mit den dort befindlichen Experimente. [12]

Struktur des Protons. Das Hermes-Experiment verwendet seit 1999 den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl und ein polarisiertes Gastarget um Untersuchungen zur Spin-Zusammensetzung von Nukleonen durchzuführen. Das Experiment HERA-B nahm bis 2003 Daten und nutzte dazu den Protonenstrahl. Als Target wurden Drähte aus verschiedenen Materialien verwendet und mithilfe eines komplexen Spektrometers Eigenschaften von schweren Mesonen untersucht.

Um neue Forschungsbereiche zu öffnen und die bestehenden weiter zu vertiefen, wurde im Jahr 2000 die Luminosität von HERA erhöht. Dazu wurden erhebliche Umbauten und Anpassungen an einzelnen Komponenten des Speicherrings und der Experimente durchgeführt. Für die Experimente H1 und ZEUS wurden Spinrotatoren installiert, so dass diese Experimente auch von der Polarisation des Elektronstrahls profitieren können.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor am Speicherring HERA wurde als Universaldetektor entworfen, der es ermöglicht, nahezu alle aus einer ep -Wechselwirkung stammenden Teilchen nachzuweisen. Zu diesem Zweck

- 1 IP
- 2 CST
- 3 BST
- 4 FST
- 5 CIP2000
- 6 COZ
- 7 CJC1
- 8 CJC2
- 9 FTD
- 10 BPC
- 11 Lar Kryostat
- 12 Lar e.m.
- 13 Lar had.
- 14 SPACAL e.m.
- 15 SPACAL had.
- 16 Supraleit. Magnet (rückw.)
- 17 Supraleit. Magnet (vorw.)
- 18 Supraleitende Spule
- 19 CMD
- 20 Myon-Toroid Magnet
- 21 ET6
- 22 ET40
- 23 PD

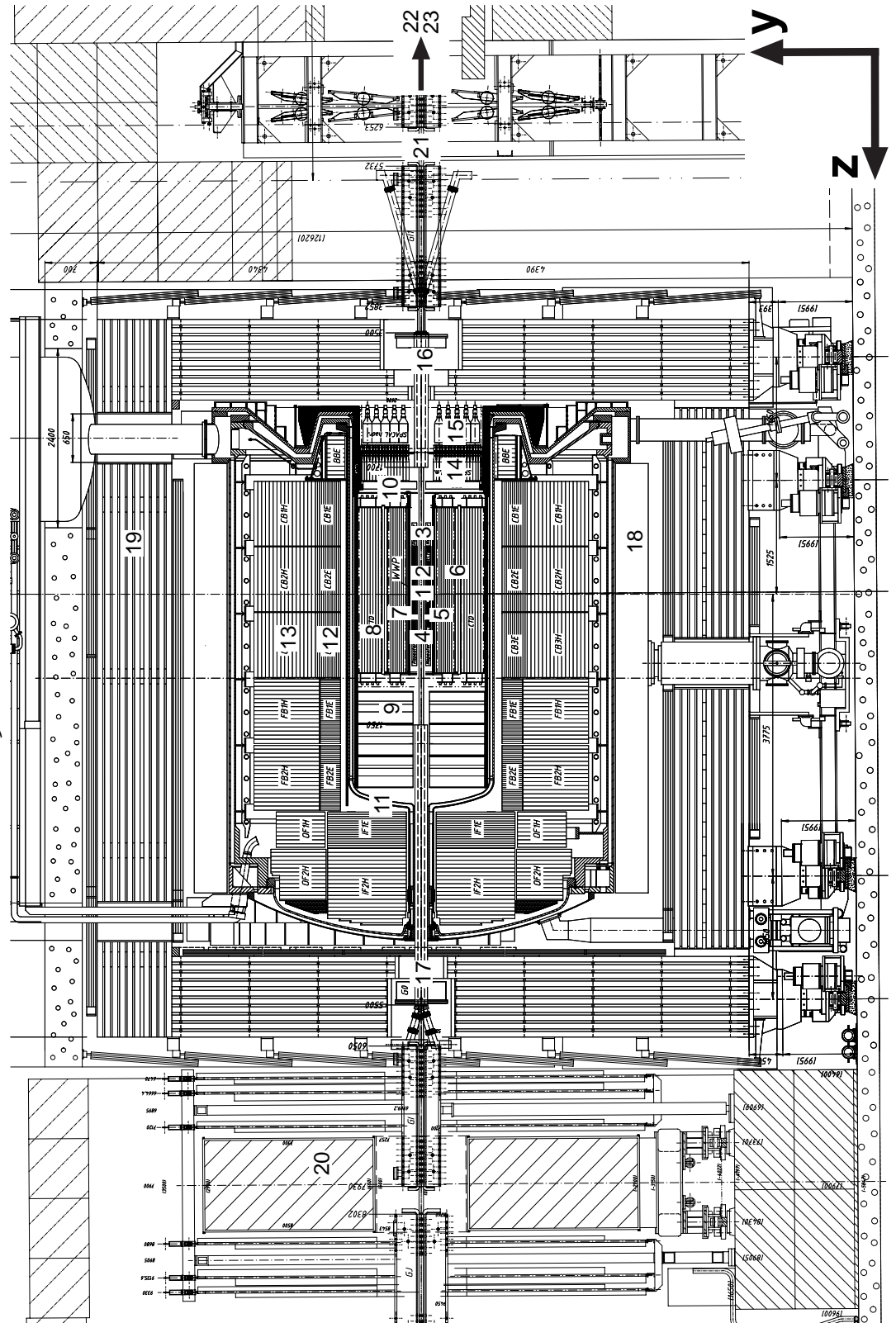


Abbildung 3.2:

Querschnitt durch den H1-Detektor mit der Vielzahl an Subdetektoren; die Kalorimeter ET40 und PD befinden sich außerhalb des Detektors; Bedeutung der einzelnen Abkürzungen siehe Text.

wurde der H1-Detektor so konzipiert, dass seine Subdetektoren den Raumwinkel um den nominellen Wechselwirkungspunkt so weit wie möglich abdecken und daher einen radialsymmetrischen Aufbau aufweisen. In Richtung des Protonstrahls ist die Instrumentierung aufwendiger, da aufgrund der stark unterschiedlichen Energien des Protons und des Elektrons die meisten gestreuten Teilchen sich in diese Richtung bewegen. Eine technische Zeichnung des H1-Detektors findet sich in Abbildung 3.2.

Der gesamte H1-Detektor setzt sich aus mehreren Detektorsystemen zusammen, die ihrerseits aus einer Vielzahl verschiedener Detektoren bestehen. Jedes Detektorsystem, das sind das Spurdetektor-, Kalorimeter-, Myon-, Flugzeit- und Triggersystem, erfüllt seine eigene Aufgabe, wie das Erfassen der Flugbahn, der Energie aber auch der Flugzeit eines bei einem Streuprozess entstandenen Teilchens.

Im für das H1-Experiment gültigen Koordinatensystem definiert der nominelle Wechselwirkungspunkt [\[1\]](#) den Koordinatenursprung, die Flugrichtung der Protonen legt die positive z -Achse fest. Die positive x -Achse ist in diesem System auf den Mittelpunkt des HERA-Speicherrings und die positive y -Achse senkrecht nach oben gerichtet. Zu beachten ist, dass in diesem System der Polarwinkel θ ausgehend von der Flugrichtung der Protonen gemessen wird.

Im Folgenden wird auf einige Subsysteme des Detektors näher eingegangen. Eine ausführlichere Beschreibung kann [\[14, 15\]](#) entnommen werden.

Spurdetektorsystem

Die Flugbahnen geladener Teilchen werden mit verschiedenen Spurdetektoren erfasst. Dabei wird aus den Messdaten die Krümmung der Spuren im Magnetfeld rekonstruiert und daraus der Impuls der Teilchen bestimmt. Das Spurdetektorsystem wird grundsätzlich in drei Bereiche unterteilt: das zentrale, das Vorwärts- und das rückwärtige Spurdetektorsystem. Die Polarwinkel-Akzeptanzen und die Auflösungsvermögen in der $r\varphi$ - und rz -Ebene sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet.

Das zentrale Spurdetektorsystem CTD² besteht aus dem zentralen Vertexdetektor CST³ [\[2\]](#), den zentralen Jetkammern⁴ CJC1⁵ [\[7\]](#) und CJC2 [\[8\]](#), der Driftkammer COZ⁶ sowie der Proportional-kammer CIP2000⁷ [\[5\]](#).

Der zentrale Vertexdetektor CST ist von allen Spurdetektoren dem nominellen Wechselwirkungspunkt am nächsten und wurde gebaut, um die Position des Primärvertex und des Sekundärvertex von kurzlebigen Teilchen (z.B. B -Mesonen) messen zu können. Er besteht aus zwei Schichten von Silizium-Sensoren.

Die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 sind die größten und wichtigsten Komponenten zur Spurrekonstruktion im Zentralbereich. Die Driftkammer COZ ist für eine Verbesserung der Spurauflösung der zentralen Jetkammern in z -Richtung ausgelegt. Sie ist außerhalb der Jetkammer CJC1 platziert. Die Proportionalkammer CIP2000 umgibt die Silizium-Detektoren und liefert Signale, die vom H1-Triggersystem (siehe Kap.3.2) zur Ereignisselektion genutzt werden.

²Central Tracking Detector

³Central Silicon Tracker

⁴Ein Kammertyp, der sich besonders für den Nachweis von Teilchenjets, die aus vielen Spuren bestehen, eignet.

⁵Central Jet Chamber

⁶Central Outer Z-Chamber

⁷Central Inner Proportional Chamber 2000 (bei HERA-I: CIP & CIZ)

			Polarwinkelakzeptanz		Auflösungsvermögen		Referenz
			θ_{min} [°]	θ_{max} [°]	$\sigma_{r\varphi}$	σ_{rz}	
CTD	FTD	9	7	25	200 μm		[16]
	FST	4	8	16	90 μm	2 mm	[17]
	CST	2	30	150	12 μm	22 μm	[18]
	CIP2000	5	8	172	≈ 1 mm	5 cm	[19]
	CJC1	7	11	170	170 μm	4 cm	[20]
	CJC2	8	26	154	170 μm	4 cm	[20]
	COZ	6	25	156	120 μm	380 μm	[15]
	BST	3	165	176	≈ 17 μm	≈ 2 mm	[21]
	BPC	10	155	175	$\approx 0,8$ mm		[22]

Tabelle 3.1:

Polarwinkelakzeptanzen und Auflösungsvermögen in der $r\varphi$ - und rz -Ebene des H1-Spurdetektorsystems; die Zahlen [X] beziehen sich auf die Abbildung 3.2; Bedeutung der Abkürzungen siehe Text.

Das Spurdetektorsystem FTD⁸ [9] ermöglicht die Bestimmung der Spuren geladener Teilchen in der Vorwärtsrichtung. Die Spurdetektoren im Vorwärtsbereich werden durch den Siliziumdetektor FST⁹ [4] und durch die vier Stationen des Vorwärts-Proton-Spektrometers FPS¹⁰ sowie das VFPS¹¹, die zur Vermessung von Protonen mit Streuwinkeln $\theta < 0,06^\circ$ dienen, ergänzt.

Das rückwärtige Spurdetektorsystem besteht im Wesentlichen aus zwei Spurdetektoren, dem Siliziumdetektor BST¹² [3] und der Proportionalkammer BPC¹³ [10]. Diese Detektoren werden im Kapitel 3.4 detailliert beschrieben, da sie während der Analyse zur Rekonstruktion des Streuwinkels verwendet wurden.

Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem umgibt das Spurdetektorsystem und erfasst den Energiebetrag und die Position gestreuter Teilchen. Es besteht aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter LAr¹⁴, dem Spaghetti-Kalorimeter SPACAL¹⁵, das seinen Namen der spaghetti-ähnlichen Form der szintillierenden Fasern verdankt, sowie dem Plug-Kalorimeter. Die Polarwinkelakzeptanzen, kinematischen Bereiche und Energieauflösungsvermögen der für diese Arbeit relevanten Kalorimeter sind in der Tabelle 3.2 aufgelistet.

Das LAr-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Segment [12] mit Blei und einem hadronischen Segment [13] mit Edelstahl als Absorbermaterial. Als Ionisationsmedium befindet sich im Inneren flüssiges Argon. Die relative Energieauflösung des elektromagnetischen bzw. hadronischen Teils des Kalorimeters beträgt $\approx 3\%$ bzw. $\approx 4\%$ [23].

⁸Forward Tracking Device

⁹Forward Silicon Tracker

¹⁰Forward Proton Spectrometer

¹¹Very Forward Proton Spectrometer

¹²Backward Silicon Tracker

¹³Backward Proportional Chamber

¹⁴Liquid-Argon-Calorimeter

¹⁵Spaghetti-Calorimeter

		Polarwinkelakzeptanz		kin. Bereich	Energieauflösung	Referenz
		$\theta_{min} [^\circ]$	$\theta_{max} [^\circ]$	$Q^2 [\text{GeV}^2]$	σ_E/E	
el.mag. LAr	12	4	154	≥ 100	$12\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$	[24]
had. LAr	13				$50\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 2\%$	
el.mag. SPACAL	14	155	175	3,5 – 100	$7,5\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$	[25]
had. SPACAL	15				$30\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 7\%$	

Tabelle 3.2:

Die Polarwinkelakzeptanzen, kinematischen Bereiche und das Energieauflösungsvermögen der Kalorimeter; die Zahlen [X](#) beziehen sich auf die Abbildung 3.2; Bedeutung der Abkürzungen siehe Text.

Das SPACAL ergänzt die LAr-Akzeptanz im rückwärtigen Bereich für kleinere Impulsüberträge Q^2 . Da der Detektor im Rahmen dieser Arbeit besonderen Stellenwert aufweist, wird er im Kapitel 3.3 näher beschrieben.

Außerdem befinden sich im Luminositätssystem, das ebenfalls im rückwärtigen Bereich außerhalb des H1-Detektors liegt, zwei Elektrondetektoren und ein Photondetektor, die im Kapitel 3.5 detailliert dargestellt werden.

Das Myonsystem

Als das zentrale Myonsystem CMD¹⁶ [19](#) wird im Wesentlichen das „instrumentierte Eisen“ (Eisenjoch) bezeichnet. Es kann in eine vordere Endkappe, einen vorderen und hinteren Zentralbereich („Barrel“), sowie eine hintere Endkappe gegliedert werden. Das Myonsystem besitzt eine Polarwinkelakzeptanz von $4^\circ \leq \theta \leq 174^\circ$ und kann von einem Teilchen mit einem Impuls von $p > 1,2 \text{ GeV}$ erreicht werden. Das Eisenjoch ist aus mehreren Eisenplatten zusammengesetzt, wobei sich zwischen den Platten Streamerrohrkammern befinden. Das System beinhaltet zwei verschiedene Kammertypen. Die Signale aus dem ersten Kammertyp werden mit denen des Spurdetektorsystems kombiniert, um Spuren, die durch das Eisen zurückgelegt wurden, zu rekonstruieren. Aus den Signalen des zweiten Kammertyps, sog. Tail Catcher, werden kalorimetrische Informationen für Myonen und „leckende“ hadronische Schauer gewonnen. Das Eisen dient dabei als Absorbermaterial. Im Vorwärtsbereich befindet sich zusätzlich der Myondetektor FMD¹⁷ [21](#).

Das Flugzeit- und Trigger-System

Elektronen und Protonen werden jeweils in Form von maximal 210 Teilchenpaketen pro Strahl gespeichert. Damit sind im Prinzip ep -Wechselwirkungen alle 96 ns beobachtbar, entsprechend einer Frequenz von ca. 10 MHz. Aufgrund des Wirkungsquerschnitts der ep -Streuung beträgt die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung 1/10000. Zehnmal höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Proton oder Elektron mit einem Restgasatom oder mit der Strahlrohrwand kollidiert. In diesem Fall wird von einem Untergrundereignis gesprochen. So genannte Pilot-Pakete von Teilchen ohne Kollisionspartner werden verwendet, um den Beitrag solcher Prozesse, die Untergrundereignisse hervorrufen, abzuschätzen.

¹⁶Central Muon Detector

¹⁷Forward Muon Detector

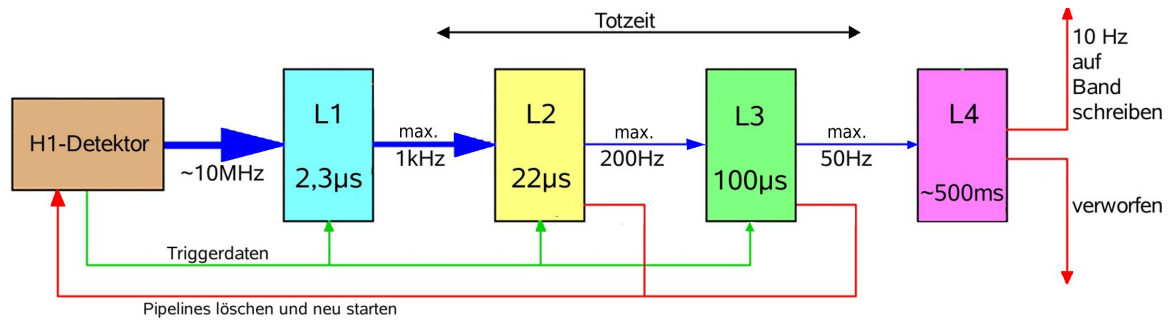


Abbildung 3.3:

Schematische Darstellung des H1-Triggersystems mit den vier Triggerstufen; gezeigt sind die Verzögerungszeiten und die maximalen Eingangsraten der einzelnen Triggerstufen. [27]

Das Flugzeitsystem ToF¹⁸ dient der Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes und besteht aus mehreren Szintillationsdetektoren. Das Prinzip des Systems ist die Messung der Flugzeit eines Teilchens seit dem Wechselwirkungszeitpunkt. Da die Zeitauflösung des ToF-Systems in ns-Bereich liegt, ist man in der Lage zu entscheiden, ob die Flugzeit des Teilchens der Zeit entspricht, die seit der Wechselwirkung vergangen ist. Somit ist prinzipiell eine Unterscheidung zwischen dem strahlinduzierten Untergrund und den physikalisch relevanten Ereignissen möglich. Die Signale des ToF-Systems unterstützen das H1-Triggersystem.

Da das H1-Datennahmesystem Detektordaten nur mit einer Frequenz im Hz-Bereich verarbeiten und speichern kann, muss ein sehr großer Teil der stattgefundenen Ereignisse verworfen werden. Die Aufgabe, physikalisch interessante Ereignisse auszuwählen und Untergrundereignisse effizient von der Datennahme auszuschließen, übernimmt das H1-Triggersystem [14, 26]. Desweiteren muss die Totzeit des Detektors so gering wie möglich gehalten werden. Der Begriff Totzeit wird für die Zeit verwendet, in der keine Daten gemessen werden können, weil gerade Daten eines vorhergehenden Ereignisses aus dem Detektor ausgelesen und gespeichert werden.

Das H1-Triggersystem besteht aus vier Stufen (siehe Abb. 3.3). Zunächst werden alle gemessenen Daten mit der Strahlkreuzungsrate, also mit 10 MHz, in einer Datenpipeline abgelegt. Die erste Entscheidung über die Qualität der Daten trifft die Triggerstufe L1, die aus 256 Triggerelementen und deren einfachen logischen Verknüpfungen (sog. Subtriggern) besteht. Sie benötigt für ihre Entscheidung 2,3 µs und reduziert die Datenrate auf etwa 1 kHz. Bei einer positiven Triggerentscheidung werden die Daten an die Triggerstufe L2, die aus 96 Triggerelementen besteht, weitergeleitet und die Datenpipelines angehalten. Die L2-Stufe benötigt für ihre Entscheidung 22 µs und reduziert die Datenrate weiter auf etwa 200 Hz. Im Fall einer positiven Triggerentscheidung übernimmt die Triggerstufe L3 [27] die Daten, die nach maximal 100 µs ihre Entscheidung fällt. Nach einer positiven Entscheidung der Stufe L3 werden die gemessenen Daten aus dem Detektor ausgelesen und an die Triggerstufe L4 geleitet. Bei einer negativen Entscheidung wird die Datenauslese abgebrochen. L4 besteht aus einer Linux-Prozessorfarm, die eine Ereignisrekonstruktion innerhalb von ca. 500 ms ausführt und die gemessenen Daten mit einer Frequenz von 10 Hz und mit 100 – 150 kByte pro Ereignis sichert. Falls die L4-Eingangsrate 50 Hz übersteigt, wird die Rate einzelner Subtrigger (logische Verknüpfungen der Triggerelemente) mit einem festen Parameter, dem sog. Prescale-Faktor, reduziert. Ein Prescale-Faktor n bedeuten, dass jedes n -te Ereignis behalten wird.

¹⁸Time of Flight

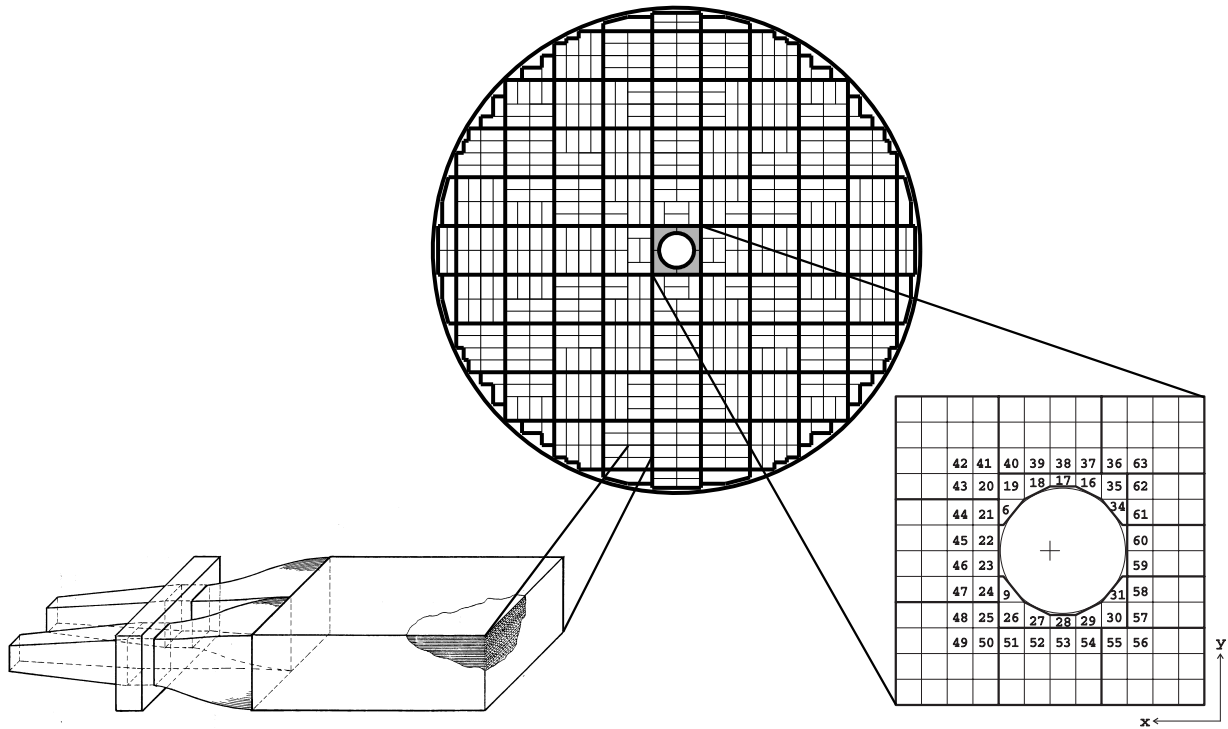


Abbildung 3.4:

Frontansicht der elektromagnetischen Sektion des SPACAL, dabei sind die Supermodule durch starke Linien und die Submodule durch dünne Linien gekennzeichnet; der Insert-Bereich (unten rechts) und ein Submodul (unten links) sind vergrößert dargestellt. [28]

3.3 Das Kalorimeter SPACAL

Das Spaghetti-Kalorimeter SPACAL ist ein Sampling-Kalorimeter [25] und ergänzt das LAr-Kalorimeter im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors. Das SPACAL ermöglicht eine Messung der Energie und des Ortes der gestreuten Elektronen mit Impulsüberträgen von $\sim 3,5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ und besteht aus einem elektromagnetischen (Abb. 3.2 [14]) und einem hadronischen (Abb. 3.2 [15]) Teil. Die elektromagnetische Sektion setzt sich aus seinen größten Konstruktionseinheiten, den Supermodulen, zusammen. Die Supermodule bestehen ihrerseits aus acht Submodulen. Ein Submodul besteht aus 52 Lagen Blei. In jeder Lage sind 90 Szintillationsfasern (in z -Richtung) eingebettet, so dass das Volumenverhältnis von Blei zu Fasern $2,27 : 1$ beträgt. Jedem Submodul sind zwei Auslezellen mit ihren eigenen Photomultipliern zugeordnet. Im äußeren und inneren Bereich wurden die Submodule der Geometrie des SPACAL angepasst. Der innere Bereich wird Insert genannt, damit werden die gestreuten Elektronen sehr nah am Strahl detektiert. Die Frontansicht der elektromagnetischen Sektion ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Sie beinhaltet insgesamt 1192 Auslezellen mit einer Fläche von $40,5 \times 40,5 \text{ mm}^2$. Die Zelltiefe von 25 cm entspricht ca. 27 Strahlungslängen. Die Ausmaße einer Zelle sind an den Molière-Radius von 25 mm angepasst, um eine optimale Ortsauflösung zu erreichen [29], sie liegt bei $(3,8 \pm 0,4) \text{ mm} / \sqrt{E / \text{GeV}} \oplus (0,3 \pm 0,2) \text{ mm}$ [30]. Desweiteren besitzt das Kalorimeter eine Zeitauflösung, die kleiner als 1 ns [31] ist, welche eine effiziente Unterdrückung des strahlinduzierten Untergrundes ermöglicht [32, 33].

Die hadronische Sektion des SPACAL ist aus 136 Zellen mit einer Oberfläche von $119,3 \times 119,0 \text{ mm}^2$ und 25 cm Tiefe entsprechend einer Wechselwirkungslänge zusammengesetzt. Die Szintillationsfasern haben einen Durchmesser von 1 mm. Die Aufgabe dieser Sektion ist das Registrieren des

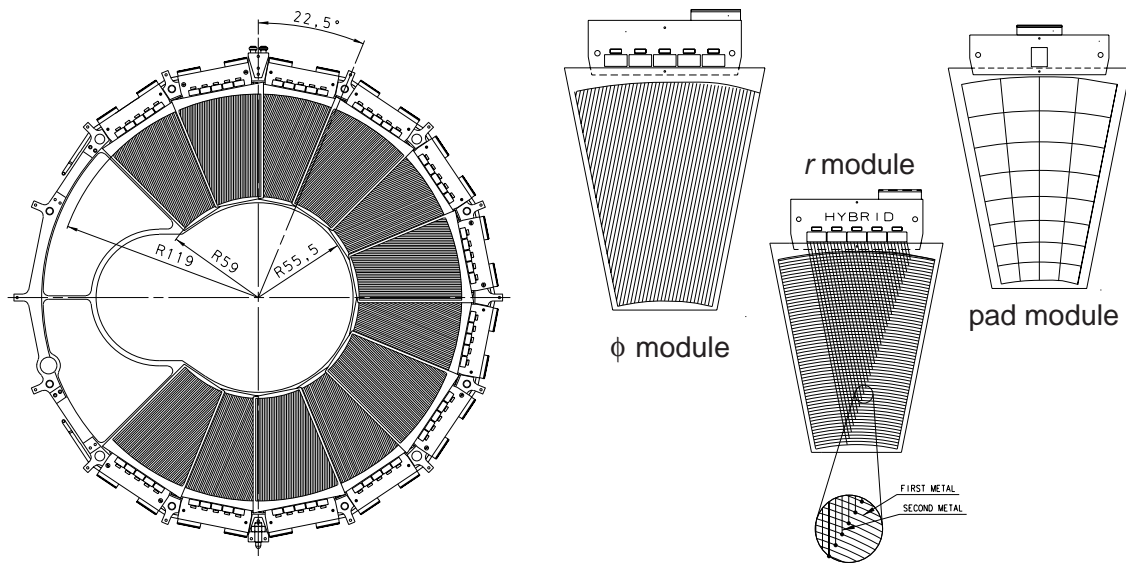


Abbildung 3.5:

Eine der sechs Ebenen des rückwärtigen Spurdetektors BST (links), bestehend aus zwölf Sektoren; jeder Sektor setzt sich seinerseits aus drei Modulen (rechts) zusammen: r -, ϕ - und „pad“-Modul, die hintereinander angeordnet sind. [36]

hadronischen Energieflusses in rückwärtiger Richtung und die Differenzierung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern. Näheres hierzu kann [34] entnommen werden.

Die Messung der Energie im elektromagnetischen SPACAL erfolgt nach dem folgenden Prinzip: Eintreffende Elektronen erzeugen im Absorbermaterial (Blei) einen Schauer von Sekundärteilchen, die ihrerseits Lichtpulse im aktiven Material (szintillierende Fasern) induzieren. Das Szintillationslicht wird mithilfe der Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt [35]. Die Höhe des Signals ist der Energie des Elektrons proportional. Das Prinzip der Ortsmessung ist im Kapitel 4.3 beschrieben.

Die Polarwinkelakzeptanzen und die relativen Energieauflösungen können Tabelle 3.2 entnommen werden.

3.4 Die Spurdetektoren BST und BPC

Im Folgenden werden die rückwärtigen Spurdetektoren BST und BPC vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit zur Messung des Streuwinkels benutzt wurden.

Der Spurdetektor BST

Der rückwärtige Silizium-Spur-Detektor BST setzt sich aus sechs Ebenen mit mehreren Siliziumsensoren und einem Bereich mit zusätzlichen Auslesekomponenten zusammen. Die innere Öffnung der Ebenen musste während des Umbaus im Jahr 2000 an die elliptische Form der Strahlröhre angepasst werden, so dass die Azimutwinkelakzeptanz jetzt nur bei 270° liegt. Dies ist in der Abbildung 3.5 erkennbar.

Jede Ebene ist senkrecht zum Strahlrohr eingebaut und setzt sich aus zwölf Sektoren zusammen, die ihrerseits aus drei Modulen bestehen: ein r -Modul beinhaltet eine Anordnung der Sensoren

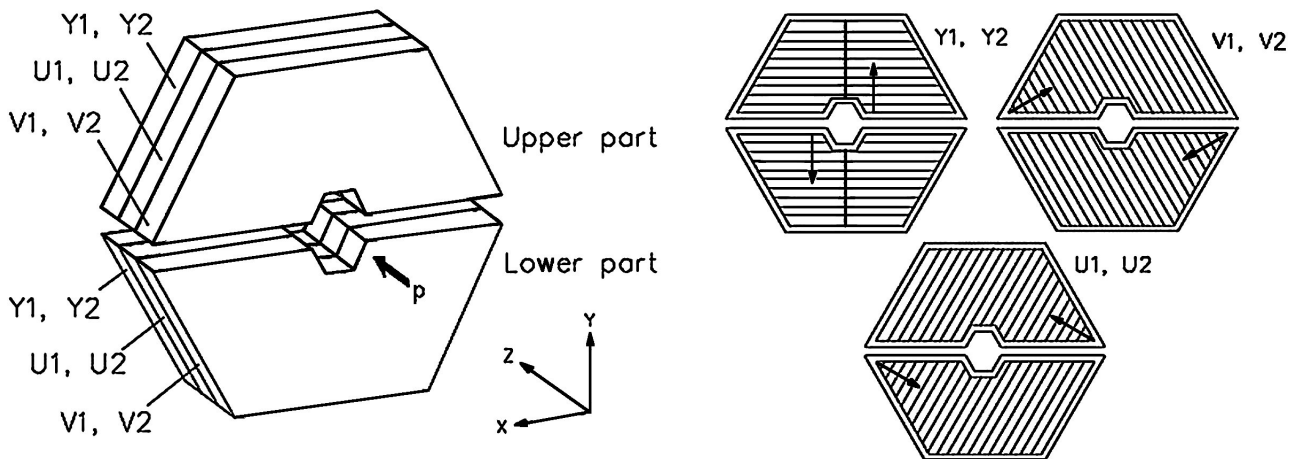


Abbildung 3.6:

Zusammensetzung der rückwärtigen Proportionalkammer BPC (links) aus drei Ebenen in der oberen und unteren Sektionen; die Ausrichtung der Drähte in den einzelnen Ebenen (rechts); jede Ebene beinhaltet dabei zwei Drahtlagen. [37]

auf konzentrischen Kreisbögen mit verschiedenen Radien und eignet sich zur Messung des Polarwinkels; ein ϕ -Modul setzt sich aus annähernd radial verlaufenden Streifen zusammen und ist zur Messung des Azimutwinkels gedacht; das „pad“-Modul ist in großflächige Abschnitte (engl.: pads) unterteilt und liefert Signale für das H1-Triggersystem.

Der BST-Detektor ermöglicht eine Messung des Polarwinkels im Bereich der kleinen Q^2 und eine Ortsrekonstruktion des Wechselwirkungspunktes. Die Auflösung der Winkelmessung ist besser als 0,33 mrad. Näheres zum BST ist in [21] zu finden.

Die Proportionalkammer BPC

Die rückwärtige Proportionalkammer BPC besitzt eine hexagonale Form und teilt sich in der x - y -Ebene in einen oberen und unteren Bereich. Diese sind aus drei Proportional-Drahtkammern Y,U,V aufgebaut, wie in der Abbildung 3.6 zu erkennen ist. Jede Drahtkammer beinhaltet zwei Lagen vergoldeter Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $30\ \mu\text{m}$. Die Ausrichtung der Drähte ist von Ebene zu Ebene um 60° gedreht, um eine zweidimensionale Ortsmessung zu ermöglichen. Die BPC unterstützt das SPACAL bei der Polarwinkelbestimmung des gestreuten Teilchens mit einer systematischen Unsicherheit von $\approx 0,5\ \text{mrad}$ [22]. Die Tiefe des BPC beträgt rund 0,116 Strahlungslängen.

3.5 Das H1-Luminositätssystem und die Luminositätsmessung

Das H1-Luminositätssystem befindet sich direkt hinter dem H1-Detektor und wird von Teilchen mit einem Impulsübertrag $Q^2 < 0,01\ \text{GeV}^2$ erreicht. Es ermöglicht eine Luminositätsmessung bereits während der Datennahme und dient als Monitor bei der Steuerung der Teilchenstrahlen. Das System besteht im Wesentlichen aus drei Kalorimetern, zwei Elektrondetektoren ET6¹⁹ und ET40²⁰

¹⁹Electron Tagger at 6 meters

²⁰Electron Tagger at 40 meters

und dem Photondetektor PD. Für die Positionierung der Elektrondetektoren wurden Lücken zwischen den HERA-Magneten ausgenutzt. Der detaillierte Aufbau des Luminositätssystems findet sich in der Abbildung 3.7. Das Magnetsystem im Anschluss an den H1-Detektor wirkt wie ein Spektrometer, so dass Elektronen mit verschiedenen Energien in unterschiedlichen Abständen z des Wechselwirkungspunktes registriert werden.

Die Abbildung 3.8 zeigt die Akzeptanzen der Elektrondetektoren ET6 und ET40 für Photoproduktionsereignisse mit nominellen Strahlkonditionen. Im ET6 sind Elektronen mit Energien 5 – 10 GeV beobachtbar. Der ET40 erlaubt eine Erweiterung des Messbereiches zum niedrigen y -Bereich²¹ $0,04 < y < 0,45$, so dass hier Elektronen mit 15 – 19 GeV messbar sind.

In der Abbildung 3.9 sind die Trajektorien des gestreuten Elektrons mithilfe des Softwarepakets H1LUMI für verschiedene Elektronenergien und Positionen des Wechselwirkungspunktes simuliert. Das für die Simulation verwendete Modell der HERA-Optik ist in [39] beschrieben. Es ist erkennbar, dass eine kleine Änderung der Strahlparameter am Wechselwirkungspunkt (horizontale oder vertikale Verschiebung um einige mm) erheblich zur Änderung der Trajektorie eines Elektrons beiträgt. Außerdem ist aus dieser Abbildung erkennbar, dass nur in den Fällen $x_{\text{IP}} = 0,50 \text{ cm}$ (Abb. 3.9b) und $x_{\text{IP}} = 0,75 \text{ cm}$ (Abb. 3.9c) ein Elektron mit Energien zwischen 15 GeV und 19 GeV an der Position $(x, z) \approx (-30 \text{ cm}, -40 \text{ m})$ zu finden ist. Eine um 3 mm verschobenen Lage des Elektronstrahls in HERA war die Ursache, dass im ET40 keine Ereignisse registriert wurden.

Der Photondetektor ist ein Cherenkov-Sampling-Kalorimeter, hergestellt aus Quarz²²-Fasern als optisches Material und Wolfram-Absorber-Platten. Die Querschnittsfläche des Detektors beträgt $12 \times 12 \text{ cm}^2$ und ist in 5×5 Zellen aufgeteilt. Die Tiefe beträgt 25 Strahlungslängen. Die Position im Tunnel liegt bei $z = -101,8 \text{ m}$ nahe am Strahl (in der x - y -Ebene), da die Photonen sich nicht mit Magneten ablenken lassen und nur unter einem sehr kleinen Streuwinkel beobachtbar sind. Ein Kohlenstoff-Filter vor dem Photondetektor und eine Bleiabschirmung um den Detektor dienen der Unterdrückung der Synchrotronstrahlung. Die Messung der Energie im Photondetektor beruht auf dem Cherenkov-Effekt.

Das Luminositätssystem erfährt eine beträchtliche Bestrahlung. Die Strahlungs-dosis für den PD beträgt beispielsweise einige GRad innerhalb eines Jahres. Als zusätzlicher Strahlungsschutz für den Photondetektor befindet sich vor diesem ein Beryllium-Filter, der die Synchrotronstrahlung um ca. vier Größenordnungen reduziert. Ein Wasser-Cherenkov-Zähler dient als sog. Veto-Zähler VC²³ und schätzt die im Berylliumfilter deponierte Energie ab.

²¹ Für kleine Q^2 gilt: $y \sim E_e/E_e^0$

²² ultrareines synthetisches SiO_2 , welches eine hohe Strahlungshärte aufweist.

²³ Veto Counter

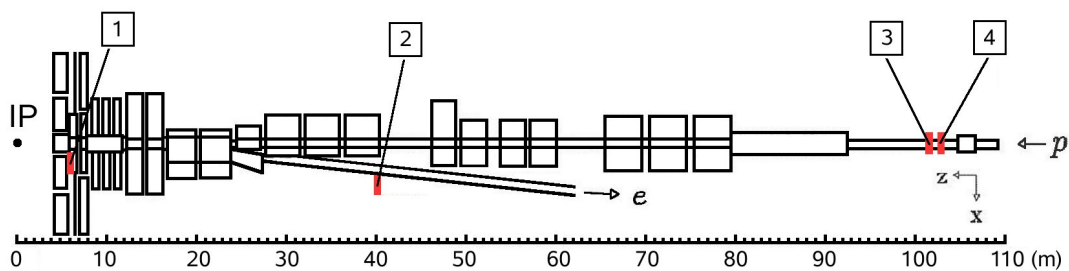


Abbildung 3.7:

Das Luminositätssystem des H1-Experiments mit den Elektrondetektoren ET6 [1], ET40 [2], dem Berylliumfilter mit dem Veto-Zähler VC [3] und dem Photondetektor PD [4];

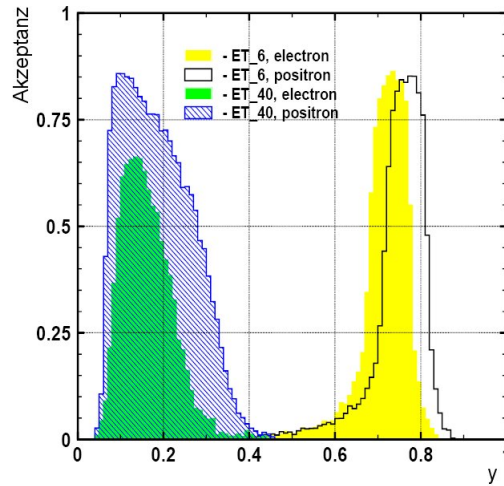


Abbildung 3.8:

Die Akzeptanz der Elektrodendetektoren für Photoproduktionsereignisse mit nominellen Strahlkonditionen; zusätzlich wurde zwischen Elektronen und Positronen unterschieden.

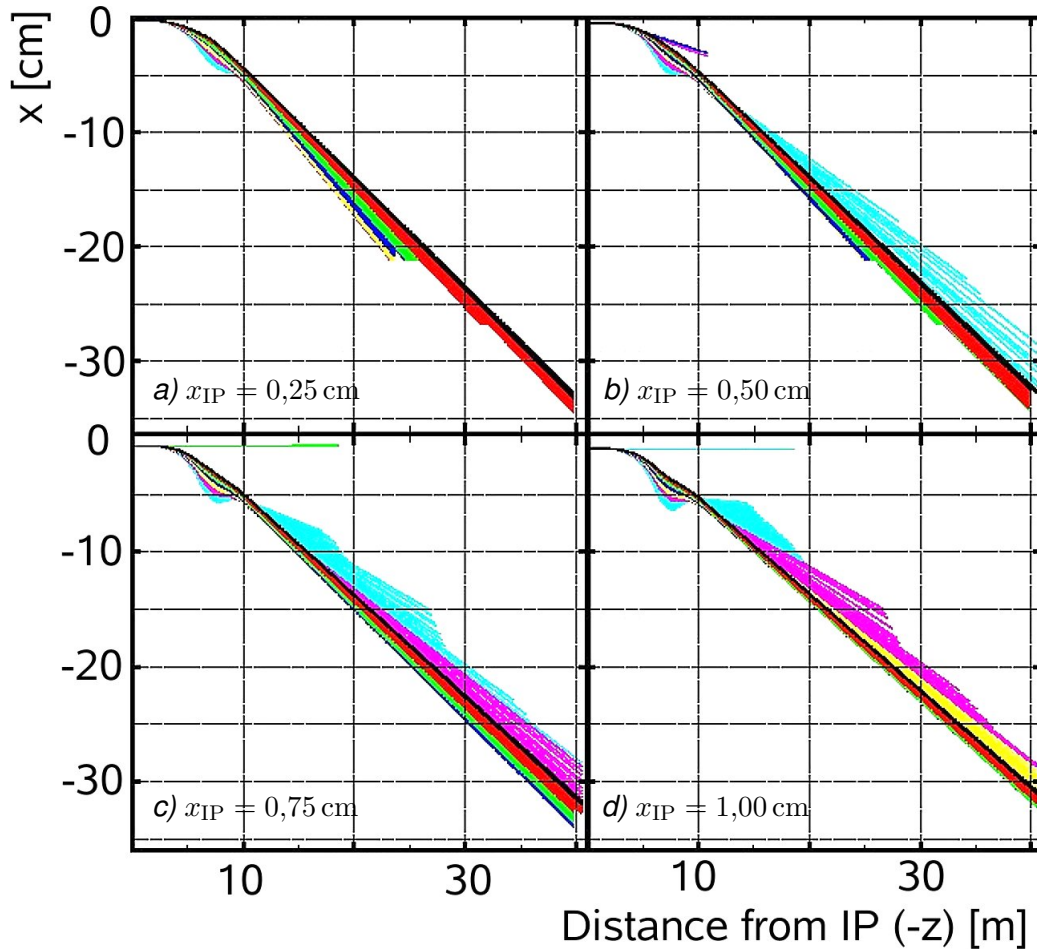


Abbildung 3.9:

Trajektorien des gestreuten Elektrons in der x - z -Ebene für verschiedene Energiebereiche (farblich kodiert) und Positionen des Wechselwirkungspunktes x_{IP} . [38]

Schwarz	> 27 GeV	Grün	23 – 25 GeV	Gelb	19 – 21 GeV	Cyan	15 – 17 GeV
Rot	25 – 27 GeV	Blau	21 – 23 GeV	Magenta	17 – 19 GeV		

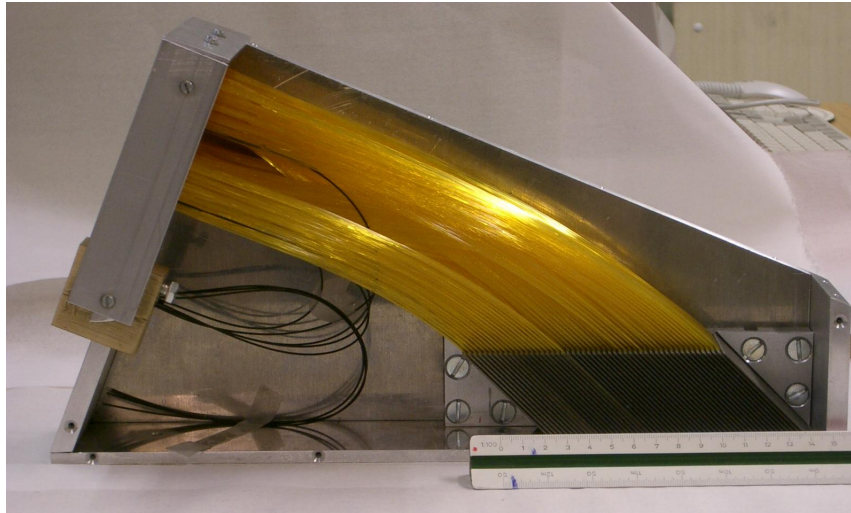


Abbildung 3.10:

Aufbau des Elektrondetektors ET40: zu sehen sind die Wolfram-Absorber-Platten und die Quarz-Fasern als optisches Material.

Der Elektrondetektor ET40 ist ebenfalls ein Cherenkov-Sampling-Kalorimeter und funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie der Photondetektor. Die Querschnittsfläche beträgt $4 \times 4 \text{ cm}^2$, besitzt eine Aufteilung in 6 Zellen und eine Tiefe von ca. 20 Strahlungslängen. Aufgrund der Platzierung der HERA-Magnete wurde eine Position im Tunnel bei $z = -40 \text{ m}$ ausgewählt. In der Abbildung 3.10 ist eine Fotografie des ET40 zu sehen. Vor dem ET40 diente ein Kristall-Kalorimeter als Elektrondetektor bei ca. -44 m , der nach der Änderung der Konfiguration der HERA-Magnete auf die Position -40 m verschoben wurde. Er hielt jedoch der starken Strahlungsbelastung nicht stand und musste durch den strahlungsresistenteren ET40 ersetzt werden.

Der Aufbau des ET6 ist dem Aufbau des elektromagnetischen SPACAL ähnlich (siehe Kap.3.3). Seine Querschnittsfläche beträgt $7,56 \times 2,5 \text{ cm}^2$ und ist ein 6×2 Zellen aufgeteilt. Die Entfernung zum Wechselwirkungspunkt beträgt 6 m .

Luminositätsmessung

Zur Messung der Luminosität wird die Tatsache ausgenutzt, dass zwischen der Ereignisrate R und der instantanen Luminosität L die Beziehung $R = \sigma L$ gilt, wobei σ der Wirkungsquerschnitt des betrachteten Prozesses ist. Für die integrierte Luminosität, die durch

$$\mathcal{L} = \int L dt, \quad [\mathcal{L}] = \text{barn}^{-1} = (10^{-28} \text{ m}^2)^{-1}, \quad (3.1)$$

definiert ist, gilt die Beziehung $N = \sigma \mathcal{L}$. N ist dabei die Anzahl der in einem bestimmten Zeitfenster stattgefundenen Ereignisse.

Um die Messung durchführen zu können, wird ein Referenzprozess gebraucht, bei dem der Wirkungsquerschnitt groß und analytisch berechenbar ist. Aus diesem Grund wird der BH-Prozess mit einem Wirkungsquerschnitt σ_{BH} (siehe Kap.2.2) verwendet. Da die Detektoren nur eine beschränkte räumliche Akzeptanz besitzen, kann nur der sog. sichtbare Teil des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{BH}}^{\text{acc}}$ verwendet werden. Außerdem muss von der gesamten Ereignisrate R_{tot} die Untergrundereignisrate, die mithilfe von Pilot-Paketen abgeschätzt wird, abgezogen werden.

Näheres hierzu und zu den weiteren notwendigen Korrekturen siehe [40]. Mit den zwei genannten Korrekturen ergibt sich die instantane Luminosität zu

$$L = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_{pilot}} R_{pilot}}{\sigma_{BH}^{acc}}, \quad (3.2)$$

wobei R_{pilot} die während der Verwendung der Pilot-Pakete gemessene Ereignisrate ist und I_{tot} bzw. I_{pilot} die entsprechenden Strahlströme sind.

Es existieren zwei Methoden zur Messung der Luminosität bei HERA: die Koinzidenz-Methode, die auf der Messung des BH-Elektrons und des BH-Photons in Koinzidenz basiert; und die Photon-Methode, die einzig auf der Messung des BH-Photons beruht. Die Photon-Methode wird sowohl für die Messung der instantanen als auch der integrierten Luminosität verwendet. Bei der Messung der instantanen Luminosität während der Datennahmeperioden bis 1997/98 kam die Koinzidenz-Methode zum Einsatz. Die Koinzidenz-Methode ist stabil gegen die Variation der Triggerschwellen, ist aber aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Elektrondetektors auf die Änderung der Strahlparameter sensitiv. Mit dieser Methode wurde die Luminosität mit einer Genauigkeit von $\approx 5\%$ [40] bestimmt. Die Photon-Methode benötigt dagegen eine feste Triggerschwelle, ist aber unempfindlich gegen die Strahlverschiebung, wodurch ein kleinerer systematischer Fehler erreicht wird. Die gesamte Unsicherheit der Messung beträgt etwa $1,3\%$ [40].

3.6 Die Detektorsimulation

Um Vorhersagen theoretischer Modelle mit Messungen vergleichen zu können, werden so genannte Monte-Carlo-Simulationen (MC) eingesetzt. Mit ihrer Hilfe lassen sich Teilchenprozesse mittels stochastischer Methoden und basierend auf theoretischen Modellen generieren und simulieren. Die direkte Vergleichbarkeit von Theorien und Messung wird dadurch erreicht, dass die Ausgabe der Monte-Carlo-Programme in demselben Format erfolgt, wie für gemessene Daten. Dies geschieht in folgenden drei Schritten:

- **Generierung:** Ein Generatorprogramm erzeugt auf Grund einer theoretischen Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Kinematik des zu untersuchenden Prozesses die Vierervektoren der Teilchen im Endzustand der ep -Streuung. Die Endzustände werden entsprechend den Verteilungen, die von theoretischen Modellen vorhergesagt werden, zufällig ausgewählt.
- **Simulation:** Ausgehend von den generierten Vierervektoren werden die Bahnen der Teilchen durch den Detektor berechnet. Dabei werden die von den Teilchen hervorgerufenen Signale, wie Treffer in Spurkammern oder Energiedepositionen in Kalorimetern simuliert. (H1SIM)
- **Rekonstruktion:** Aus den simulierten Detektorsignalen werden Bahnen, Impulse und Energien der Teilchen rekonstruiert. Dabei werden dieselbe Rekonstruktionsalgorithmen verwendet, die auch zur Rekonstruktion der gemessenen Daten eingesetzt werden. (H1REC)

Durch einen Vergleich von gemessenen Daten mit simulierten Daten kann abgeschätzt werden, wie gut eine Theorie die Messung beschreibt.

Die Detektorsimulation geschieht auf der Basis des Programmpakets GEANT [41]. In dieser Arbeit wird der MC-Generator COMPTON [42] benutzt, um BH- und QEDC-Ereignisse zu erzeugen.

Kapitel 4

Kalibrierung des SPACAL

In diesem Kapitel werden zunächst Kalibrierungsverfahren zur Bestimmung und Korrektur der Energieskala des SPACAL vorgestellt. Anschließend wird die in dieser Arbeit durchgeführte Doppel-Winkel-Kalibrierung mit QEDC-Ereignissen, die zur Korrektur der Energieskala bei mittleren Energien dient, näher beschrieben. In den nachfolgenden Unterkapiteln werden Selektionskriterien für QEDC-Ereignisse diskutiert, die Rekonstruktion der Streuwinkel in BST, BPC und SPACAL analysiert und die Kalibrierungsergebnisse vorgestellt.

4.1 Elektromagnetischen Kalibrierungsverfahren

Eine präzise elektromagnetische Kalibrierung ist grundlegend für die Rekonstruktion der Streukinematik¹. Die größte Unsicherheit in der Kalibrierung der elektromagnetischen Energie im SPACAL resultiert aus der zeitlichen Variation der Verstärkungsfaktoren der einzelnen Photomultiplier. Die Stabilität der Verstärkung in den Photomultipliern wird durch ein eingebautes LED-System kontrolliert.

Die ersten groben Korrekturen der Verstärkungsfaktoren werden unter Verwendung der DIS-Ereignisse mit Energien in der Nähe der Elektronstrahlenergie angewandt. Im ersten Schritt wird während der Datennahme die Position des sog. „kinematischen Peak“ in kleinen Zeitabschnitten überprüft. Es handelt sich hierbei um ein im niedrigen Q^2 -Bereich für DIS charakteristisches Maximum in der Elektronenergieverteilung bei $\approx 27,6 \text{ GeV}$. Die Elektronenergie wird mit der Elektron-Methode rekonstruiert. Im zweiten Schritt wird die Doppel-Winkel-Methode (DA-Methode) zur Rekonstruktion verwendet, um eine höhere Präzision zu erreichen. Dabei wird auch auf den Eintreffpunkt in der Zelle (Mitte, Rand, Ecke) korrigiert.

Anschließend wird die Energieskala des SPACAL ($2 \text{ GeV} - 28 \text{ GeV}$) auf ihre Linearität untersucht. Die niedrigsten Energien ($\approx 2 \text{ GeV}$) werden mit der π^0 -Kalibrierung, der mittlere Energiebereich mit dem Zerfall $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ und QEDC-Ereignissen überprüft, wobei es mit QEDC-Ereignissen möglich ist, bei ausreichend Statistik die Energieabhängigkeit zu studieren. Bisher wurde oft nur eine lineare Korrektur, die durch die π^0 - und DA-Kalibrierung bei $27,6 \text{ GeV}$ festgelegt ist, bei kleineren Energien benutzt. Die DA-Kalibrierung mit QEDC-Ereignissen erlaubt aber eine deutlich präzisere Untersuchung der Energieabhängigkeit, die nicht linear ist, wie in dieser Arbeit gezeigt wird.

¹außer in der Doppel-Winkel-Rekonstruktionsmethode.

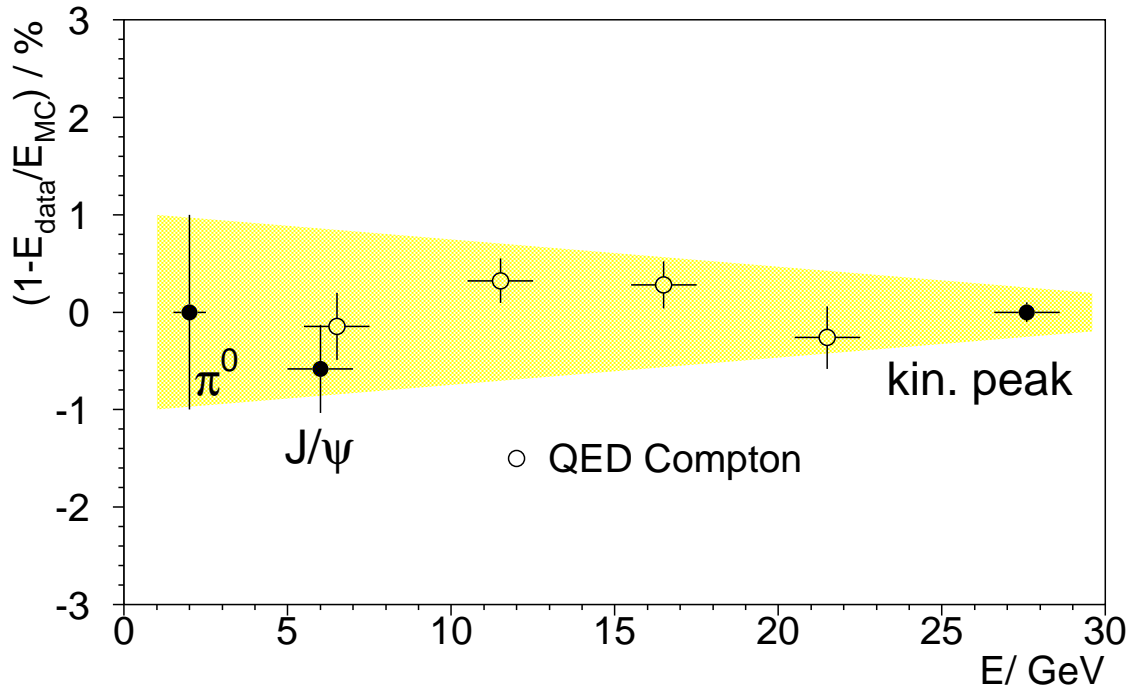


Abbildung 4.1:

Die Nicht-Linearität der SPACAL-Kalibrierung; das gelbe Band deutet die Ungenauigkeit der relativen Differenz zwischen der Energieskala in Daten (1999/2000) und in der MC-Simulation. [11].

In der Abbildung 4.1 sind die verschiedenen Kalibrierungsmethoden in den entsprechenden Energiebereichen anhand der relativen Daten-zu-MC-Energieskala dargestellt. Die Fehler der π^0 -Kalibrierung und die der DA-Kalibrierung im Bereich des kinematischen Peaks definieren die Ungenauigkeit, die in der Abbildung durch ein gelbes Band für Daten des Jahres 1999/2000 dargestellt ist. In der MC-Simulation wurde die Verteilung des passiven Materials durch das Programm GEANT modelliert.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Kalibrierungsschritte kurz und die DA-Kalibrierung mit QEDC-Ereignissen ausführlicher beschrieben. Näheres zu den Verfahren ist in [11] zu finden.

DA-Kalibrierung mit DIS-Ereignissen

Die DA-Kalibrierung im Bereich des kinematischen Peaks ermöglicht eine Eichung der einzelnen Zellen des SPACAL und eine erste radialabhängige Korrektur an Energieverlusten für gestreute Elektronen mit Energien im Bereich nahe der Strahlenergie. In diesem kinematischen Bereich steht viel Statistik mit vernachlässigbarer Anzahl an Untergrundereignissen zur Verfügung. Die Energie des gestreuten Elektrons wird hierbei durch den Polarwinkel des hadronischen Endzustandes θ_h und durch den Streuwinkel des Elektrons θ_e ausgedrückt:

$$y_{\text{DA}} = \frac{\tan \frac{\theta_h}{2}}{\tan \frac{\theta_h}{2} + \tan \frac{\theta_e}{2}}, \quad E_{\text{DA},e} = \frac{E_e^0 (1 - y_{\text{DA}})}{\sin^2 \frac{\theta_e}{2}}. \quad (4.1)$$

So definiert, ist die DA-Energie $E_{\text{DA},e}$, in erster Ordnung unabhängig von der Kalibrierung der Kalorimeter.

Während der Kalibrierungsprozedur werden die Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier für jede SPACAL-Zelle so angepasst, dass die Clusterenergie E_e der Referenzenergie $E_{\text{DA},e}$ entspricht. Dies wird in einer iterativen Prozedur an Ereignissen mit der Elektronenergie $E_e > 20 \text{ GeV}$ und dem hadronische Polarwinkel $0,262 \text{ rad} < \theta_h < 1,396 \text{ rad}$ ausgeführt. Zusätzlich wird eine Anpassung, welche die Verluste an den Rändern der SPACAL-Supermodule beachtet, durchgeführt. Die Prozedur wird auf die Daten und auf die MC-Simulation angewandt. Die erhaltenen Resultate werden anhand des Vergleichs der „neuen“ Energieverteilung des gestreuten Elektrons E_e^{neu} in Daten und in MC überprüft. Typischer Wert für die systematische Unsicherheit an der relativen Energieskala nach dieser Korrektur ist 0,2%, abgeschätzt aus der Radiusabhängigkeit der Übereinstimmung.

π^0 –Kalibrierung

Die Korrektur der Nicht-Linearität der SPACAL-Energieskala wird im Bereich kleiner Energien (ca. 2 GeV) mithilfe des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ durchgeführt. Dafür werden Ereignisse ausgewählt, die zwei durch Photonen hinterlassene Cluster im elektromagnetischen SPACAL, und einen in CTD rekonstruierten Vertex aufweisen. Die Energie des energiereicheren Cluster sollte dabei größer als 2,2 GeV und die des energieärmeren Cluster größer als 0,7 GeV sein. Die invariante Masse des Photon-Photon-Systems $M_{\gamma\gamma}$ wird aus den zwei gemessenen Energiedepositionen und den Clusterpositionen berechnet. Die Korrekturfaktoren ergeben sich, indem die Energieskala so angepasst wird, dass die $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilung bei der nominellen π^0 -Masse $m_{\pi^0} = 134,977 \text{ MeV}$ [2] ihr Maximum aufweist.

Die Energiekorrektur wird nur dann angewandt, wenn die Clusterenergie im Bereich von $\approx 2 \text{ GeV}$ liegt.

J/ψ –Kalibrierung

Eine Untersuchung der Energieskala im Energiebereich $\approx 6 \text{ GeV}$ wird mit dem Zerfall $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ umgesetzt. Die J/ψ -Kandidaten werden dabei anhand der beiden elektromagnetischen Cluster selektiert, die mit BPC-Spuren und einer der Cluster mit einer Spur in BST oder CJC verknüpft sein müssen. Der Ereignisvertex wird durch CJC oder BST definiert. Die invariante Masse M_{ee} wird aus den Energien der beiden Cluster, der Vertexposition und der Winkelmessung in der BPC berechnet.

Während der Kalibrierung wird die Position des Maximums in der M_{ee} -Verteilung mit der nominellen J/ψ -Masse von $m_{J/\psi} = 3,097 \text{ GeV}$ [2] verglichen. Die Abweichung in der Energiemessung beträgt nach dieser Korrektur für Energien über 6 GeV maximal 0,8%.

4.2 DA-Kalibrierung mit elastischen QEDC-Ereignissen

Die DA-Methode mit elastischen QEDC-Ereignissen wird im Rahmen dieser Arbeit zur Untersuchung der Nicht-Linearität der Energieskala des SPACAL verwendet. Die beiden Streuwinkel θ_e und θ_γ wurden hierbei zur Beschreibung der Streukinematik genutzt. Die systematische Unsicherheit der Streuwinkelrekonstruktion des Elektrons und des Photons ist also von großer Bedeutung. Die Selektionskriterien für QEDC-Ereignisse werden im Kapitel 4.3 beschrieben.

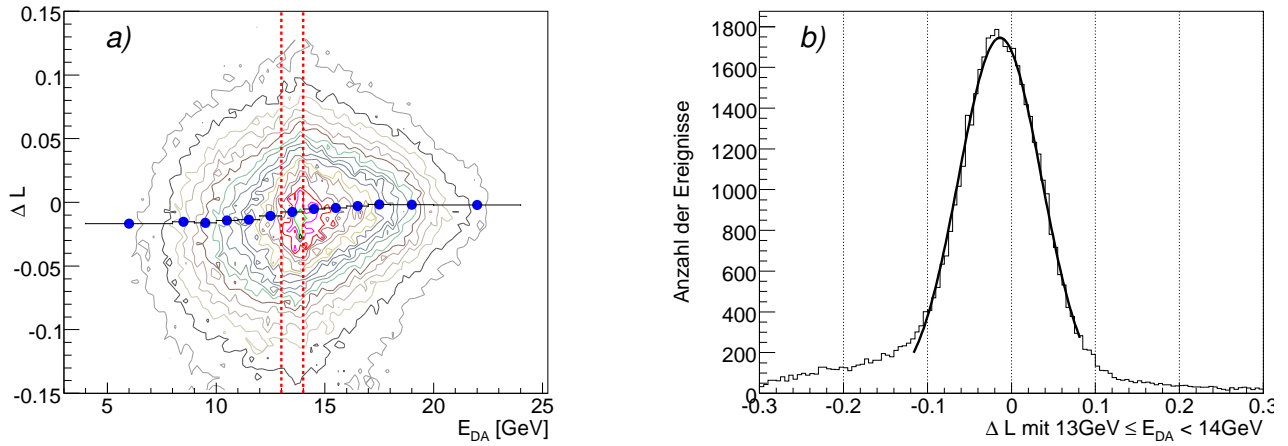


Abbildung 4.2:

a) Die zweidimensionale ΔL -gegen- E_{DA} -Verteilung und b) die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung für DA-Energien zwischen 13 GeV und 14 GeV im Bereich $\max(\Delta L) \pm 1,5\sigma$.

Um die Energieskala eines Detektors untersuchen zu können, muss eine unkorrelierte Referenzenergie benutzt werden, die für dasselbe Ereignis berechenbar ist. Für die elastische QEDC-Streuung ist es möglich, sowohl die Energie des gestreuten Elektrons als auch die des gestreuten Photons anhand ihrer Streuwinkel zu berechnen. Diese Doppel-Winkel-Energie (DA-Energie²) dient als Referenzenergie und ist gegeben durch

$$E_{DA,e}(\theta_e, \theta_\gamma) = \frac{2E_e^0 \sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} , \quad (4.2)$$

$$E_{DA,\gamma}(\theta_e, \theta_\gamma) = \frac{2E_e^0 \sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} .$$

Die Herleitung dieser Formeln ist im Anhang A.1 zu finden.

Eine der wichtigen Eigenschaften der Energieskala eines Kalorimeters ist die Linearität, d.h. dass die Höhe des Signals proportional zur Energie des einlaufenden Teilchens ist. Anders ausgedrückt muss die Abweichung in der Energiemessung in Abhängigkeit von der Energie eine konstante Funktion und idealerweise Null sein. Als Indikator der Abweichung von der Linearität wurde die Größe

$$\Delta L = \frac{E_m - E_{DA}}{E_{DA}} \quad (4.3)$$

definiert, wobei E_m die im SPACAL rekonstruierte Energie und E_{DA} die nach der entsprechenden Formel 4.2 berechnete DA-Energie ist.

Die Abweichung von der Linearität wird als Funktion der DA-Energie E_{DA} aufgetragen. Die einzelnen Funktionswerte $\Delta L(E_{DA})$ ergeben sich aus der Position des Maximums der ΔL -Verteilung in einem Energieintervall, wie es in der Abbildung 4.2a dargestellt ist. Der gesamte Energiebereich (4 GeV – 24 GeV) wird dabei i.A. in 1 GeV-Intervalle aufgeteilt, in denen die Position des Maximums den gesuchten Funktionswert ergibt, wie es in der Abbildung 4.2b im Intervall zwischen 13 GeV und 14 GeV dargestellt ist. Die Verteilung wird in der Nähe des Maximums durch eine Gauß-Funktion angenähert. Da das Spektrum aber bezüglich des Maximums asymmetrisch ist, wurde der Anpassungsbereich auf $\leq \pm 1,5\sigma$ festgelegt, welcher bei Bedarf, d.h. bei sehr schmalen Verteilungen,

²engl.: "double angle energy"

		Näheres in
Energie der beiden Cluster	$20 \text{ GeV} < E_1 + E_2 < 32 \text{ GeV}$	(ii) (S.33)
Energie im LAr	$E_{\text{LAr}} < 1 \text{ GeV}$	
Akoplanarität	$A < 0,175 \text{ rad}$	
restliche Energie im SPACAL	$E_{\text{res}} < 1 \text{ GeV}$	(iii) (S.34)
LAr-Kalorimeter	$\theta_{\text{LAr}} < \pi/6 \vee E_{\text{LAr}} < 0,5 \text{ GeV}$	
Clusterradius	$r_{\text{clu}} < 4 \text{ cm}$	(iv) (S.34)
Energie im had. SPACAL	$E_{\text{had}} < 0,1 \text{ GeV}$	
Schnitte in der SPACAL-Ebene	$15 < R_{\text{SPA}} < 72 \text{ cm}$ $d_{\text{SPA,BPC}} < 1 \text{ cm}$ $ y_{\text{BPC}} > 8 \text{ cm}$	(v) (S.36)
Polarwinkel in BPC	$\theta_{\text{BPC}} < 3,019 \text{ rad}$	

Tabelle 4.1:

Übersicht über die wichtigsten in dieser Analyse verwendeten Schnitte, die im Text näher erläutert werden.

weiter verkleinert wurde. In den Randbereichen der zweidimensionalen Verteilung (4 – 6 GeV und 22 – 24 GeV) stand deutlich weniger Statistik zur Verfügung, so dass eine sinnvolle Anpassung nicht möglich war. Deshalb wurden hier die Energieintervalle auf eine Größe von bis zu 4 GeV ausgedehnt.

Die aus den Anpassungen erhaltenen Werte ΔL werden als Funktion der DA-Energie E_{DA} aufgetragen, da durch die Berechnung aus den Streuwinkeln eine viel höhere Energieauflösung erreicht wird. Eine Korrektur der Energieskala im Promillebereich wäre mit der Auflösung der rekonstruierten Energie E_m nicht möglich.

Im Energiebereich größer ca. 20 GeV wird eine geringe Abweichung von der Linearität erwartet, da die Energieskala in diesem Bereich bereits mit den im Kapitel 4.1 beschriebenen Methoden, vor allem anhand des kinematischen Peaks, korrigiert wurde. Im Bereich unter 15 GeV wird eine Abweichung von ca. $-2,5\%$ erwartet, da die rekonstruierte Energie E_m hier im Durchschnitt aufgrund des Verlustes im passiven Material als zu klein gemessen wird. Der Verlauf der Punkte ($E_{\text{DA}}, \Delta L$) wird anschließend durch eine geeignete Funktion angenähert, wie es im Kapitel 4.5.2 beschrieben ist, und dient als die Korrekturfunktion für die im SPACAL gemessene Energie.

4.3 Ereignisselektion

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kriterien zur Selektion des elastischen QEDC-Prozesses vorgestellt. In der Tabelle 4.1 ist eine Übersicht aller angewandten Schnitte zusammengestellt. Im Folgenden werden einzelne Schnitte detaillierter beschrieben und begründet. Die Selektion der Ereignisse basiert auf den Schnitten, die in der vorherigen Analyse [8] der QEDC-Streuung mit HERA-I-Daten³ verwendet wurden.

³Datennahmeperioden bis 2000;

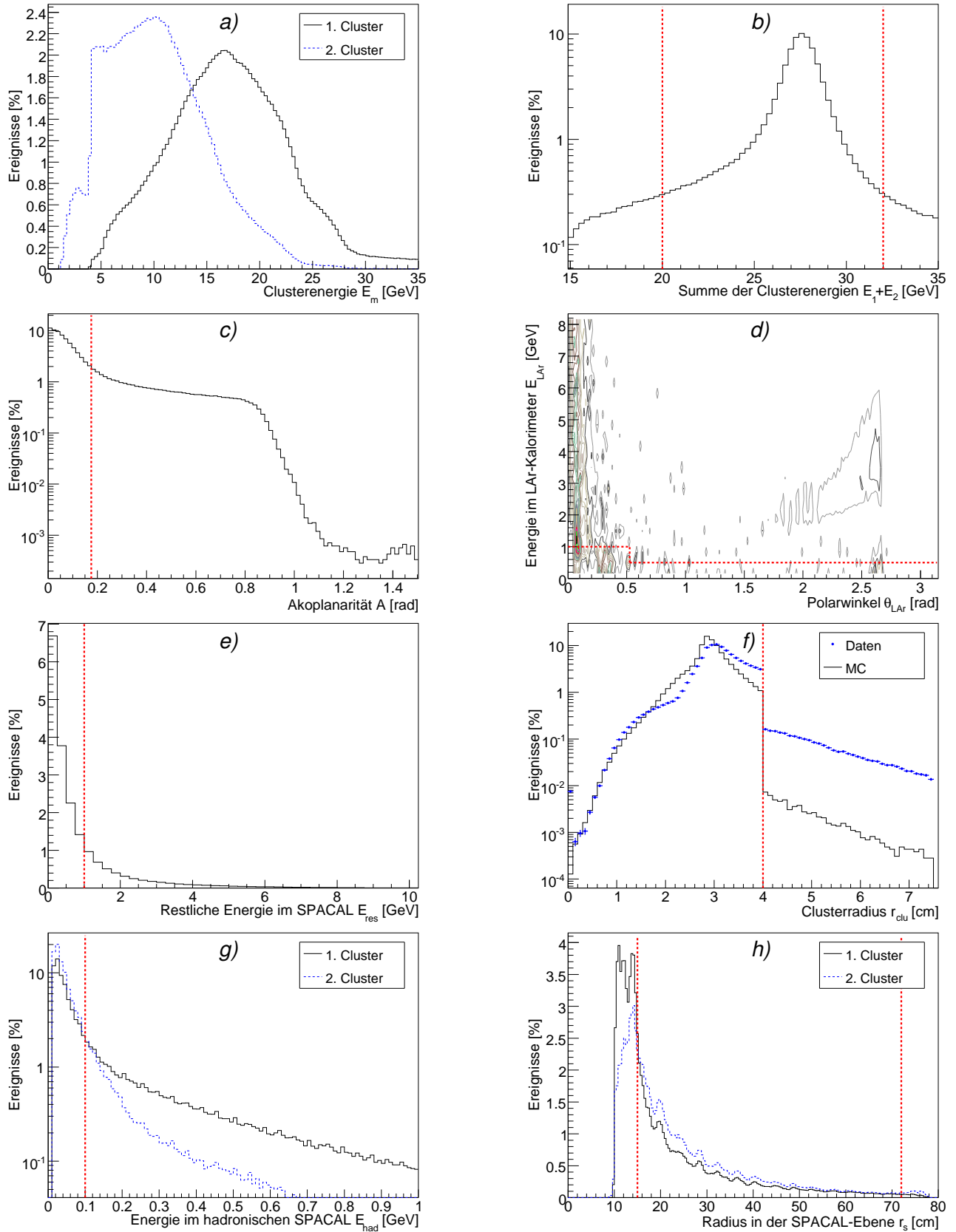


Abbildung 4.3:

Die im Rahmen dieser Arbeit angewandten Schnitte (durch gestrichelte Linien angedeutet) für die Selektion der elastischen QEDC-Ereignissen; wenn nichts anderes erwähnt ist, in der MC-Simulation.

i) Datenqualität

Der Betrieb des H1-Experimentes wird in verschiedene zeitlichen Perioden unterteilt. Die Zeit zwischen dem Starten der HERA-Maschine und dem Verlieren/Abschalten eines der beiden Strahlen wird mit dem englischen Begriff „luminosity fill“ bezeichnet. Diese Periode unterteilt sich in so genannte „Runs“, die einen Zeitraum darstellen, in dem konstante Experimenteinstellungen herrschen. Jedem Run wird bereits während der Datennahme die Eigenschaft „gut“, „mittel“ oder „schlecht“ verliehen, die nach der Datennahme nochmals kontrolliert wird. Für die Analyse werden nur solche Runs verwendet, die die Eigenschaft „gut“ oder „mittel“ erhalten haben, d.h. nur solche Runs, in denen alle wichtigen Detektorkomponenten funktionsfähig waren. Außerdem wurden nur solche Daten analysiert, die mit der aktuellsten Version der Software rekonstruiert wurde.

ii) Die grundsätzlichen Schnitte zur Selektion der elastischen QEDC-Ereignisse

Zunächst sind grundsätzliche Schnitte zur Selektion der elastischen QEDC-Ereignisse notwendig. Diese Schnitte beziehen sich u.a. auf die in den Kalorimetern deponierte Energie. Die Energieverteilung des energiereichsten und zweitenergiereichsten Clusters und ihre Summe sind für simulierte Ereignisse in den Abbildungen 4.3a und 4.3b dargestellt.

Die Verteilung der Energie des energiereichsten Clusters fällt in Richtung der kleinen Energien ab. Die untere Schwelle von 4 GeV ist für diese Verteilung durch die Bedingungen während der Rekonstruktion gegeben.

Die Summe der Energien hat ein deutliches Maximum in der Nähe der Elektronstrahlenergie und einen Ausläufer in Richtung der niedrigen Energien, der ein Anzeichen für die reduzierte Schwerpunktsenergie ist. Dies ist bei ISR-Prozessen der Fall. Solche Ereignisse wurden mit einem Schnitt auf die Summe der beiden Clusterenergien bei 20 GeV aus der Analyse ausgeschlossen. Nach der Anwendung dieses Schnitts erübrigte sich außerdem eine Forderung nach der minimalen Energie in den einzelnen Clustern. Des Weiteren soll die Summe der Energien nicht mehr als 32 GeV betragen.

Zusätzlich kann der elastische QEDC-Prozess selektiert werden, indem ein Schnitt auf den totalen Transversalimpuls angewandt wird. Diesem Schnitt ähnlich ist ein Schnitt in der Akoplanarität

$$A = |\pi - |\phi_e - \phi_\gamma||, \quad (4.4)$$

wobei die Azimutwinkeldifferenz der Winkel zwischen den Transversalimpulsvektoren $\mathbf{p}_{t,e}$ und $\mathbf{p}_{t,\gamma}$ ist. Dieser Schnitt ist zur Selektion des QEDC-Phasenraums und zur Abgrenzung von anderen möglichen Strahlungskorrekturprozessen notwendig. Es sei an dieser Stelle bemerkt, dass gegebenenfalls eine Korrektur des Azimutwinkels des Elektrons notwendig ist, da das Elektron im Magnetfeld des H1-Detektors von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt wird und so der falsche Azimutwinkel gemessen wird. Eine präzise Azimutwinkelrekonstruktion ist aber nur dann notwendig, wenn ein scharfer Schnitt auf die Akoplanarität zur Unterscheidung der elastischen von der inelastischen QEDC-Streuung angewandt wird. Da eine solche Unterscheidung in dieser Arbeit nicht von großer Bedeutung ist, wird diese Korrektur nicht vorgenommen.

In der Abbildung 4.3c ist das Spektrum der Akoplanarität und der angewandte Schnitt bei 0,175 rad dargestellt.

Bei einem elastischen Ereignis sollte im LAr-Kalorimeter kaum Aktivität vorhanden sein. Es wurde deshalb ergänzend verlangt, dass die totale Energiedeposition im LAr-Kalorimeter kleiner als 1 GeV sein muss. Durch diese Selektion bleibt ein Teil der inelastischen Ereignisse aber erhalten. In einer

früheren Studie der MC-Simulation der elastischen QEDC-Ereignisse [8] wurde allerdings gezeigt, dass durch diese Tatsache die für diese Arbeit relevanten Verteilungen nicht signifikant beeinflusst werden.

iii) Unterdrückung der DIS-Untergrundereignisse

Unter dem DIS-Untergrund werden in dieser Arbeit alle inelastischen Prozesse verstanden. Eine räumliche Abgrenzung zwischen dem Elektron-Photon-System und dem hadronischen Endzustand und dadurch die Unterdrückung der DIS-Untergrundereignisse kann mit Selektionskriterien am Polarwinkel θ_{LAr} und an der restlichen Energie E_{res} erreicht werden. Die restliche Energie ist die gesamte im SPACAL deponierte Energie außerhalb der zwei energiereichsten Cluster:

$$E_{\text{res}} = E_{\text{ges}} - E_1 - E_2 . \quad (4.5)$$

Die Verteilung der im LAr-Kalorimeter deponierten Energie E_{LAr} in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_{LAr} ist in der Abbildung 4.3d dargestellt, wobei Ereignisse ohne Aktivität im LAr-Kalorimeter ausgeschlossen sind (d.h. $E_{\text{LAr}} > 0 \text{ GeV}$). Eine Anhäufung der Ereignisse bei $\theta_{\text{LAr}} \approx 2,6 \text{ rad}$ ist erkennbar. Dieses Maximum repräsentiert DIS-Ereignisse mit einem hadronischen Jet in rückwärtiger Richtung, rekonstruiert hauptsächlich im rückwärtigen Bereich des LAr-Kalorimeters. Ein Bruchteil der Jets kann dabei in der SPACAL-Akzeptanz erscheinen und die Photonsignatur vortäuschen. Solche Ereignisse werden mit einem Schnitt, angedeutet durch die gestrichelten Linien (und kombiniert mit dem Schnitt $E_{\text{LAr}} < 1 \text{ GeV}$) in der Abbildung 4.3d, unterdrückt. Diese Selektion bedeutet, dass der maximale Polarwinkel eines Clusters im LAr-Kalorimeter mit einer Energie über $0,5 \text{ GeV}$ kleiner als $0,524 \text{ rad}$ sein soll.

In einer früheren Analyse der QEDC-Ereignisse [8] wurde gezeigt, dass die Anzahl der DIS-Ereignisse stark von dem Schnitt in der restlichen Energie E_{res} abhängt und umgekehrt hängt die Verteilung der E_{res} von dem Schnitt auf den Polarwinkel θ_{LAr} ab. Das impliziert, dass mit dem Schnitt auf E_{res} die DIS-Untergrundereignisse unterdrückt werden können. Aus diesem Grund muss zusätzlich $E_{\text{res}} < 1 \text{ GeV}$ sein. (siehe Abb.4.3e)

iv) Separation elektromagnetischer und hadronischer Schauer

Im vorangegangenen Abschnitt wurden Selektionskriterien vorgestellt, durch welche die DIS-Untergrundereignisse stark unterdrückt werden. Selektionskriterien an den Clustereigenschaften erlauben auch solche Ereignisse auszuschließen, in denen mehrere Teilchen einen gemeinsamen Cluster produzieren. Außerdem können damit Ereignisse mit einem im SPACAL registrierten Hadron, wie die diffraktive Produktion eines ρ -Mesons, das in ein $\pi^+\pi^-$ -Paar zerfällt, vermieden werden.

Die transversale und die longitudinale Ausdehnung der Schauer im SPACAL stellt eine gute Möglichkeit zur Unterscheidung der Elektronen/Photonen und Hadronen zur Verfügung. Die elektromagnetischen Schauer zeichnen sich durch eine wesentlich kleinere Ausdehnung aus.

Elektromagnetische und hadronische Schauer erstrecken sich in der Regel über mehrere Auslesezellen des SPACAL. Mithilfe eines Clusteralgorithmus werden die Zellen mit Energiedepositionen einem Cluster zugeordnet. Die Energie des eingetroffenen Teilchens ergibt sich als Summe über alle Zellen des Clusters. In der Abbildung 4.4 ist ein Ereignis mit zwei Clusterkandidaten dargestellt.

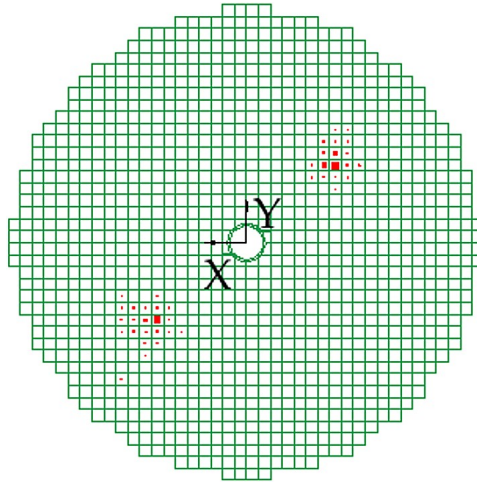


Abbildung 4.4:

QEDC-Ereignis im SPACAL: zu sehen sind die zwei Cluster, die sich aus mehreren Energiedeposition in einzelnen Zellen des Kalorimeters zusammensetzen.

Die Clusterkoordinaten $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s)^T$ in der SPACAL-Ebene sind durch den Schwerpunkt der Energiedepositionen definiert. Der Schwerpunkt wird dabei mithilfe der logarithmischen Gewichtung einzelner Zellen berechnet, da mit dieser Methode eine bessere Ortsauflösung, als mit der linearen Gewichtung, erreicht wird [29]. Der Clusterschwerpunkt⁴ in der x - y -Ebene ergibt sich zu

$$\mathbf{r}_s = \frac{\sum_i \mathbf{r}_i^0 w_i}{\sum_i w_i} . \quad (4.6)$$

Die Summation erfolgt über alle zu dem jeweiligen Cluster gehörenden Zellen mit den Zellschwerpunktskoordinaten $\mathbf{r}_i^0 = (x_i^0, y_i^0)^T$. Die energieabhängigen Gewichtungsfaktoren sind mit

$$w_i = \max \left(0, w_0 + \ln \left(\frac{E_i}{\sum_i E_i} \right) \right) \quad (4.7)$$

zu berechnen, wobei E_i die in der jeweiligen Zelle deponierte Energie ist und w_0 einen Gewichtungsfaktor definiert, der eine Mindestenergie festlegt, unterhalb derer die Zelle von der Berechnung des Schwerpunktes ausgeschlossen wird. In der Methode mit der linearen Gewichtung ist $w_i = E_i$.

Die in H1-Analysen verwendete Messung des transversalen Schauerprofils ist durch den logarithmisch gewichteten Clusterradius [43]

$$r_{clu} = \frac{\sum_i w_i \cdot |\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_i^0|}{\sum_i w_i} \quad (4.8)$$

gegeben. Die Diskrepanz zwischen den Clusterradien in Daten und MC-Simulation kann mithilfe der Justierung des Parameters w_0 , getrennt für Daten und für MC, korrigiert werden. Der Vorteil dieser Art der Radiusberechnung gegenüber dem linearen Clusterradius ist die Tatsache, dass der lineare Clusterradius deutlich von dem Auftreffpunkt des Teilchens innerhalb einer SPACAL-Zelle abhängt. Ein Unterschied macht sich bemerkbar, wenn der Schwerpunkt des Clusters in der Nähe der Zellmitte oder am Rande der Zelle liegt [44].

⁴engl.: center of gravity (CoG)

In der Abbildung 4.3f ist der Clusterradius in der MC-Simulation mit dem in Daten verglichen. Eine geringe Differenz zwischen den Positionen der Verteilungsmaxima ist erkennbar, die in dieser Arbeit jedoch nicht relevant ist. Außerdem ist an der Stelle $r_{clu} = 4 \text{ cm}$ der während der Rekonstruktion angewandte Schnitt in Form einer Stufe deutlich sichtbar. Die Ursache für das Auftreten von Clusterradien größer 4 cm war leider unklar, vermutlich wurde dies durch andere Bedingungen in der Rekonstruktion zugelassen. Um sicherzustellen, dass die beiden energiereichsten Cluster tatsächlich elektromagnetischer Natur sind, muss der Clusterradius $r_{clu} < 4 \text{ cm}$ sein.

Zusätzlich zum Schnitt auf den Clusterradius wurde auf die im hadronischen SPACAL deponierte Energie E_{had} geschnitten, um hadronischen Schauer aus der Analyse auszuschließen. Während Elektron- und Photon-Schauer komplett im elektromagnetischen SPACAL absorbiert werden, erzeugen Hadronen solche Schauer, die eine deutlich größere longitudinale Ausdehnung besitzen. Die nukleare Wechselwirkungslänge ist viel größer als die elektromagnetische Strahlungslänge [8]. Eine Energiedeposition hinter dem elektromagnetischen Cluster ist ein Zeichen für den hadronischen Ursprung eines Schauers. Die Effizienz des Schnittes auf die Energie im hadronischen SPACAL wurde in [45] detailliert studiert; sie beträgt 99,5%. Bei der Selektion wurde für die hadronische Energie $E_{had} < 0,1 \text{ GeV}$ verlangt. Das Spektrum der hadronischen Energie E_{had} und der angewandte Schnitt sind in der Abbildung 4.3g zu sehen.

v) Akzeptanzschnitte

Zur Polarwinkelmessung werden während der Analyse die Detektoren: SPACAL, BPC und BST verwendet. Der BST besitzt eine geringe Polarwinkelakzeptanz (siehe Tab. 3.1), daher werden keine weiteren Schnitte eingesetzt, um die Statistik nicht weiter zu verringern. Mehrere Akzeptanzschnitte wurden dagegen während der Ereignisselektion im SPACAL und BPC angewandt, um die ineffizienten Bereiche auszuschließen. Es wurden Schnitte auf die x_s - und y_s -Koordinaten der beiden Cluster in der SPACAL-Ebene angewandt, da die Bestimmung der Clusterposition und der daraus berechnete Streuwinkel von der Verteilung der Energiedepositionen auf einzelne SPACAL-Zellen abhängt. Um Energieverluste in der Nähe der Detektorkanten zu vermeiden, wurden nur solche Ereignisse verwendet, die zwei Cluster mit einem Mindestabstand von $|\mathbf{r}_s| > 15 \text{ cm}$ und einem Maximalabstand von $|\mathbf{r}_s| < 72 \text{ cm}$ zur Strahlachse beinhalten. In der Abbildung 4.3h ist das Spektrum des Abstandes zur Strahlachse $|\mathbf{r}_s|$ und die angewandten Schnitte dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die meisten Ereignisse in der Nähe der Strahlröhre stattfinden.

Die Spuren, die in inneren Randbereichen der BPC rekonstruiert wurden, wurden nicht verwendet. In Anbetracht der hexagonalen Form der BPC sind hierzu Schnitte im Polarwinkel θ_{BPC} und in der y_s -Koordinate notwendig. Die Bereiche in der Nähe der inneren Öffnung der BPC werden mit einem Polarwinkel $\theta_{BPC} < 3,019 \text{ rad}$ (entspricht $|\mathbf{r}_s| > 20 \text{ cm}$) ausgeschlossen. Mit $|y_s| > 8 \text{ cm}$ lassen sich die Randbereiche der oberen und unteren Sektionen der BPC parallel zu x -Achse vermeiden.

Im Kapitel 4.4.4 wird dargestellt, dass eine BPC-Spur nur in Verbindung mit einem SPACAL-Cluster rekonstruiert wird. Die Strecke $d_{SPA,BPC}$ zwischen der im SPACAL rekonstruierten Clusterposition und der anhand des BPC-Treffers extrapolierten Clusterposition ist ein Maß für die Qualität der Spurrekonstruktion in der BPC. Dieser Abstand ist definiert durch

$$d_{SPA,BPC} = \sqrt{(\Delta x_{SPA,BPC})^2 + (\Delta y_{SPA,BPC})^2} = \sqrt{(x_{SPA} - x_{BPC})^2 + (y_{SPA} - y_{BPC})^2}. \quad (4.9)$$

In der Abbildung 4.5a ist die Strecke $\Delta x_{SPA,BPC}$ schematisch dargestellt. Die Größe $\Delta y_{SPA,BPC}$ ergibt sich analog in der y - z -Ebene. Um nur „gut“ rekonstruierte Spuren zu benutzen, wurde ein Schnitt in

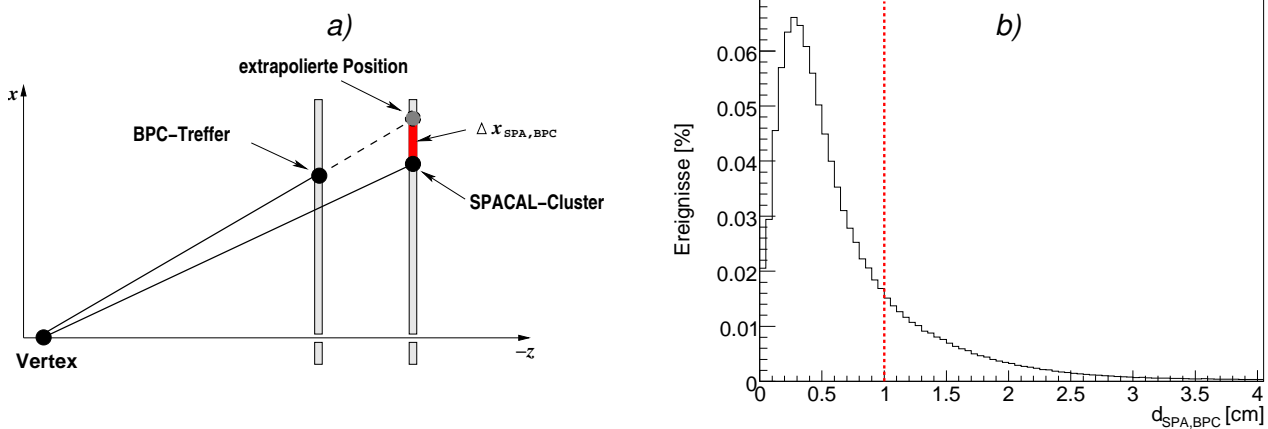


Abbildung 4.5:

a) Der Abstand $\Delta x_{SPA,BPC}$ zwischen der im SPACAL rekonstruierten Clusterposition und der anhand des BPC-Treffers extrapolierten Clusterposition in der x - z -Ebene; und b) das Spektrum der durch die Formel 4.9 definierten Strecke $d_{SPA,BPC}$ mit dem angewandten Schnitt.

diesem Abstand angewandt. In der Abb. 4.5b ist das zugehörige Spektrum mit dem angewandten Schnitt bei $d_{SPA,BPC} < 1$ cm zu sehen.

4.4 Polarwinkelmessung

Für die Berechnung der DA-Energie ist eine präzise Messung des Streuwinkels θ von besonderer Bedeutung. Um sicher zu gehen, dass der „beste“ gemessene Streuwinkel benutzt wird, wurde anhand einer MC-Simulation eine Winkelstudie durchgeführt, während der die rekonstruierten Streuwinkel mit denen der generierten Teilchen verglichen wurden. Für die im rückwärtigen Bereich des H1-Experimentes registrierten Teilchen standen Winkelmessungen des BST, BPC, SPACAL und CTD zur Verfügung. Die mit dem CTD gemessenen Winkeln werden u.a. mit sog. DTRA-Spuren⁵ verknüpft. Während der Analyse dieser Spuren wurde festgestellt, dass in manchen Fällen die Verbindung zwischen einer Spur und einem Cluster im SPACAL stattfindet, obwohl sie sehr weit auseinander liegen. Das hat zur Folge, dass ca. 32% der Ereignisse mit einem Cluster im SPACAL und einer DTRA-Spur einen Streuwinkel, der nicht in der SPACAL-Akzeptanz liegt, haben, wie es in der Abbildung 4.6 zu sehen ist. Aus diesem Grund wurden Ereignisse mit DTRA-Spuren aus der Analyse ausgeschlossen. Im Folgenden werden die Winkelmessungen für BST, BPC und SPACAL untersucht. Dazu wird anstatt des H1-Streuwinkels θ_{H1} der Winkel $\Theta = \pi - \theta_{H1}$ benutzt.

In der MC-Simulation wurde eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen durchgeführt. Da es in der Simulation mehrere Photonen im Endzustand, die aus Strahlungskorrekturen höherer Ordnung stammen, geben kann, wurde dazu die Eigenschaft ausgenutzt, dass in der elastischen QEDC-Streuung die Azimutwinkeldifferenz $|\phi_e - \phi_\gamma| \approx \pi$ beträgt. So ist die Zuordnung eines Clusters dem richtigen Photon anhand seines Azimutwinkels eindeutig. Darüber hinaus wurde in der anschließenden Analyse der Zuordnung festgestellt, dass die Existenz einer Spur in rückwärtigen Spurdetektoren BPC und/oder BST kein eindeutiges Kriterium zur Identifikation des Elektrons ist. Es wurde festgestellt, dass nur $\approx 50\%$ der Elektronen eine Spur in der BPC hinterlassen. Andererseits erzeugen auch $\approx 24\%$ der Photonen hier eine Spur. Der Nachteil des BST ist die geringe räumliche

⁵Spuren, die zu einem Vertex extrapoliert werden.

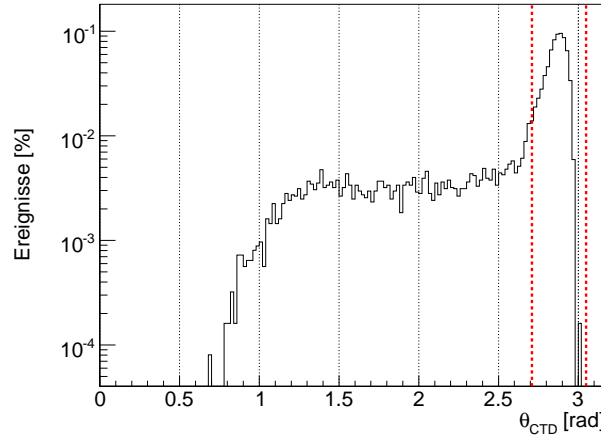


Abbildung 4.6:

Spektrum des im CTD rekonstruierten Polarwinkels θ_{CTD} , für DTRA-Spuren, die mit einem SPACAL-Cluster verknüpft sind, in der MC-Simulation; mit gestrichelten Linien ist die Polarwinkelakzeptanz des SPACAL angedeutet.

Akzeptanz, so dass in diesem Detektor nur ein kleiner Bruchteil der gestreuten Elektronen/Photonen (ca. 13%) registriert wird. Aus diesen Gründen wurde in Daten nicht zwischen Elektronen und Photonen unterschieden.

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird die Qualität der Polarwinkelrekonstruktion in Daten und in der MC-Simulation untersucht. Dabei werden die Winkelmessungen des BST, BPC und SPACAL untereinander und in der MC-Simulation auch mit den generierten Winkeln verglichen.

4.4.1 Ausrichtung der Detektoren

Da für die Berechnung der DA-Energie die Polarwinkelmessungen verschiedener Detektoren benutzt werden, ist es notwendig, dass diese vergleichbar sind. D.h. es muss überprüft werden, ob die verwendeten Detektoren aufeinander ausgerichtet sind. Dazu wurden folgende Größen definiert:

$$\Delta T_{SPA,BPC} = \frac{\Theta_{SPA} - \Theta_{BPC}}{\Theta_{SPA}}, \quad (4.10)$$

$$\Delta T_{BPC,BST} = \frac{\Theta_{BPC} - \Theta_{BST}}{\Theta_{BPC}}, \quad (4.11)$$

$$\Delta T_{SPA,BST} = \frac{\Theta_{SPA} - \Theta_{BST}}{\Theta_{SPA}}, \quad (4.12)$$

die einen anschaulichen Vergleich der in den drei verwendeten Detektoren rekonstruierten Polarwinkel ermöglichen.

Eine Größe, die einen großen Einfluss auf die Ausrichtung der Detektoren hat, ist die Strahlverkipfung (engl.: „beam slope“). Die außerhalb der Wechselwirkungszone in getrennten Strahlröhren geführten Elektronen- und Protonenstrahlen des Beschleunigers werden am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors zusammengeführt. Dies resultiert in einer Verkipfung der realen gegenüber der nominellen Strahlführung. Die reale Strahlführung kann sich durch eine Luminositäts- und Untergrundoptimierung ändern. Zusätzlich kann es zu einer Verschiebung des Wechselwirkungspunktes in der x - y -Ebene um (x_{IP}, y_{IP}) kommen. Das hat zur Folge, dass die x - y -Koordinaten der realen Strahlachse bei der z -Position eines Detektors verschieden von Null sind. Solche Koordinaten an der entsprechenden Position z werden in dieser Arbeit mit (x_{tilt}, y_{tilt}) bezeichnet. Die Verkipfung und

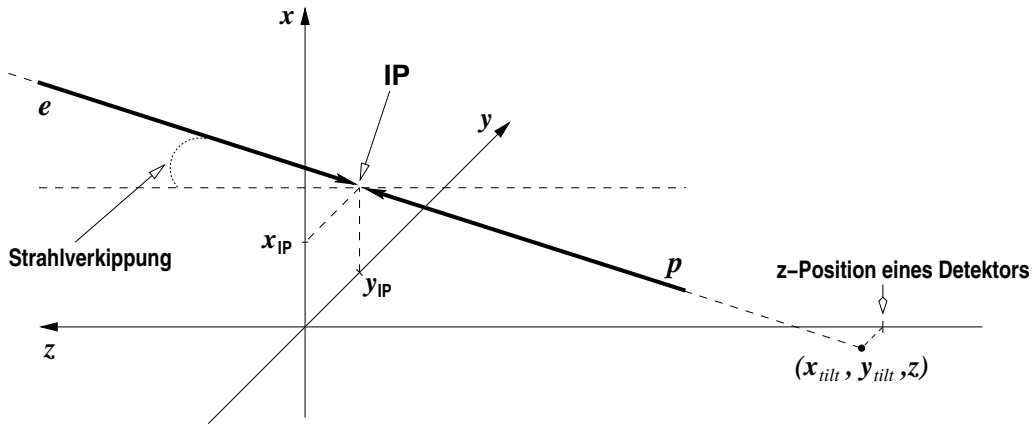


Abbildung 4.7:

Schematische Darstellung des sog. Beam-Tilt ($x_{\text{tilt}}, y_{\text{tilt}}$). Die reale Strahlführung ist gegen die nominelle Strahlführung verkippt und in der x - y -Ebene verschoben. Der Winkel zwischen dem Strahl und der nominellen z -Achse ist aus optischen Gründen übertrieben groß gezeichnet.

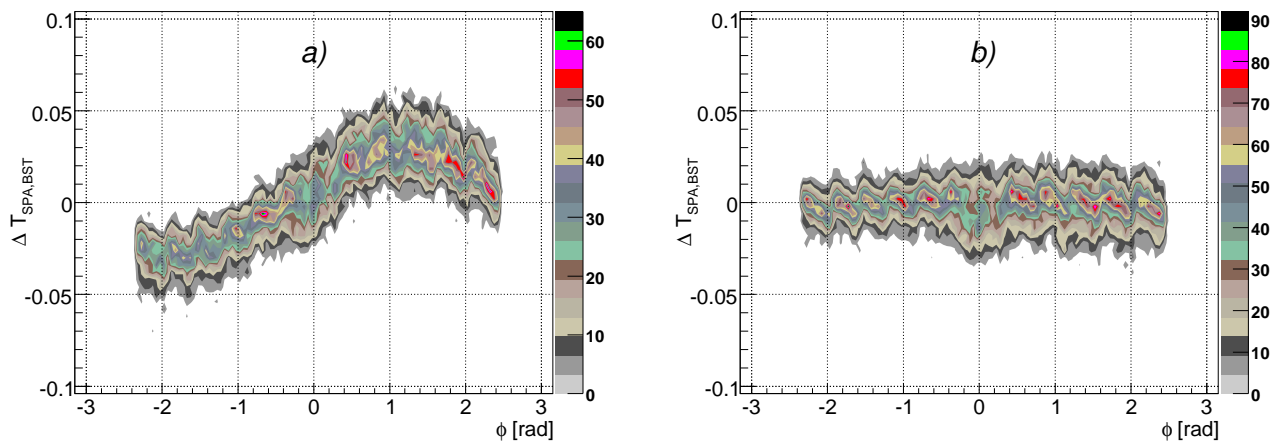


Abbildung 4.8:

Demonstration der Beam-Tilt-Korrektur anhand der Größe $\Delta T_{\text{SPA,BST}}$ als Funktion des Azimutwinkels ϕ in der MC-Simulation: a) vor und b) nach der Korrektur des Winkels θ_{SPA} auf den Beam-Tilt. Der Winkel θ_{BST} ist dabei bereits korrigiert.

die Verschiebung der Strahlachse werden mit dem englischen Begriff „Beam-Tilt“ zusammengefasst (siehe Abb. 4.7). Der Beam-Tilt wird für jeden Run⁶ mithilfe der Verteilungen der Primärvertizes $x_{\text{vtx}}(z_{\text{vtx}})$ und $y_{\text{vtx}}(z_{\text{vtx}})$ bestimmt. Die Primärvertexkoordinaten $(x_{\text{vtx}}, y_{\text{vtx}}, z_{\text{vtx}})$ werden dabei von dem zentralen Spurkammersystem CTD rekonstruiert, wobei der nominelle Wechselwirkungspunkt i.A. bei $z_{\text{IP}} = 0$ cm angenommen wird.

Um die Simulation eines Detektors so realistisch wie möglich zu gestalten, wird auch in der MC-Simulation die Strahlachse um $(x_{\text{IP}}, y_{\text{IP}})$ verschoben. Die Strahlachse selbst verläuft jedoch parallel zur nominellen z -Achse; die Strahlverkipfung ist also Null.

Der Polarwinkel eines gestreuten Teilchens wird bezüglich der nominellen Strahlachse gemessen, physikalisch relevant ist aber der Winkel zur tatsächlichen Strahlachse. Deshalb führt ihre Verschiebung oder gar ihre Neigung zu einer fehlerbehafteten Messung. Bei der Korrektur dieses Effekts wird im Laufe dieser Arbeit von der Beam-Tilt-Korrektur gesprochen. Dazu wird in Daten eine be-

⁶Erklärung des Begriffs „Run“ im Kap. 4.3

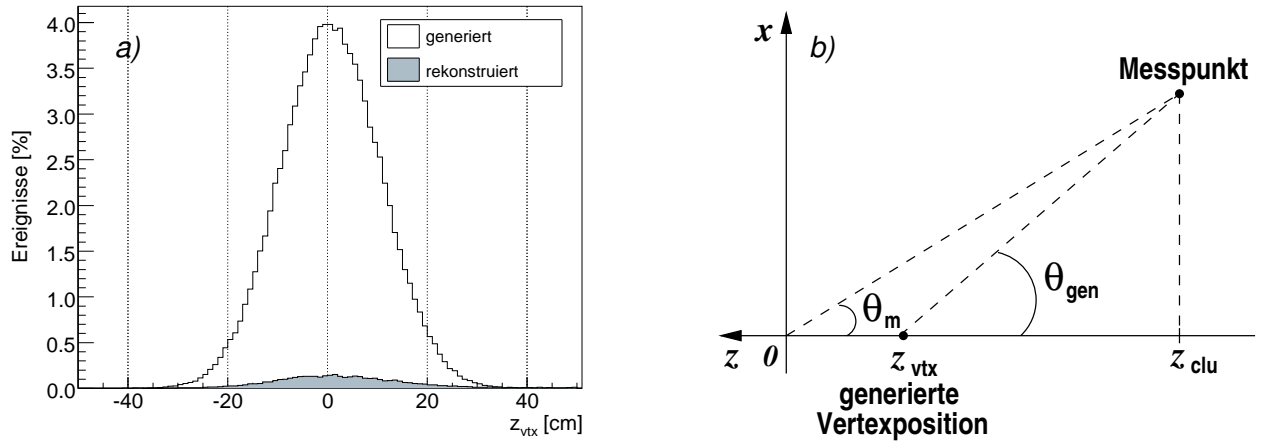


Abbildung 4.9:

Vertexrekonstruktion in der MC-Simulation: a) Spektrum der generierten und der rekonstruierten Primärvertexposition z_{vtx} , wobei nur $z_{vtx} \neq 0$ cm gezählt werden; b) fehlerbehaftete Messung des Polarwinkels Θ_m unter der Annahme der Vertexposition bei $z_{vtx} = 0$ cm.

reits vordefinierte Funktion in der H1-Software benutzt. In der MC-Simulation wird dagegen die Gleichung

$$\Theta_{neu} = \arctan \left(\frac{\sqrt{(z_{clu} \tan \Theta \cos \phi - x_{IP})^2 + (z_{clu} \tan \Theta \sin \phi - y_{IP})^2}}{z_{clu}} \right) \quad (4.13)$$

verwendet, da keine Strahlverkipfung simuliert wird und deshalb die vordefinierte Funktion nicht benutzbar ist. In welchen Fällen die Beam-Tilt-Korrektur angewandt wurde, wird für BST (Kap. 4.4.3), BPC (Kap. 4.4.4) und SPACAL (Kap. 4.4.5) getrennt beschrieben. Die Notwendigkeit einer Beam-Tilt-Korrektur kann mithilfe eines $\Delta T(\phi)$ -Graphen verdeutlicht werden. Hier wird eine sinusförmige Abhängigkeit festgestellt, wie es in der Abbildung 4.8a anhand der Größe $\Delta T_{SPA,BST}$ zu erkennen ist.

Im nachfolgenden Abschnitt wird der Vergleich der simulierten Polarwinkelrekonstruktion mit dem Streuwinkel eines generierten Teilchens diskutiert.

4.4.2 Polarwinkelrekonstruktion in der MC-Simulation

Um den rekonstruierten Streuwinkel mit dem eines generierten Teilchens in der MC-Simulation vergleichen zu können, wurden folgende Größen definiert:

$$\Delta T_{gen,BST} = \frac{\Theta_{gen} - \Theta_{BST}}{\Theta_{gen}}, \quad (4.14)$$

$$\Delta T_{gen,BPC} = \frac{\Theta_{gen} - \Theta_{BPC}}{\Theta_{gen}}, \quad (4.15)$$

$$\Delta T_{gen,SPA} = \frac{\Theta_{gen} - \Theta_{SPA}}{\Theta_{gen}}. \quad (4.16)$$

Bei der Generierung eines Ereignisses in der MC-Simulation wird eine gaußförmige Verteilung der Primärvertizes angenommen. Wie es aus der Abbildung 4.9a ersichtlich ist, wird jedoch nur in ca. 4,3% der QEDC-Ereignisse der Vertex rekonstruiert, d.h. $z_{vtx} \neq 0$ cm. Falls in einem Ereignis der Primärvertex rekonstruiert werden konnte, wird der Polarwinkel ausgehend von dessen Position z_{vtx}

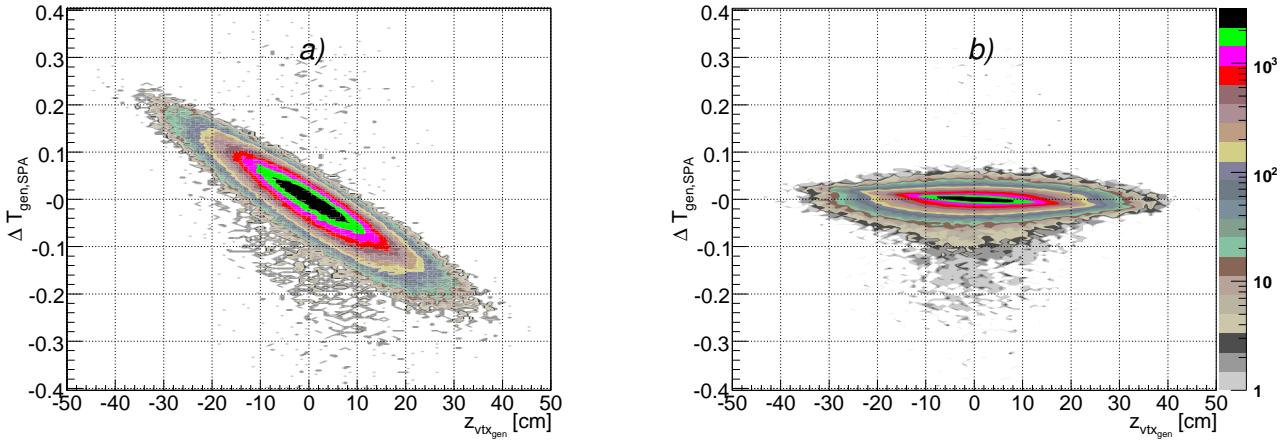


Abbildung 4.10:

Demonstration der Umrechnung der Polarwinkel auf die neue Vertexposition $z_{vtx} \rightarrow 0$ cm anhand der Größe $\Delta T_{gen,SPA}$ als Funktion der generierten Vertexposition $z_{vtx,gen}$ in der MC-Simulation: a) vor und b) nach der Umrechnung der Polarwinkel θ_{gen} und θ_{SPA} nach der Gleichung 4.17.

berechnet, andernfalls wird die Position bei $z_{vtx} = z_{IP} = 0$ cm angenommen. In der Abbildung 4.9b ist die fehlerbehaftete Rekonstruktion eines Polarwinkels ausgehend von der angenommenen Vertexposition schematisch dargestellt. Die Vergleichbarkeit eines generierten Polarwinkels mit dem rekonstruierten Winkel setzt also eine Übereinstimmung der Vertexpositionen voraus. Um dies zu gewährleisten, werden alle generierten Streuwinkel auf die Vertexposition $z_{vtx,gen} \rightarrow 0$ cm umgerechnet. Die rekonstruierten Polarwinkel werden im Fall eines vorhandenen Primärvertex ebenfalls auf $z_{vtx} \rightarrow 0$ cm umgerechnet. Dabei wurde der jeweilige Winkel rein geometrisch mithilfe der Beziehung

$$\Theta_{neu} = \arctan \left(\tan \Theta \cdot \left(1 - \frac{z_{vtx}}{z_{clu}} \right) \right) \quad (4.17)$$

rekalkuliert, wobei z_{clu} die Clusterposition oder die z -Koordinate des Treffers in einem Spurdetektor ist.

In der Abbildung 4.10 ist die Wirkung dieser Korrektur anhand des Vergleichs des generierten Winkels θ_{gen} mit dem im SPACAL rekonstruierten Winkel θ_{SPA} verdeutlicht. Vor der Korrektur in der linken Graphik ist eine lineare Abhängigkeit der Größe $\Delta T_{gen,SPA}$ von der generierten Vertexposition $z_{vtx,gen}$ zu erkennen, wobei bei Ereignissen mit $z_{vtx,gen} < 0$ cm i.A. der Polarwinkel $\theta_{gen} > \theta_{SPA}$ entsprechend der in der Abbildung 4.9b dargestellten Situation ist; für $z_{vtx,gen} > 0$ cm ist i.A. $\theta_{gen} < \theta_{SPA}$. Nach der Korrektur (siehe Abb. 4.10b) ist die Größe $\Delta T_{gen,SPA}$ mit korrigierten Polarwinkeln θ_{SPA}^{corr} gegen die generierte Vertexposition⁷ aufgetragen; es ist keine Abhängigkeit mehr erkennbar.

In einer früheren Analyse [8] wurde gezeigt, dass die Umrechnung der beiden Polarwinkel θ_e und θ_γ auf die neue Vertexposition nur unwesentlich die daraus berechnete DA-Energie $E_{DA}(\theta_e, \theta_\gamma)$ beeinflusst. Diese Tatsache kann mithilfe der Gleichungen 4.2 verstanden werden. In erster Näherung ergeben sich die DA-Energien zu

$$E_{DA,e}(\Theta_e, \Theta_\gamma) \approx E_e^0 \cdot \frac{\Theta_\gamma}{\Theta_e + \Theta_\gamma} \approx E_e^0 \cdot \frac{r_\gamma}{r_e + r_\gamma}, \quad (4.18)$$

$$E_{DA,\gamma}(\Theta_e, \Theta_\gamma) \approx E_e^0 \cdot \frac{\Theta_e}{\Theta_e + \Theta_\gamma} \approx E_e^0 \cdot \frac{r_e}{r_e + r_\gamma}, \quad (4.19)$$

⁷Beachte: Nicht die korrigierte Vertexposition!

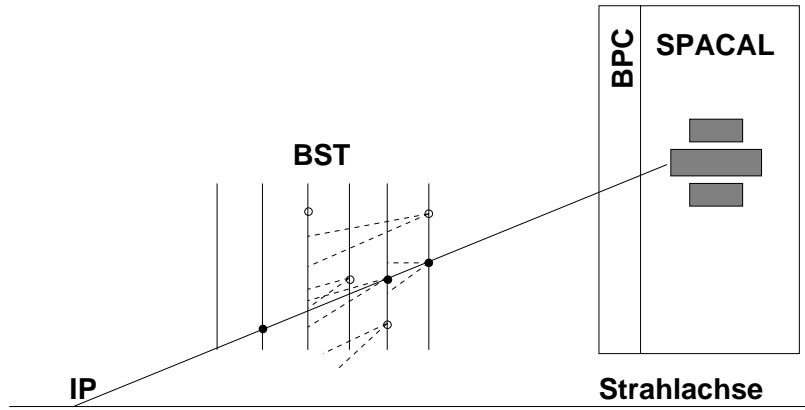


Abbildung 4.11:

Spur- und Vertexrekonstruktion mithilfe des BST; die offenen Kreise repräsentieren verworfene Treffer; die geschlossenen Kreise deuten Treffer an, die zu einer Spur kombiniert wurden, wobei die gestrichelten Linien die Korridore zur Suche nach weiteren Treffern darstellen. [46]

wobei r_e und r_γ Radien in der x - y -Ebene des H1-Koordinatensystems. Folglich hängt die nach der DA-Methode berechnete Energie in erster Näherung nicht von dem Abstand zum Wechselwirkungspunkt, mit anderen Worten nicht von der Vertexposition z_{vtx} , ab. Erst der Term in der dritten Näherungsordnung weist eine Vertexabhängigkeit auf (aufgrund der sinusförmigen Abhängigkeit in der Gleichung 4.2). Die in diesem Abschnitt beschriebene Korrektur an der Vertexposition hat also kaum Einfluss auf die DA-Energien $E_{DA,e}$ und $E_{DA,\gamma}$, ermöglicht aber den Vergleich der rekonstruierten mit den generierten Winkeln.

In den folgenden Kapiteln werden die Winkelmessungen in einzelnen Detektoren untersucht und die individuellen Kriterien für die notwendigen Korrekturen diskutiert. Um vergleichbare Bedingungen zu haben, wurden die Polarwinkel in Daten ebenfalls bei Vorhandensein eines rekonstruierten Primärvertex auf $z_{vtx} \rightarrow 0$ cm umgerechnet.

4.4.3 Winkelmessung und Vertexrekonstruktion mit dem BST

Die Rekonstruktion der Spur und der Vertexposition $z_{vtx_{BST}}$ im Siliziumdetektor BST erfolgt in zwei Schritten: zunächst werden alle möglichen Spuren zwischen dem SPACAL-Cluster und den Treffern in den sechs Ebenen des BST gebildet, dann wird die „beste“ Spur ausgewählt. Das Prinzip ist in der Abbildung 4.11 dargestellt, wobei die offenen Kreise verworfene Treffer bedeuten, und die geschlossenen Kreise Treffer zeigen, die zu einer Spur kombiniert wurden. Die Verbindung zwischen den gültigen Punkten wird zum SPACAL-Cluster und bis zur Strahlachse extrapoliert. Die gestrichelten Linien in der Abbildung deuten den Korridor an, indem nach weiteren Treffern gesucht wird. Nach einer erfolgreichen Rekonstruktion der Spur wird der Polarwinkel θ_{BST} aus der Position der Treffer im BST berechnet. Die z -Position des Vertex wird als Schnittpunkt zwischen der Spur und der gemessenen Strahlachse rekonstruiert. Näheres hierzu ist in [46] zu finden.

In der MC-Simulation musste die Rekonstruktion der Spuren in Ereignissen ohne einen rekonstruierten Primärvertex neu durchgeführt werden, denn bei der Extrapolation der Spur wurden im Fall keines Primärvertex die Strahlkoordinaten (0,0) benutzt, anstatt (x_{IP}, y_{IP}) . Die fehlerhafte Extrapolation spiegelt sich in der ungenauen Rekonstruktion sowohl der Vertexposition als auch des Streuwinkels θ_{BST} wider. Wie oben beschrieben, wird der Polarwinkel aus der „besten“ Spur berechnet. Wenn sich die x - y -Koordinaten des Strahls ändern, kann sich u.U. eine andere Spur als „besser“ erweisen, so

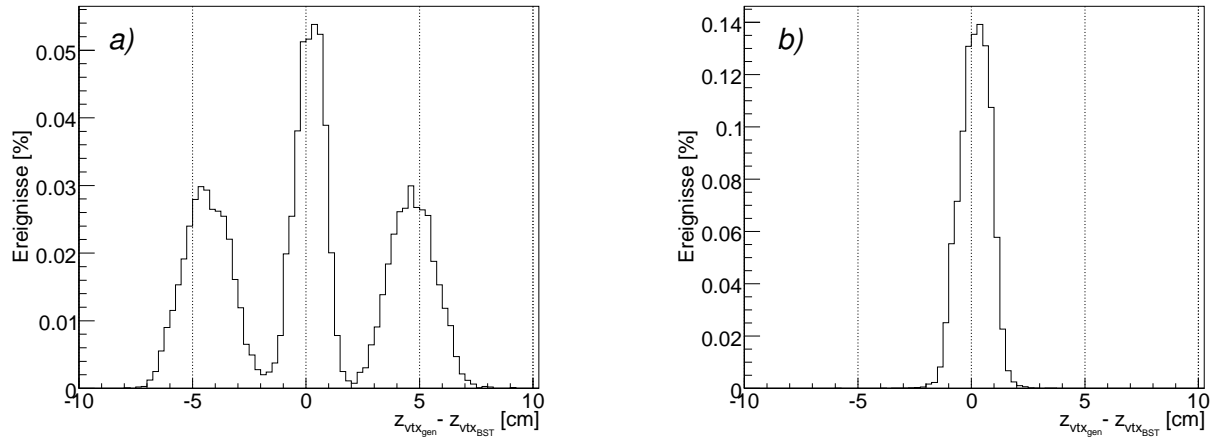


Abbildung 4.12:

Vergleich der im BST rekonstruierten Vertexposition $z_{vtx_{BST}}$ mit der des generierten Vertex $z_{vtx_{gen}}$ in der MC-Simulation a) vor und b) nach dem erneuten Durchlaufen des Rekonstruktionsalgorithmus mit korrigierten Strahlparameter (x_{IP}, y_{IP}) .

dass sich auch der Polarwinkel ändert. Die Auswirkung auf die Vertexposition ist in der Abbildung 4.12 im Vergleich mit dem generierten Vertex dargestellt. Abweichungen in der Bestimmung des $z_{vtx_{BST}}$ ergeben sich vor allem, falls die Azimutwinkeldifferenz $|\phi_{BST} - \phi_{IP}|$, wobei $\phi_{IP} = \arctan(y_{IP}/x_{IP})$ ist, entweder $\approx \pi$ oder ≈ 0 rad beträgt. In der Abbildung sind diese zwei Fälle an den beiden Nebenmaxima erkennbar. Anschließend wurde diese Korrektur anhand der in der Gleichung 4.14 definierten Größe $\Delta T_{gen, BST}$ als Funktion des Azimutwinkels ϕ (analog zur Abb. 4.8) überprüft. In Daten war die Beam-Tilt-Korrektur mit der in der H1-Software vordefinierten Funktion bereits angewandt.

Da der BST seinen eigenen Vertex rekonstruiert und auch benutzt, wurde der Winkel θ_{BST} sowohl in Daten als auch in der MC-Simulation mithilfe der Gleichung 4.17 auf die Vertexposition $z_{vtx_{BST}} \rightarrow 0$ cm umgerechnet.

In der Abbildung 4.14a ist die Größe $\Delta T_{gen, BST}$ als Funktion der DA-Energie E_{DA} nach der Anwendung der folgenden Korrekturen zu sehen:

in Daten:	in der MC-Simulation:
$-\theta_{BST}(z_{vtx_{BST}} \rightarrow 0 \text{ cm})$;	$-\text{erneute Spurrekonstruktion mit Strahlkoordinaten } \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} x_{IP} \\ y_{IP} \end{pmatrix}$;
	$-\theta_{BST}(z_{vtx_{BST}} \rightarrow 0 \text{ cm})$.

Es ist zu erkennen, dass die Abweichung in der Winkelrekonstruktion für Elektronen unter 0,1% liegt. Die Abweichung für die Photonen ist dagegen aufgrund der sehr geringen Statistik bis zu 0,3%. Wenig Statistik bewirkt in der Hinsicht eine größere Abweichung, da das Maximum der zweidimensionalen Verteilung $(\Delta T_{gen, BST}, E_{DA})$ nicht eindeutig bestimmbar ist.

In den Abbildungen 4.15b,c ist der Vergleich mit den Winkelmessungen im SPACAL und BPC dargestellt, hier ist vor allem eine gute Ausrichtung des BST mit BPC erkennbar.

4.4.4 Winkelmessung mit der BPC

Das Prinzip der Spurrekonstruktion im BPC-Detektor basiert darauf, dass die Drähte in einzelnen Kammern um $\Delta\phi = \pi/3$ (siehe Kap. 3.4) gedreht sind. Die Position des Treffers in der x - y -Ebene ergibt sich aus den Überkreuzungsstellen der Drähte, die ein Signal liefern. Nachdem die Position

des Treffers feststeht, wird eine Extrapolation zwischen dem SPACAL-Cluster und der Primärvertexposition⁸ durchgeführt. Die Clusterposition im SPACAL wird anschließend um den Abstand $d_{\text{SPA,BPC}}$ zwischen der gemessenen und der anhand einer BPC-Spur extrapolierten Clusterposition korrigiert (dieser Abstand ist in der Abb. 4.5 dargestellt). Der Polarwinkel θ_{BPC} wird wiederum aus der Position des Treffers $(x_{\text{BPC}}, y_{\text{BPC}})$ und der Entfernung zum Wechselwirkungspunkt berechnet.

In der H1-Analysesoftware kann leider nicht direkt auf die Winkelmessung θ_{BPC} zugegriffen werden. Die definierte Funktion gibt nur dann einen in der BPC gemessenen Polarwinkel zurück, falls es Treffer in mindestens fünf BPC-Ebenen gibt, sonst wird der im SPACAL rekonstruierte Polarwinkel zurückgegeben. So wurde anhand der Anzahl der Treffer entschieden, ob es sich um eine BPC-Messung handelt.

Die in der Gleichung 4.14 definierte Größe $\Delta T_{\text{gen,BPC}}$ als Funktion des Azimutwinkels ϕ diente hier zur Untersuchung der Winkelrekonstruktion θ_{BPC} . Es wurde festgestellt, dass in der MC-Simulation der Streuwinkel auf den Beam-Tilt korrigiert werden musste, falls es sich um ein Ereignis ohne einen rekonstruierten Primärvertex handelte. Die Ursache war wiederum die Benutzung der Strahlkoordinaten $(0,0)$ anstatt $(x_{\text{IP}}, y_{\text{IP}})$ während der Rekonstruktion. In Daten war die Beam-Tilt-Korrektur bereits durch die in der H1-Software vordefinierte Funktion richtig durchgeführt.

In der Abbildung 4.14b ist die Größe $\Delta T_{\text{gen,BPC}}$ in der MC-Simulation als Funktion der DA-Energie E_{DA} nach der Beam-Tilt-Korrektur und der Umrechnung der Winkel auf $z_{\text{vtx}} \rightarrow 0$ cm dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Streuwinkel der Elektronen mit einer Genauigkeit von weniger als 0,1% rekonstruiert wird. Für Photonen ist die Abweichung kleiner als 0,2%. Die Graphen 4.15a,c stellen den Vergleich mit den Winkelmessungen im SPACAL und BST für korrigierte Winkel dar. In der MC-Simulation ist eine besonders gute Übereinstimmung der Winkel θ_{BPC} und θ_{SPA} festzustellen, da die Clusterposition im SPACAL durch die Extrapolation der Spur korrigiert wird.

4.4.5 Winkelmessung mit dem SPACAL

Der Winkel θ_{SPA} wurde aus der Clusterposition $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s)$ und der Entfernung des Clusters zum Wechselwirkungspunkt berechnet. In der MC-Simulation wurde dazu $z_{\text{clu}}^{\text{mc}} = 159,2$ cm und in Daten $z_{\text{clu}}^{\text{data}} = 161,5$ cm verwendet. Diese Zahlen ergaben sich als Mittelwert aus dem Spektrum der Clusterpositionen. Die Position des Clusters in der x - y -Ebene wurde nach der im Kapitel 4.3 beschriebenen Methode rekonstruiert und stand während der Analyse bereits zu Verfügung.

Aus dem Graphen $\Delta T_{\text{gen,SPA}}(\phi)$ (analog zur Abb. 4.8) wurde geschlossen, dass eine Beam-Tilt-Korrektur in der MC-Simulation notwendig war. Nachdem die Polarwinkel θ_{BPC} korrigiert wurden, konnte anhand des Graphen $\Delta T_{\text{SPA,BPC}}(\phi)$ auch die Notwendigkeit der Beam-Tilt-Korrektur für θ_{SPA} in Daten bestätigt werden.

In der MC-Simulation und in Daten wurde zusätzlich Folgendes festgestellt: Wenn eine BPC-Spur, aber kein Primärvertex rekonstruiert werden konnte, mussten die Clusterkoordinaten (x_s, y_s) um die Strecke $d_{\text{SPA,BPC}}$ (siehe Abb. 4.5 und Gleichung 4.9) korrigiert werden, so dass der Winkel θ_{SPA} nach der Formel

$$\tan \theta_{\text{SPA}} = \frac{\sqrt{(x_s + \Delta x_{\text{SPA,BPC}})^2 + (y_s + \Delta y_{\text{SPA,BPC}})^2}}{z_{\text{clu}}} \quad (4.20)$$

berechnet wurde. Nach der Anwendung dieser Korrektur wurde, wie es aus der Abbildung 4.13 für die simulierten Ereignisse ersichtlich ist, eine Verbesserung der Winkelmessung für Elektronen um

⁸falls rekonstruiert, sonst $z_{\text{vtx}} = 0$ cm

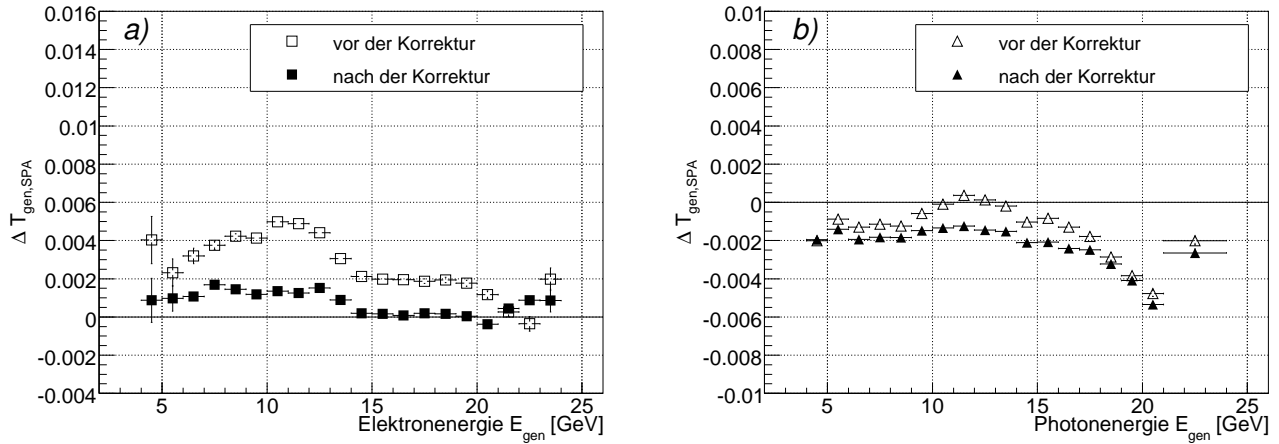


Abbildung 4.13:

Die Größe $\Delta T_{gen,SPA}$ in der MC-Simulation als Funktion der DA-Energie E_{DA} für a) Elektronen und b) Photonen mit rekonstruierter BPC-Spur vor und nach der Korrektur der Clusterposition um die Strecke $d_{SPA,BPC}$.

0,4% im mittleren Energiebereich festgestellt und für Photonen eine Verschlechterung lediglich um 0,15% in diesem Bereich. Diese Korrektur spielt aber bei der Berechnung der DA-Energie, wie im Kapitel 4.5.1 gezeigt wird, nur eine vernachlässigbare Rolle, da der Winkel θ_{SPA} nur bei Abwesenheit einer BPC-Spur verwendet wird.

In der Abbildung 4.13 ist außerdem erkennbar, dass für Photonen generell ein größerer Winkel gemessen wird. Die Ursache für dieses Verhalten ist die Tatsache, dass die Clusterposition z_{clu} nicht gemessen werden kann, sondern aus der Simulation der longitudinalen Schauerausdehnung abgeleitet wird. Eine solche Simulation wurde jedoch für Elektronen und Positronen optimiert. Die dabei relevante Größe ist $9/7X_0$ [47], nach der die Anzahl der Photonen auf $1/e$ abgesunken ist, bei Elektronen/Positronen ist das X_0 . Also liegt die Clusterposition für Photonen durchschnittlich einen Faktor $9/7$ tiefer im SPACAL als für Elektronen oder Positronen.

In der Abbildung 4.14c sind anhand der Größe $\Delta T_{gen,SPA}(E_{DA})$ die Ergebnisse der Beam-Tilt-Korrektur und der Umrechnung der Vertexposition in der MC-Simulation dargestellt. Die Abweichung beträgt dabei i.A. bis zu 0,2% und für Photonen bis zu 0,5% bei größeren Energien.

4.5 Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird zunächst das Auswahlverfahren für die Polarwinkel, die zur Berechnung der DA-Energie verwendet wurden, gezeigt. Anschließend werden die Abweichung von der Linearität ΔL und die entsprechenden Korrekturfunktionen für verschiedene Bereiche im SPACAL basierend auf den Ereignissen der Datennahmeperiode 2005/2006 bestimmt. Zum Schluss werden die Korrekturfunktionen angewandt und die Unsicherheit der korrigierten Energie abgeschätzt.

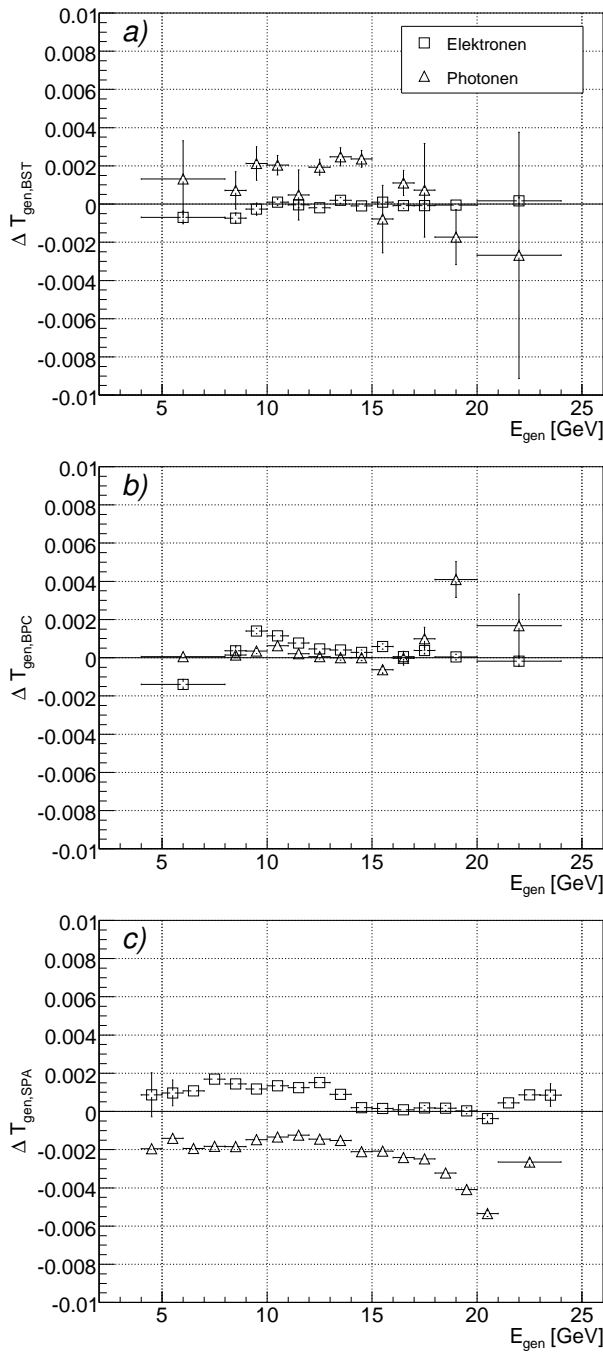


Abbildung 4.14:

Vergleich der Polarwinkelmessungen aus verschiedenen Detektoren für Elektronen und Photonen in der MC-Simulation:

a) $\Delta T_{gen,BST}$, b) $\Delta T_{gen,BPC}$, c) $\Delta T_{gen,SPA}$

als Funktionen der generierten Energie; nach der Anwendung aller beschriebenen Korrekturen.

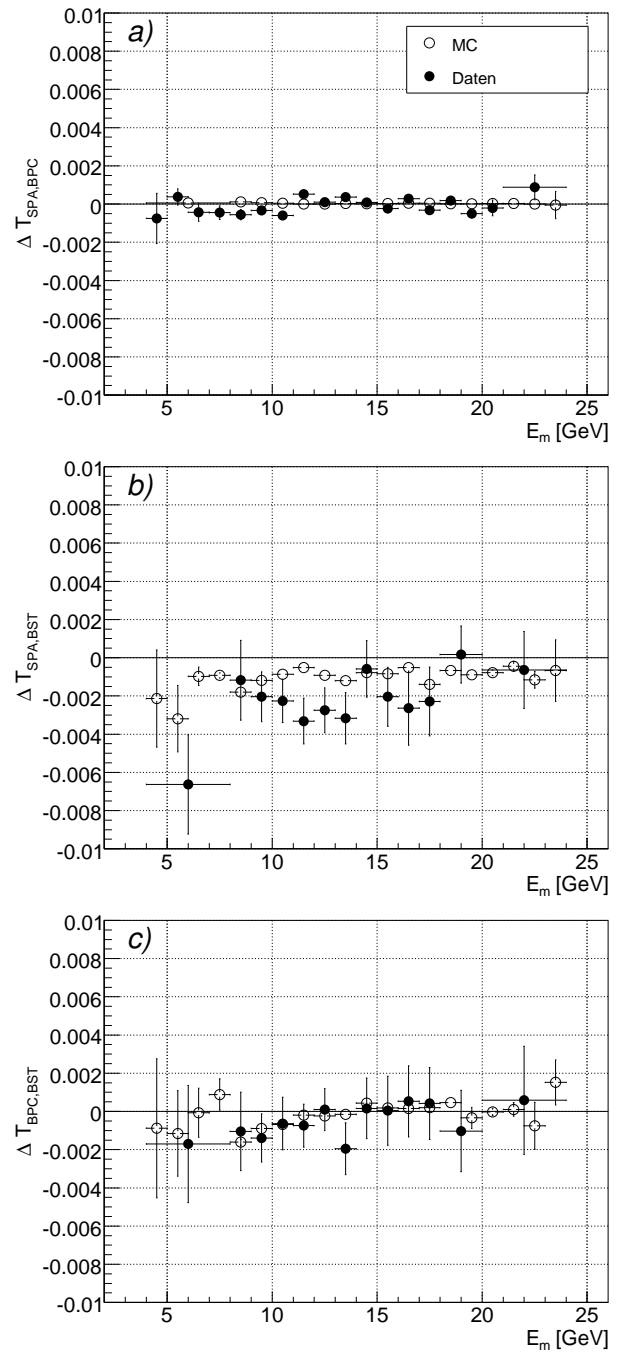


Abbildung 4.15:

Vergleich der Polarwinkelmessungen aus verschiedenen Detektoren in Daten und in der MC-Simulation:

a) $\Delta T_{SPA,BPC}$, b) $\Delta T_{SPA,BST}$, c) $\Delta T_{BPC,BST}$

als Funktionen der gemessenen Energie; nach der Anwendung aller beschriebenen Korrekturen.

4.5.1 Berechnung der Doppel-Winkel-Energie

In den Abbildungen 4.14 und 4.15 sind die Winkelmessungen der drei Detektoren BST, BPC und SPACAL im Vergleich sowohl in Daten als auch in der MC-Simulation dargestellt, nachdem alle oben beschriebenen Korrekturen angewandt wurden. Auf der Abszisse aller Graphen ist die gemessene bzw. die generierte Energie aufgetragen, so ist es möglich, die Winkelmessung direkt in Bezug zu der Energiemessung zu setzen. Es hat sich gezeigt, dass die in den drei Detektoren rekonstruierten Winkel mit einer maximalen Abweichung von 0,5% gemessen werden.

Wie in den letzten drei Kapiteln gezeigt wurde, liefern BST und BPC die genauesten Winkelmessung, die des SPACAL ist aufgrund der Notwendigkeit der Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen, die ja in Daten nicht gemacht wurde, die ungenaueste Messung.

Aufgrund dessen wird während der Berechnung der DA-Energien nach den Formeln 4.2 folgendes Auswahlverfahren für die Polarwinkel angewandt:

Wenn eine BST-Spur existiert – wird θ_{BST} benutzt;
sonst, wenn eine BPC-Spur existiert – wird θ_{BPC} benutzt;
sonst – wird θ_{SPA} benutzt.

Für die Berechnung der DA-Energie in der MC-Simulation wurde die Elektronstrahlenergie von $E_e^0 = 27,5 \text{ GeV}$, da damit generiert wurde, und in Daten von $E_e^0 = 27,6 \text{ GeV}$ verwendet. Anschließend wurde die berechnete DA-Energie in der MC-Simulation mit der generierten Energie anhand der Größe

$$\Delta D = \frac{E_{\text{gen}} - E_{\text{DA}}}{E_{\text{gen}}} \quad (4.21)$$

verglichen. In der Abbildung 4.16a ist ΔD als Funktion der generierten Energie aufgetragen. Es ist keine Abhängigkeit von der Energie feststellbar, da der Graph annähernd konstant verläuft. Es kann also angenommen werden, dass die DA-Energie die tatsächliche Energie eines Teilchens mit einer Abweichung von 0,1% wiedergibt und daher als Referenz gut geeignet ist. Auch wenn nachher die gemessene Energie E_m zur Korrektur verwendet wird, wird zur Bestimmung der Korrekturfunktionen die DA-Energie benutzt, um Verschmierungen aufgrund der Auflösung zu minimieren [8].

Die Abweichung von der Linearität ΔL (definiert in der Gl. 4.3) ist in der Abbildung 4.16b ebenfalls als Funktion der DA-Energie für alle Ereignisse sowohl in der MC-Simulation als auch in Daten dargestellt. Für beide Graphen ergibt sich bei einer Energie von $E_{\text{DA}} \approx 4 \text{ GeV}$ eine Abweichung von $\Delta L \approx -0,018$, d.h. die im SPACAL rekonstruierte Energie unterschätzt den tatsächlichen Wert der Energie um $\approx 1,8\%$. Eine mögliche Erklärung für diese Abweichung ist der Energieverlust eines Teilchens im passiven Material vor dem Kalorimeter. So lassen sich mit einer nicht-linearen Abhängigkeit des Energieverlustes die abfallenden Kurven verständlich machen: Je geringer die Anfangsenergie eines Teilchens ist, um so größer ist der relative Energieverlust und damit die Abweichung der gemessenen von der erwarteten Energie. Da im oberen Energiebereich ($> 15 \text{ GeV}$) die Energien mit anderen Kalibrierungsmethoden bereits korrigiert wurden, ist dort eine Annäherung der Graphen an die Nulllinie zu erkennen.

Die Verteilung des passiven Materials vor dem Kalorimeter ist nicht homogen, deshalb wurde die SPACAL-Ebene in drei Bereich unterteilt: den oberen und unteren Bereich, in denen sich die Proportionalkammer BPC vor dem SPACAL befindet, und den mittleren Bereich, in dem sich nur passives

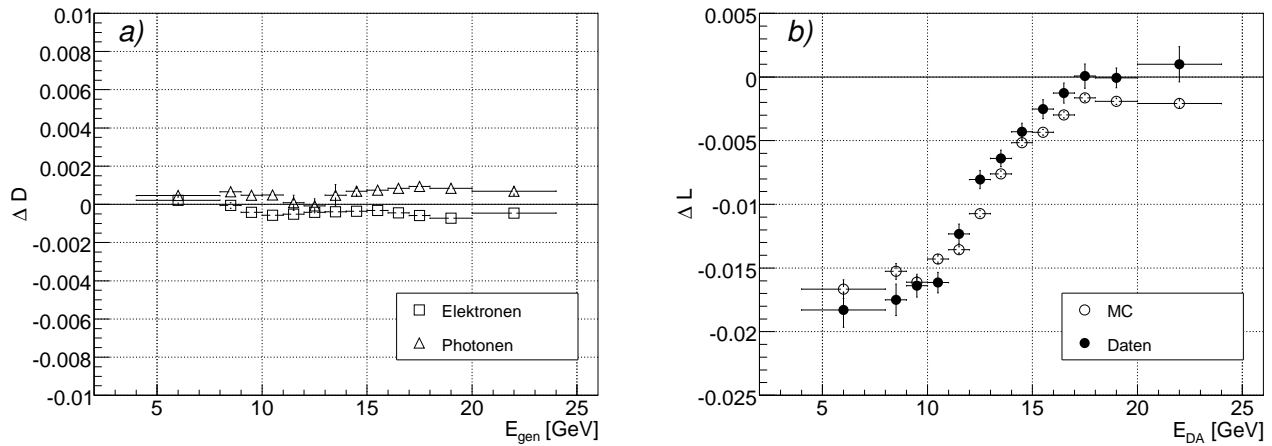


Abbildung 4.16:

a) Der relative Unterschied zw. der DA-Energie und der gemessenen Energie ΔD für Elektronen und Photonen in der MC-Simulation als Funktion der generierten Energie und b) die Abweichung von der Linearität ΔL für Daten und MC-Simulation als Funktion der DA-Energie E_{DA} .

Material der BPC befindet⁹. In der Abbildung 4.17 sind die drei Bereiche dargestellt, dabei gelten folgende Konditionen bezüglich der Clusterposition $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s)^T$:

- alle: $|\mathbf{r}_s| < 72 \text{ cm}$;
- oben: $|\mathbf{r}_s| > 20 \text{ cm} \quad \wedge \quad y_s > 8 \text{ cm}$;
- mitte: $|\mathbf{r}_s| > 15 \text{ cm} \quad \wedge \quad (|\mathbf{r}_s| \leq 20 \text{ cm} \quad \vee \quad |y_s| < 8 \text{ cm})$;
- unten: $|\mathbf{r}_s| > 20 \text{ cm} \quad \wedge \quad y_s < -8 \text{ cm}$.

Die ΔL -Verteilung wurde für die drei Bereiche getrennt bestimmt und ist in der Abbildung 4.17 ebenfalls dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Kurven in den drei Bereichen zu kleinen Energien unterschiedlich stark abfallen. Desweiteren ist eine Diskrepanz zwischen Daten und der MC-Simulation von bis zu $\approx 1\%$ festzustellen. Die Unterschätzung des passiven Materials in der MC-Simulation führt zu einer solchen Diskrepanz. Um die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation zu verbessern, könnte natürlich auch das passive Material in der Simulation besser beschrieben werden [48]. Eine realistische Beschreibung ist im Detail aber sehr schwierig.

4.5.2 Bestimmung der Korrekturfunktionen

Der Ablauf zur Bestimmung der Energiekorrekturfunktionen, der in diesem Kapitel beschrieben ist, gibt im Prinzip den in [48, 49, 8] verwendeten Algorithmus wieder.

Die Verteilung der Nicht-Linearität ΔL in Daten und in der MC-Simulation wurde durch die Funktionen f^{data} bzw. f^{mc} angenähert, die durch

$$f(E) = a \left(\frac{1}{1 + e^{b(c-E)}} - 1 \right) \quad (4.22)$$

definiert sind¹⁰. Die Anpassung wurde im Bereich $4 < E < 15 \text{ GeV}$ durchgeführt. Der Bereich hoher Energien wurde dabei ausgeschlossen, da das Ziel der Arbeit war, Energien im unteren Energiebereich zu korrigieren, ohne dabei die existierende Kalibrierung bei großen Energien zu verschlechtern. Aus diesem Grund wurden die Anpassungsfunktionen so definiert, dass sie mit steigenden E_{DA}

⁹Die Bereiche nähern die BPC-Geometrie nur an, da die Drahtkammer eine hexagonale Form hat.

¹⁰Es handelt sich um eine Stufenfunktion mit der Stufenhöhe a , der Breite der Schwelle b und der Wendestelle c .

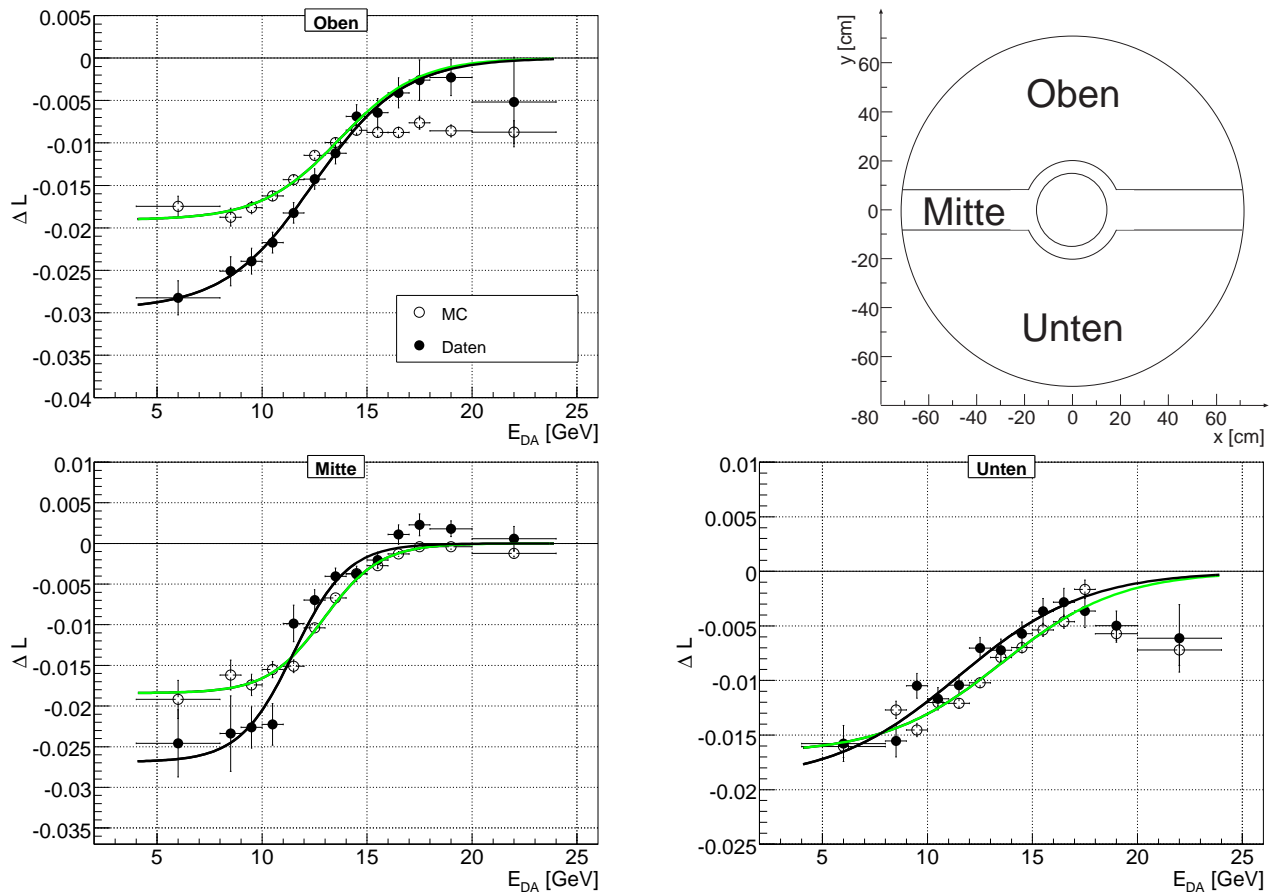


Abbildung 4.17:

Abweichung von der Linearität für den oberen, mittleren und unteren Bereich des SPACAL in der MC-Simulation und in Daten; und die Aufteilung der SPACAL-Ebene in die drei Bereiche;

gegen Null konvergieren. Diese Funktionen sind gemeinsam mit den zugehörigen Verteilungen in der Abbildung 4.17 zu sehen und die Anpassungsparameter für die sechs Korrekturfunktionen sind in der Tabelle 4.2 aufgelistet. Es ist zu erkennen, dass die Funktionsverläufe für die MC-Simulation sehr ähnlich sind, während Daten deutliche Unterschiede zeigen.

4.5.3 Anwendung der Korrektur

Zur Korrektur der im SPACAL rekonstruierten Energie wird die Gleichung

$$E_{m,neu} = \frac{E_m}{1 + f(E_m)} \quad (4.23)$$

verwendet, wobei E_m die Clusterenergie und f eine der sechs im vorherigen Kapitel definierten Funktionen ist. Die Parameter für die Funktionen f wurden der Tabelle 4.2 entnommen.

Zur Kontrolle wurde die Abweichung von der Linearität ΔL mit korrigierten Energien $E_{m,neu}$ als Funktion der DA-Energie aufgetragen. In der Abbildung 4.18a sind die Graphen vor (linke Abb.) und nach (rechte Abb.) der Korrektur für die zuvor selektierten QEDC-Ereignisse dargestellt. Die Abweichung von der Linearität liegt nach der Rekalibrierung im gesamten Energiebereich (4 – 24 GeV) unterhalb der 0,2%-Grenze. Außerdem haben sich die Energien im Bereich größer als ≈ 17 GeV erwartungsgemäß nicht geändert.

Bereich	Anpassungsparameter					
	f^{mc}			f^{data}		
	a Δa	b Δb	c Δc	a Δa	b Δb	c Δc
Oben	0.0191	0.535	13.695	0.0296	0.471	12.447
	0.0013	0.156	0.348	0.0029	0.087	0.603
Mitte	0.0184	0.749	12.946	0.0269	0.779	11.504
	0.0013	0.103	0.408	0.0035	0.185	0.593
Unten	0.0167	0.359	13.565	0.0192	0.330	11.482
	0.0017	0.073	0.713	0.0059	0.110	2.120

Tabelle 4.2:

Anpassungsparameter der Funktionen f^{mc} und f^{data} (Gl. 4.22) für die drei Bereiche im SPACAL.

In der Abbildung 4.18b wurden die Verteilungen der Energiedifferenz $E_m - E_{gen}$ für Elektronen und Photonen in den simulierten QEDC-Ereignissen vor und nach der Korrektur aufgetragen. Es ist eine Verbesserung in der Übereinstimmung der generierten mit der simulierten Elektronenergie zu erkennen, für Photonen wird die Energie dagegen erwartungsgemäß überschätzt. Die Ursache hierfür ist die fehlerhafte Bestimmung des Abstandes Cluster–Wechselwirkungspunkt für Photonen, wie im Kapitel 4.4.5 diskutiert wurde.

Außerdem wurde die Summe $E_1 + E_2$ sowohl der gemessenen und simulierten Clusterenergien als auch der generierten Energien aufgetragen. Der Vergleich der Verteilungen vor und nach der Kalibrierung lieferte keine eindeutige Verbesserung in der Übereinstimmung. Es wurde lediglich festgestellt, dass nach der Korrektur die Verteilungen für simulierte und gemessene Ereignisse ein gemeinsames Maximum zwischen 27,5 – 28 GeV aufweisen, wie es in der Abbildung 4.18c zu erkennen ist.

Fehlerabschätzung

Den größten Beitrag zur Unsicherheit in der Berechnung der DA-Energie tragen die systematischen Ungenauigkeiten der Polarwinkelmessung, die

- im Siliziumdetektor BST – $\Delta\theta_{BST} = 0,33 \text{ mrad}$ [8],
- in der Drahtkammer BPC – $\Delta\theta_{BPC} \approx 0,5 \text{ mrad}$ [22],
- und im SPACAL – $\Delta\theta_{SPA} \approx 0,9 \text{ mrad}$, die aus dem Fehler in der Rekonstruktion der Clusterposition von ca. $\pm 1,5 \text{ mm}$ [29] resultiert,

betragen. Der maximale relative Fehler ist in der Messung des SPACAL bei kleinen Streuwinkeln $\Theta_{SPA} \approx 0,1 \text{ rad}$ und beträgt $\frac{\Delta\Theta_{SPA}}{\Theta_{SPA}} \approx 0,9\%$. Da in den meisten Ereignissen θ_{SPA} für die Berechnung der DA-Energie benutzt wurde, wird die Ungenauigkeit der DA-Energie ΔE_{DA} von dem Fehler $\Delta\theta_{SPA}$ dominiert. In der Abbildung 4.14c ist zu erkennen, dass der im SPACAL rekonstruierte Polarwinkel für Elektronen im Mittel um 0,2% unterschätzt und für Photonen um 0,2% überschätzt wird. Im Energiebereich großer Energien $\approx 24 \text{ GeV}$ ist der Streuwinkel der Photonen sogar um 0,5% überschätzt. Dieser Effekt trägt am meistens zum Fehler in E_{DA} bei. Aus diesem Grund wird in der MC-Simulation

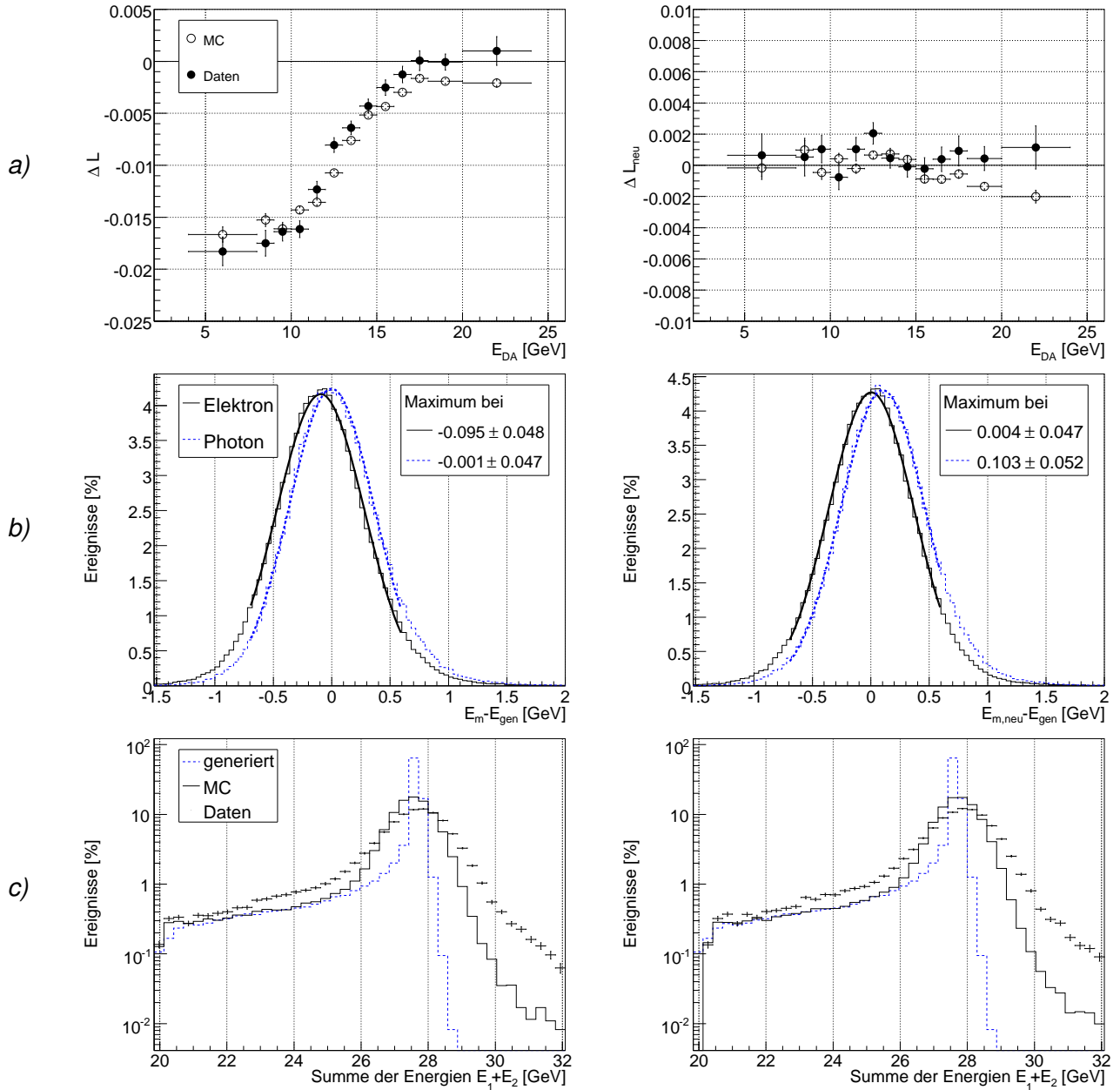


Abbildung 4.18:

Vergleich unterschiedlicher Größen vor (links) und nach (rechts) der Energiekorrektur: a) Abweichung von der Linearität als Funktion der DA-Energie; b) Differenz zwischen der simulierten und der generierten Energie; c) Summe der beiden Energien für Daten, simulierte und generierte Ereignisse ohne Identifikation des Elektrons und Photons.

der Streuwinkel des Elektrons mit dem Faktor 1,002 und der des Photons mit 0,998 multipliziert, um den Einfluss der fehlerhaften Messung des Winkels auf die berechnete DA-Energie abzuschätzen.

In der Abbildung 4.19 ist die Größe ΔD und die Abweichung von der Linearität ΔL als Funktionen der DA-Energie vor und nach der Multiplikation der Winkel θ_e und θ_γ mit verschiedenen Faktoren dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Größe ΔD , also die Abweichung der DA-Energie von der generierten Energie, sich dabei maximal um 0,12% und die Größe ΔL im Energiebereich ≤ 8 GeV sich um 0,4% ändert. Im Energiebereich > 8 GeV ist keine signifikante Änderung der Abweichung von der Linearität festzustellen.

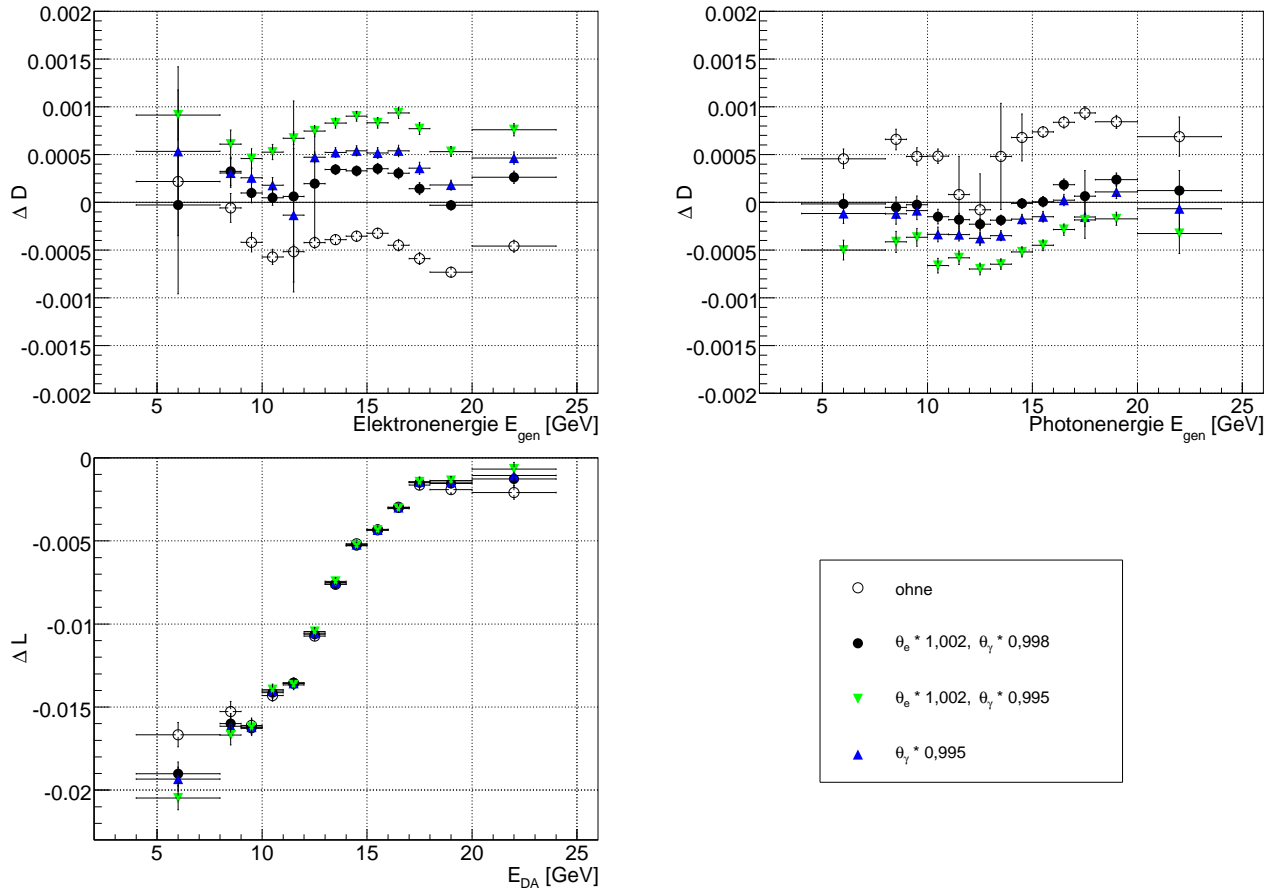


Abbildung 4.19:

Demonstration des Einflusses des Fehlers in der Rekonstruktion des Polarwinkels auf die berechnete DA-Energie und auf die Abweichung von der Linearität ΔL für drei verschiedene Verschiebungen der Winkel θ_e und θ_γ in der MC-Simulation.

Der Fehler auf die Bestimmung der Energie $E_{m,neu}$ kann also zu

$$\Delta E_{m,neu} = \begin{cases} 0,2\% & \text{für } E_m > 8 \text{ GeV;} \\ 0,4\% & \text{für } E_m \leq 8 \text{ GeV;} \end{cases} \quad (4.24)$$

abgeschätzt werden.

Die sechs Korrekturfunktionen wurden in die H1-Software als Funktion

```
Double_t H1PartEm::GetEnNLcalib(Bool_t isMC)
```

eingebaut. Falls es sich um einen SPACAL-Cluster handelt, gibt die Funktion die korrigierte Energie zurück.

Kapitel 5

Kalibrierungsverfahren des Elektrondetektors

Für die Kalibrierung der Energieskala aller Detektoren des H1-Luminositätssystems, wie die Elektrondetektoren, der Photondetektor oder der Veto-Zähler, wird der Bethe-Heitler-Prozess verwendet (siehe Kap. 2.2). Die absolute Energieskala des Photondetektors PD kann unter Verwendung der hochenergetischen Kante im Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion der Photonenergie bestimmt werden (siehe Abb. 2.4). Nachdem der Photondetektor und der Veto-Zähler kalibriert wurden, können die Elektrondetektoren anhand der Elektron-Photon-Koinzidenz-Methode kalibriert werden, wobei das Photon und das Elektron in Koinzidenz in den entsprechenden Detektoren (siehe Abb. 5.1) registriert werden (siehe Kap. 3.5).

Im Folgenden wird die Methode vorgestellt, die zur Kalibrierung der Elektrondetektoren des H1-Luminositätssystems verwendet wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Methode anhand des Elektrondetektors ET6 getestet. Die gewonnenen Ergebnisse wurden dabei mit der bereits vorhandenen Kalibrierung des ET6 verglichen¹. Ursprünglich war es geplant, die Methode für den neuen ET40 zu benutzen, in dem jedoch aufgrund einer um 3 mm verschobenen Lage des Elektronstrahls in HERA keine Ereignisse registriert wurden.

¹Es handelt sich nicht um eine abgeschlossene Analyse, sondern um eine Beschreibung der Methode und die Darstellung der Kalibrierungsergebnisse, die nicht als endgültig betrachtet werden sollen.

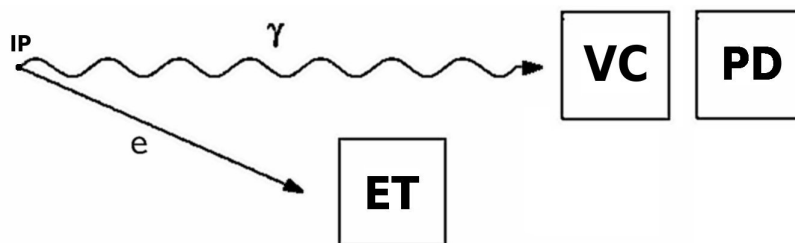


Abbildung 5.1:

Schematische Darstellung der Elektron-Photon-Koinzidenz in einem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungereignis; die beiden Teilchen streuen unter einem sehr kleinen Winkel, wobei das Elektron durch ein Magnetsystem aus seiner Bahn abgelenkt wird und im Elektrondetektor (ET) landet, das Photon fliegt dagegen bis zum Veto-Zähler (VC) und Photondetektor (PD) weiter; die beiden Teilchen werden in Koinzidenz gemessen.

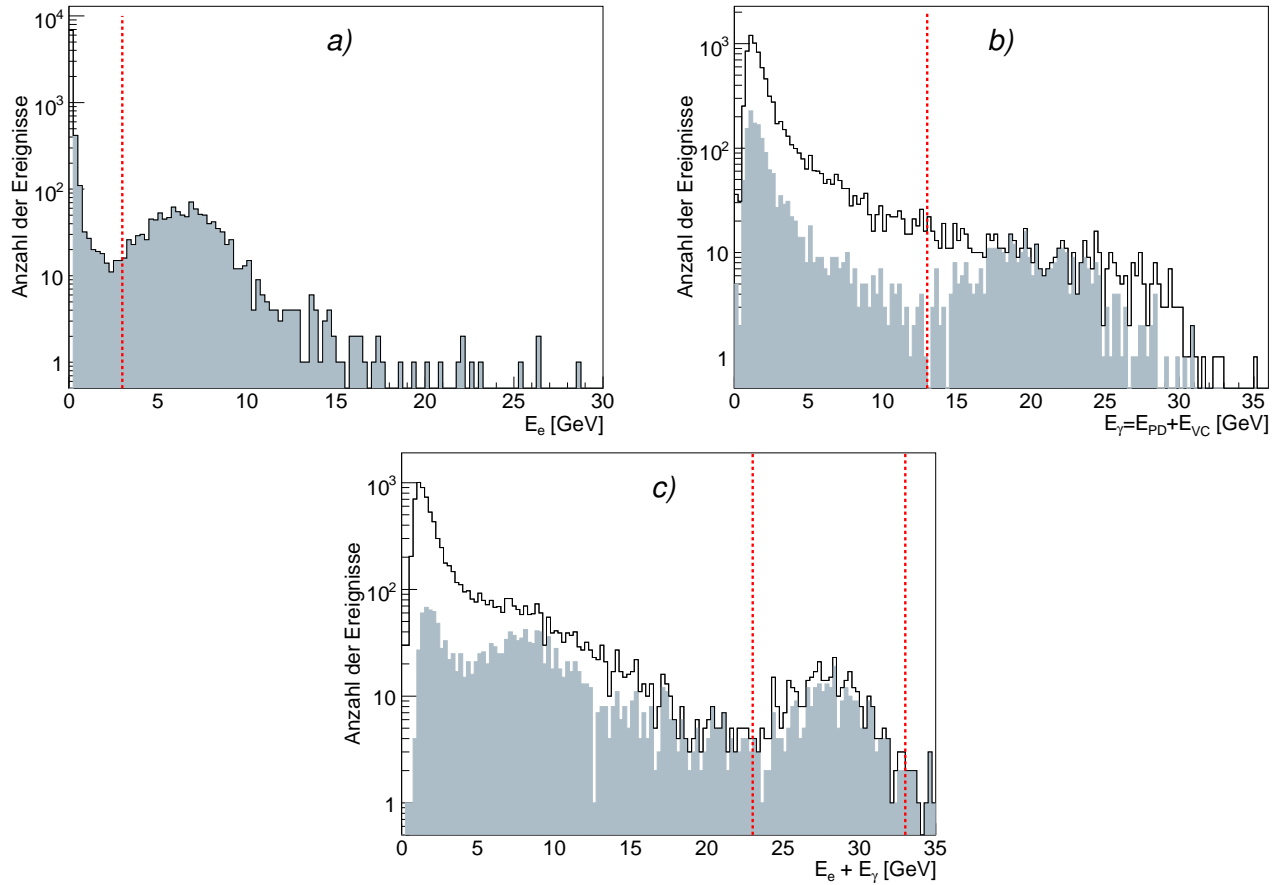


Abbildung 5.2:

Auswirkung der Elektron-Photon-Koinzidenz auf das Energiespektrum a) des Elektrons E_e im ET6, b) des Photons E_γ und c) der Summe der beiden Energien $E_e + E_\gamma$; durch eine Forderung der Koinzidenz (in grau dargestellte Ereignisse) bildet sich im Energiespektrum des Photons der erwartete Peak bei ca. 20 GeV; durch gestrichelte Linien sind die in dieser Analyse angewandten Schnitte angedeutet.

Wie es in Kapitel 2.2 beschrieben wurde, gilt für den BH-Prozess, dass die Summe der Energien E_e und E_γ nach dem Stoß der Energie des einlaufenden Elektrons E_e^0 vor dem Stoß entspricht:

$$E_e + E_\gamma \stackrel{!}{=} E_e^0. \quad (5.1)$$

In der Abbildung 5.2 sind die Energiespektren des Elektrons E_e und des Photons E_γ für die bereits vorhandene Kalibrierung dargestellt. Die Verteilung E_e zeigt das erwartete Maximum der Elektronenergie bei 6 – 7 GeV. Ein Elektron in diesem Energiebereich wird aufgrund der Konstellation der HERA-Magnete, die als ein Spektrometer dienen, erwartet. Das Energiespektrum des BH-Photons ist zunächst für alle Ereignisse abgebildet. Die Photonenergie ist die Summe aus der im Veto-Zähler und im Photondetektor deponierten Energie: $E_\gamma = E_{VC} + E_{PD}$. Nach der Forderung einer Koinzidenz in den beiden Detektoren bildet sich der erwartete Peak der Verteilung bei $E_\gamma \approx 20$ GeV heraus. In der Summe ergibt sich die Energie von $E_e + E_\gamma \approx 26 - 27$ GeV.

Der ET6-Detektor besteht aus zwölf Zellen, die, wie in der Abbildung 5.3 angedeutet, nummeriert wurden. Die Mitte des Detektors definiert dabei den Nullpunkt ($x_{ET} = 0$ cm, $y_{ET} = 0$ cm). Die Aufgabe war also die Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten für jede Zelle des Detektors. Die rekon-

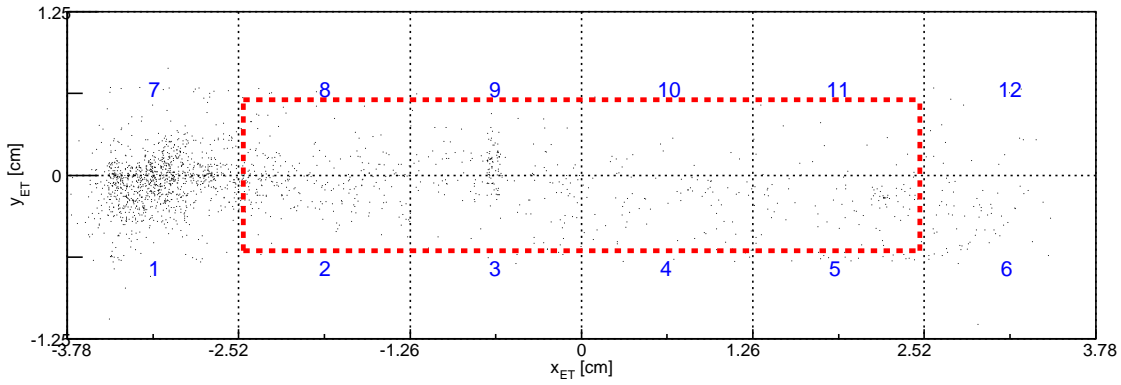


Abbildung 5.3:

Die Verteilung der Clusterpositionen in der x - y -Ebene des Elektronendetektors ET6, die Nummerierung der zwölf Zellen und die zur Kalibrierung angewandten Schnitte; der Strahl befindet sich hier links von der Abbildung.

struierte Elektronenergie ergibt sich dann als Summe

$$E_e = \sum_{i=1}^{12} c_i (A_i - A_i^0) \quad (5.2)$$

der Produkte zwischen dem Kalibrierungskoeffizient c_i und der Amplitude des Signals $(A_i - A_i^0)$ für jede der zwölf Zellen, wobei A_i die gemessene Amplitude und A_i^0 die Höhe des Untergrundsignals in der i -ten Zelle ist.

Im nachfolgenden Kapitel werden die Selektionskriterien an der in den drei Detektoren deponierten Energie und den Koordinaten des Auftreffpunktes im ET6 beschrieben.

5.1 Ereignisselektion

Zunächst müssen Ereignisse mit Energiedepositionen im ET6 und PD selektiert werden. Dies wird mit den Schnitten

$$E_e \geq 3 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad E_\gamma \geq 13 \text{ GeV} \quad (5.3)$$

erreicht, und die uninteressanten Energiebereiche werden gleichzeitig ausgeschlossen, wie es aus den Abbildungen 5.2a,b ersichtlich ist.

Die Eigenschaft des BH-Prozesses, dass die Summe der Energien des Elektrons und des Photons annähernd die Elektronstrahlenergie sein soll, wird mit dem Schnitt

$$23 \text{ GeV} \leq E_e + E_\gamma \leq 33 \text{ GeV} \quad (5.4)$$

selektiert. Dieser Schnitt ist mit der Abbildung 5.2c begründet.

Zur Unterdrückung der Synchrotronstrahlung im Photondetektor wurde ein zusätzlicher Schnitt auf die im Veto-Zähler deponierte Energie angewandt:

$$E_{\text{VC}} < 0,2 \text{ GeV} . \quad (5.5)$$

Es sei bemerkt, dass mit der Selektion $E_{\text{VC}} > 0,2 \text{ GeV}$ der Veto-Zähler selbst kalibriert wird [50].

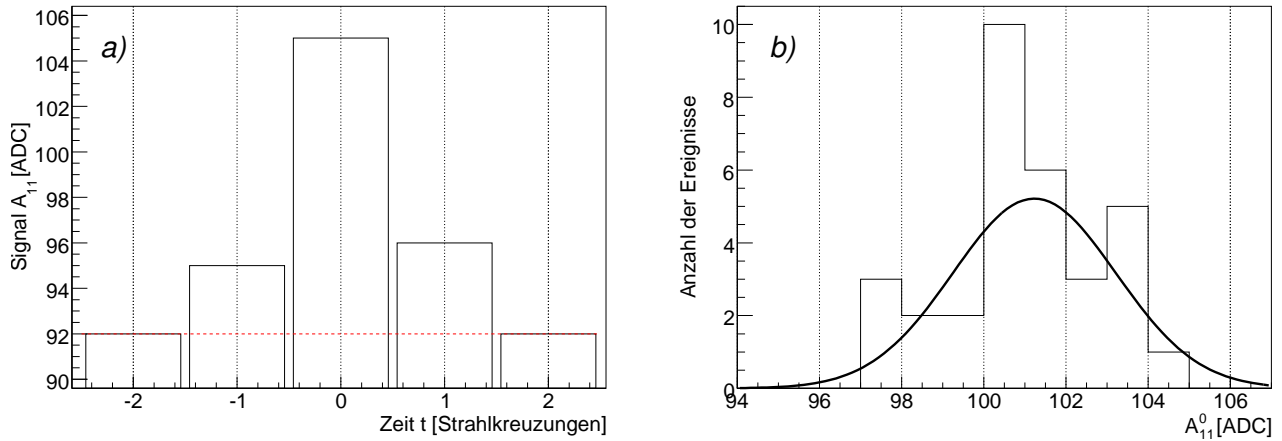


Abbildung 5.4:

Zwei Methoden zur Bestimmung des Untergrundsignals: a) mithilfe des mittleren zeitlichen Verlaufs des Signals und b) mithilfe von Pilot-Paketen; dargestellt für die Zelle Nr. 11 des Elektrondetektors ET6.

Zusätzlich zu den beschriebenen Schnitten wurden für die Kalibrierung solche Ereignisse ausgewählt, die einen Elektron-Auftreffpunkt in der Mitte der Detektoroberfläche haben, um Ereignisse zu vermeiden, in denen ein Teil der Energie über die Kanten des Detektors hinaus verloren geht. In der Abbildung 5.3 ist die Verteilung aller Ereignisse in der x - y -Ebene des ET6 dargestellt. Die meisten Ereignisse finden im Randbereich nahe des Strahls (links im Bild) statt. Es wurden folgende Schnitte angewandt, die auch in der Abbildung durch gestrichelte Linien veranschaulicht sind:

$$|x_{\text{ET}}| \leq 2,5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |y_{\text{ET}}| \leq 0,6 \text{ cm} . \quad (5.6)$$

Für die Rekonstruktion der Auftreffposition $(x_{\text{ET}}, y_{\text{ET}})$ wurde der im Kapitel 4.3 beschriebene Algorithmus zur Rekonstruktion der Clusterposition verwendet.

Im nachfolgenden Kapitel werden zwei Methoden zur Bestimmung des Untergrundsignals in den einzelnen Zellen des ET6 beschrieben.

5.2 Bestimmung des Untergrundsignals

Die Amplitude des Untergrundsignals kann mit zwei Methoden bestimmt werden. Die eine basiert auf dem zeitlichen Verlauf eines Signals im Elektrondetektor und die andere benutzt Ereignisse während eines Runs in so genannten Pilotpaketen. Das sind Teilchenpakete, die keinen Kollisionspartner besitzen und daher zur Untersuchung von Untergrundereignissen, wie z.B. Strahl-Restgas-Wechselwirkungen oder Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen, gedacht sind. Im Folgenden werden die zwei Methoden kurz beschrieben.

In der Datenbank des Elektrondetektors ET6 stehen mehrere Messungen des zeitlichen Verlaufs eines Signals in jeder der zwölf Zellen zu Verfügung. In der Abbildung 5.4a ist ein Ausschnitt des typischen zeitlichen Verlaufs eines Signals in einer der Zellen des Detektors dargestellt. Der Zeitpunkt des Ereignisses ist dabei auf $t = 0$ festgelegt. Als Untergrundsignal wird dann die minimale Amplitude im gesamten Verlauf genommen. In der Abbildung ist dies durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Die Ergebnisse dieser Methode für alle Kalorimeterzellen sind in der Tabelle 5.1 aufgelistet.

Nr. der Zelle	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
A_{time}^0 [ADC]	140	141	151	139	107	94	72	163	127	122	92	119
A_{pilot}^0 [ADC]	155	158	147	156	105	95	68	164	126	129	101	123
$\sigma_{A_{pilot}^0}$ [ADC]	3	3	3	3	4	4	3	3	2	3	2	3

Tabelle 5.1:

Die Höhe des Untergrundsignals für die zwölf Zellen des Elektrondetektors ET6, bestimmt a) anhand des mittleren zeitlichen Verlaufs des Signals und b) mithilfe von Pilot-Paketen.

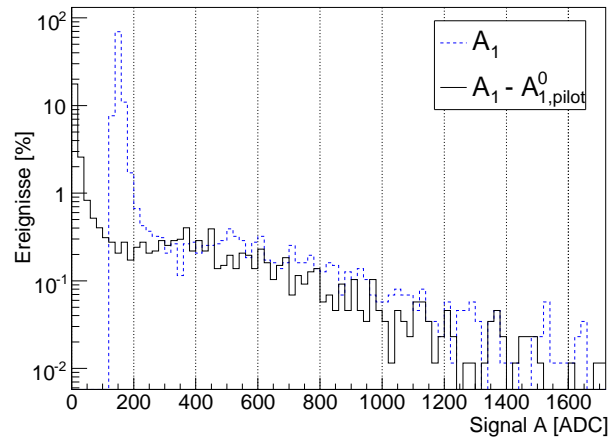


Abbildung 5.5:

Typisches Spektrum eines Signals A in einer der Zellen des Elektrondetektors ET6 vor und nach dem Abziehen des Untergrundsignals A_{pilot}^0 ; dargestellt für die Zelle Nr. 1.

Eine andere Möglichkeit, um die Höhe des Untergrundsignals abzuschätzen, bieten die so genannten Elektron- und Proton-Pilotpakete. In der Abbildung 5.4b ist das Signalspektrum einer Zelle im ET6, das während der Verwendung solcher Teilchenpakete entsteht, dargestellt. Die Verteilung wird mit einer Gauß-Kurve angenähert und das Maximum der resultierenden Funktion wird als das Untergrundsignal verwendet. Die Ergebnisse der Abschätzung sind in der Tabelle 5.1 für alle zwölf Zellen des Detektors aufgelistet.

Der Nachteil der Methode anhand des zeitlichen Verlaufs des Signals ist, dass der Zeitpunkt für das Erreichen des Signalminimums mehr oder weniger willkürlich festgelegt ist. Die Bestimmung mithilfe der Pilotpakete ist dagegen physikalisch begründet. Aus diesem Grund wurde die letztere Methode während der Kalibrierung verwendet. In der Abbildung 5.5 ist ein typisches Spektrum des Signals in einer der Zellen des ET6 vor und nach dem Abziehen des Untergrundsignals A_{pilot}^0 dargestellt.

Die Signale nach dem Abzug des Untergrundsignals wurden benutzt, um die Kalibrierungskoeffizienten, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, zu bestimmen.

5.3 Das Verfahren / lineares Regressionsproblem

Bei der Kalibrierung eines Kalorimeters wird zwischen der Amplitude A_i des Signals in einzelnen Zellen und der im Absorbermaterial der jeweiligen Kalorimeterzelle deponierten Energie E_i ein li-

naerer Zusammenhang angenommen:

$$E_i = c_i(A_i - A_i^0), \quad i = 1, \dots, 12, \quad (5.7)$$

wobei A_i^0 die Amplitude des Untergrundsignals ist, dessen Bestimmung im Kapitel 5.2 beschrieben wurde.

Mathematisch gesehen werden Paare (A_i, E_i) von Zahlen betrachtet, die auf einer Geraden mit der Steigung c_i liegen sollten. Im Allgemeinen werden diese Punkte jedoch nicht exakt auf einer Geraden liegen. Deshalb wird nach einer Ausgleichsgeraden gesucht, wodurch das mathematische Problem seinen Namen erhält: „lineares Regressionsproblem“.

Die im ET6 während des n -ten Ereignisses deponierte Energie E_n ergibt sich als Summe der in den einzelnen Zellen deponierten Energien E_{ni}

$$E_n = \sum_{i=1}^{12} E_{ni} \stackrel{(5.7)}{=} \sum_{i=1}^{12} c_i(A_{ni} - A_i^0). \quad (5.8)$$

Unter Benutzung der Bedingung (5.1), dass die Summe der Elektron- und der Photonenergie für das n -te Ereignis gleich der Elektronstrahlenergie sein soll,

$$E_n + E_{\gamma,n} - E_e^0 \stackrel{!}{=} 0 \quad (5.9)$$

ergibt sich aus der Gleichung 5.8 eine neue Bedingung

$$\sum_{i=1}^{12} [c_i(A_{ni} - A_i^0)] + E_{\gamma,n} - E_e^0 \stackrel{!}{=} 0. \quad (5.10)$$

Bei mehreren Ereignissen muss diese Gleichung quadriert und die Quadrate addiert werden, so dass sich ein Funktional ergibt, das zur Lösung des Problems minimiert werden soll:

$$f(\mathbf{c}) = \sum_{n=1}^N \left(\sum_{i=1}^{12} [c_i(A_{ni} - A_i^0)] + E_{\gamma,n} - E_e^0 \right)^2 \stackrel{!}{=} \min. \quad (5.11)$$

Zur Vereinfachung wird die Amplitude des Signals nach dem Abziehen des Untergrundsignals mit $d_{ni} := A_{ni} - A_i^0$ und die Differenz zwischen der Elektronstrahlenergie und der Photonenergie mit $E'_n := E_e^0 - E_{\gamma,n}$ abgekürzt, so dass sich der Ausdruck als

$$f(\mathbf{c}) = \sum_{n=1}^N \left(\sum_{i=1}^{12} c_i d_{ni} - E'_n \right)^2 \stackrel{!}{=} \min., \quad (5.12)$$

schreiben lässt.

Ein Minimum besitzt das Funktional, wenn der Gradient $\nabla f(\mathbf{c})$ eine Nullstelle aufweist. Die k -te Komponente des Gradienten ergibt sich zu

$$\frac{\partial f(\mathbf{c})}{\partial c_k} = \sum_{n=1}^N \left[2 \cdot \left(\sum_{i=1}^{12} c_i d_{ni} - E'_n \right) \cdot d_{nk} \right] = 2 \cdot \sum_{i=1}^{12} \left(\sum_{n=1}^N d_{nk} d_{ni} c_i \right) - 2 \cdot \sum_{n=1}^N d_{nk} E'_n. \quad (5.13)$$

Der Gradient kann dann in Matrixform geschrieben werden als

$$\nabla f(\mathbf{c}) = 2 \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \sum_{n=1}^N d_{n1}^2 & \sum_{n=1}^N d_{n1}d_{n2} & \cdots & \sum_{n=1}^N d_{n1}d_{n12} \\ \sum_{n=1}^N d_{n2}d_{n1} & \sum_{n=1}^N d_{n2}^2 & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \sum_{n=1}^N d_{n12}d_{n1} & \cdots & \cdots & \sum_{n=1}^N d_{n12}^2 \end{pmatrix}}_{\mathbf{M} \in \mathbb{Z}^{12 \times 12}} \underbrace{\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_{12} \end{pmatrix}}_{\mathbf{c} \in \mathbb{R}^{12}} - 2 \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \sum_{n=1}^N d_{n1}E'_n \\ \sum_{n=1}^N d_{n2}E'_n \\ \vdots \\ \sum_{n=1}^N d_{n12}E'_n \end{pmatrix}}_{\mathbf{b} \in \mathbb{R}^{12}} \stackrel{!}{=} 0. \quad (5.14)$$

Das Gleichungssystem besitzt also die Form

$$\nabla f(\mathbf{c}) = 2(\mathbf{M}\mathbf{c} - \mathbf{b}) \stackrel{!}{=} 0. \quad (5.15)$$

Um die Nullstelle des Gradienten und damit auch das Minimum des Funktional 5.11 zu finden, muss also das Gleichungssystem

$$\mathbf{M}\mathbf{c} = \mathbf{b} \quad (5.16)$$

gelöst werden. Dies kann mit der Methode der konjugierten Gradienten (CG-Verfahren) bewerkstelligt werden. Dieses Verfahren wird im Anhang A.2 beschrieben. Als Lösung ergeben sich die gesuchten Kalibrierungskoeffizienten (c_1, \dots, c_{12}) .

5.4 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Kalibrierung an den im Jahr 2006 genommenen Daten präsentiert. Vor der Kalibrierung wurde eine weitere Selektion der Ereignisse durchgeführt. Dazu wurden alle Ereignisse verworfen, in denen mindestens eine der Detektorzellen nach dem Abzug des Untergrundsignals eine Signalamplitude kleiner Null aufwies.

Am Anfang der Kalibrierung stehen weder die Energie noch die Trefferposition im ET6 zur Verfügung, so dass die im Kapitel 5.1 beschriebenen Selektionen nicht angewandt werden können. Die Kalibrierungskoeffizienten müssen bei der ersten Iteration willkürlich auf einen Wert gesetzt werden. Da die erwartete Energie im ET6 im Bereich von 6 GeV und das Signal in der Größenordnung 100 ADC liegt, werden Kalibrierungskoeffizienten im Bereich $\approx 5 \text{ MeV/ADC}$ erwartet. Dieser Wert diente auch als Startwert c_0 .

Die Kalibrierungsprozedur verlief nach dem folgenden Schema:

Mit den gegebenen Koeffizienten wurde die Energie und die Clusterposition eines Ereignisses berechnet. Anschließend wurde anhand der beschriebenen Selektionskriterien überprüft, ob das Ereignis zur Kalibrierung geeignet ist. Im Fall einer positiven Entscheidung wurde ein Eintrag in der im Kapitel 5.3 definierten Matrix \mathbf{M} und in dem Vektor \mathbf{b} erzeugt. Nach dem Durchlaufen aller zur Verfügung stehenden Ereignisse wurde das entstandene Gleichungssystem 5.16 gelöst. Die resultierenden Kalibrierungskoeffizienten $\mathbf{c} = (c_1, \dots, c_{12})$ dienten bei der nächsten Iteration als Startwerte. Es wurden ca. zehn Iterationen benötigt, bis sich die Koeffizienten nicht mehr signifikant änderten.

Es sei bemerkt, dass das Verfahren aus unerklärlichen Gründen nicht stabil war. Die am Anfang der Kalibrierung festgelegten Koeffizienten c_0 beeinflussten erheblich die Resultate. Außerdem bestand zeitweise das Problem, dass sich negative Kalibrierungskoeffizienten ergaben, die physikalisch keinen Sinn ergeben. Die Ursache für dieses Verhalten wurde leider aus Zeitgründen nicht gefunden. Eine mögliche Ursache ist, dass einige Zellen (1,6,7,12) fast keine Einträge und daher willkürliche Koeffizienten haben, die auch die Koeffizienten der Nachbarzellen beeinflussen können. Außerdem wurde versucht, die einzelnen Summanden des Funktionals $f(c)$ auf den Fehler zu normieren:

$$f(c) = \sum_n \frac{(\sum_i c_i d_{ni} - E_n)^2}{(\Delta(\sum_i c_i d_{ni}))^2}, \quad (5.17)$$

wobei keine Verbesserung erkennbar war.

In der Tabelle 5.2 sind Ergebnisse der Kalibrierung gezeigt, die im Rahmen der großen Anzahl der Iterationen des Algorithmus am besten empfunden wurden.

Nr. der Zelle	1	2	3	4	5	6
Koeffizienten [MeV/ADC]	3,883	3,810	4,112	3,859	5,725	6,326
Nr. der Zelle	7	8	9	10	11	12
Koeffizienten [MeV/ADC]	8,763	3,652	4,751	4,637	5,952	4,906

Tabelle 5.2:

Kalibrierungskoeffizienten für die zwölf Zellen des Elektrondetektors ET6; die Kalibrierung wurde an im Jahr 2006 aufgezeichneten Daten durchgeführt.

In der Abbildung 5.6 ist das Energiespektrum, das mit den berechneten Kalibrierungskoeffizienten erstellt wurde, zu sehen. Zum Vergleich ist das Spektrum mit der bereits vorhandenen Kalibrierung ebenfalls aufgetragen. In den beiden Abbildungen ist eine gute Übereinstimmung zwischen den alten und den neuen Energiespektren zu beobachten.

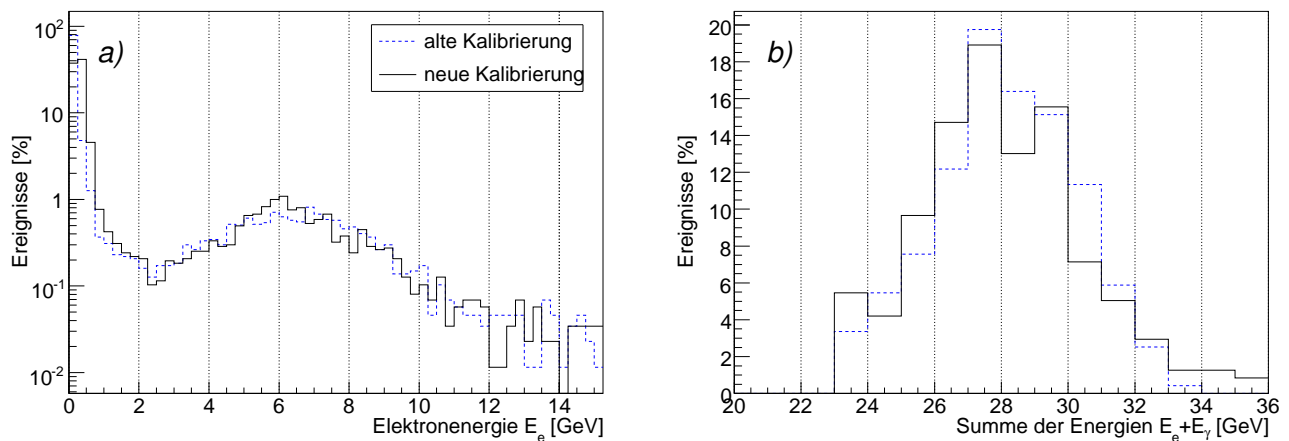


Abbildung 5.6:

Ein Vergleich zwischen der bereits vorhandenen und der neuen Kalibrierung: a) Energiespektrum des Elektrons im Elektrondetektor ET6 für alle Ereignisse und b) die Summe der Elektron- und der Photonenergie nur für selektierte BH-Ereignisse, die ein Maximum bei der Elektronstrahlenergie von 27,6 GeV aufweist.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Eine genaue Rekonstruktion der Ereigniskinematik erfordert eine hohe Präzision in der Messung der Energie und/oder des Streuwinkels des Elektrons. Das Ziel dieser Arbeit war die Verbesserung der elektromagnetischen Kalibrierung des rückwärtigen Kalorimeters SPACAL und eine Untersuchung der vorhandenen Kalibrierung des Elektrondetektors ET6 im H1-Luminositätssystem.

Die Energiemessung des SPACAL wird verfälscht, indem Teilchen im passiven Material vor dem Kalorimeter Energie verlieren. Zur Berechnung des Energieverlustes wird eine Referenzenergie benötigt, die unabhängig von der Energiemessung des SPACAL ist. Für diese Arbeit wurden elastische QED-Compton-Ereignisse selektiert, für die eine Referenzenergie aus den Streuwinkeln der Teilchen im Endzustand (Doppel-Winkel-Methode) leicht berechenbar ist. Mit dieser Ereignisklasse konnte die Energiemessung im Bereich von 4 GeV bis 24 GeV untersucht werden. Durch den Energieverlust im passiven Material muss der Zusammenhang zwischen dem Signal im Detektor und der Energie des einlaufenden Teilchens nicht mehr linear sein, daher ist eine Kalibrierung in verschiedenen Energiebereichen notwendig. Die im SPACAL gemessenen Energien oberhalb 15 GeV wurden zum Zeitpunkt dieser Analyse bereits mit anderen Methoden, wie der Kinematic-Peak-Methode, korrigiert, deshalb war das Ziel vor allem die Energiemessung unterhalb 15 GeV zu verbessern. Da in der Doppel-Winkel-Methode die Ungenauigkeit in der Winkelmessung sich auf die berechnete Referenzenergie auswirkt, wurde die Rekonstruktion des Streuwinkels in der MC-Simulation und in Daten überprüft. Dazu zählte vor allem die Untersuchung der geometrischen Ausrichtung der verwendeten Detektoren und die Korrektur der Polarwinkel um die Strahlneigung. Es wurde festgestellt, dass die Winkelmessungen des rückwärtigen Siliziumdetektors BST und der rückwärtigen Proportionalzählkammer BPC zur Bestimmung der Referenzenergie besonders geeignet sind. Nach der Abstimmung der Streuwinkelrekonstruktion konnte im niedrigen Energiebereich ein durchschnittlicher Energieverlust im passiven Material von max. 2%, ortsabhängig jedoch bis zu 3%, beobachtet werden. Bei der Untersuchung der Monte-Carlo-Simulation wurde eine ähnliche Abhängigkeit des Energieverlustes von der Energie mit einem Maximalwert von 2% festgestellt. Für drei Bereiche im SPACAL wurden schließlich Energiekorrekturfunktionen für Daten und für die Simulation bestimmt und ihre Wirkung überprüft. Die Abweichung in der Energiemessung konnte für Energien größer als 8 GeV auf weniger als 0,2% und für Energien kleiner als 8 GeV auf weniger als 0,4% reduziert werden.

Die Kalibrierung des Elektrondetektors ET6, der sich im H1-Luminositätssystem befindet, wurde mit Bethe-Heitler-Ereignissen untersucht. Diese Art der Ereignisse zeichnet sich durch eine genaue Kenntnis der Energie im Endzustand aus, da es sich wieder um einen elastischen Prozess handelt. Es wurde ein iteratives Verfahren zur Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten für jede Zelle

des ET6 entwickelt. Die daraus resultierende Energie wurde mit der vorhandenen Energieskala verglichen und stimmte gut mit dieser überein. Es gab allerdings Probleme mit der mathematischen Stabilität des entwickelten Algorithmus.

Anhang A

A.1 Herleitung der Formeln für die Doppel-Winkel-Energie

Bei dem elastische QEDC-Prozess $pe \rightarrow pe\gamma$ gilt die Energie- und Impulserhaltung, d.h.

$$\mathbf{p} + \mathbf{k} = \mathbf{p}' + \mathbf{k}' + \mathbf{l}' \quad (\text{A.1})$$

Da es sich um einen elastischen Prozess handelt, ist $\mathbf{p} \approx \mathbf{p}'$. Die obige Gleichung wird mit dem Impuls des einlaufenden Protons \mathbf{p} multipliziert:

$$\mathbf{k}\mathbf{p} = \mathbf{k}'\mathbf{p} + \mathbf{l}'\mathbf{p} . \quad (\text{A.2})$$

Mit der Annahme, dass der Impuls des einlaufenden Protons $\mathbf{p} = (E_p^0, 0, 0, E_p^0)$ und der des einlaufenden Elektrons $\mathbf{k} = (E_e^0, 0, 0, -E_e^0)$ ist, ergibt sich die Gleichung

$$\begin{aligned} 2E_e^0 E_p^0 &= (E_e E_p^0 - E_{e,z} E_p^0) + (E_\gamma E_p^0 - E_{\gamma,z} E_p^0) \\ \Leftrightarrow 2E_e^0 &= E_e(1 - \cos \theta_e) + E_\gamma(1 - \cos \theta_\gamma) . \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Mit der für diese Streuart charakteristischen Balance der transversalen Impulse $p_{e,t} = p_{\gamma,t}$, also $E_e \sin \theta_e = E_\gamma \sin \theta_\gamma$, ergibt sich für die Energie des gestreuten Elektrons $E_e = E_\gamma \frac{\sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e}$. Eingesetzt in die Gleichung A.3 kann die Photonenergie berechnet werden:

$$\begin{aligned} 2E_e^0 &= E_\gamma \frac{\sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e} (1 - \cos \theta_e) + E_\gamma (1 - \cos \theta_\gamma) \\ \Leftrightarrow E_\gamma &= \frac{2E_e^0}{\frac{\sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e} (1 - \cos \theta_e) + (1 - \cos \theta_\gamma)} \\ \Leftrightarrow E_\gamma &= \frac{2E_e^0 \sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - (\sin \theta_e \cos \theta_\gamma + \sin \theta_\gamma \cos \theta_e)} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Mit dem Additionstheorem $\sin(\alpha + \beta) = \sin \alpha \cos \beta + \sin \beta \cos \alpha$ ergibt sich die gesuchte Formel:

$$E_\gamma = \frac{2E_e^0 \sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} . \quad (\text{A.5})$$

Die Elektronenergie berechnet sich analog, wenn der Ausdruck $E_\gamma = E_e \frac{\sin \theta_e}{\sin \theta_\gamma}$ in die Gleichung A.3 eingesetzt wird:

$$E_e = \frac{2E_e^0 \sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} . \quad (\text{A.6})$$

A.2 Lösung eines Gleichungssystems mit der Methode der konjugierten Gradienten

Das Verfahren der konjugierten Gradienten (CG-Verfahren, engl.: conjugate gradients) ist eine effiziente numerische Methode zur Lösung von großen, symmetrischen, positiv definiten Gleichungssystemen der Form $\mathbf{A}\mathbf{x} = \mathbf{b}$. Es gehört zur Klasse der Krylow-Unterraum-Verfahren und ist als iteratives Verfahren interessant, da der Fehler mit der Anzahl der Iterationsschritte monoton fällt. Die Theorie zu diesem Verfahren ist in [51] beschrieben. In diesem Kapitel wird nur der Ablauf des Algorithmus kurz beschrieben.

Der Ausgangspunkt ist das Gleichungssystem

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{b} \quad (\text{A.7})$$

mit zwölf Unbekannten $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^{12}$, der Matrix $\mathbf{A} \in \mathbb{R}^{12 \times 12}$ und dem Vektor $\mathbf{b} \in \mathbb{R}^{12}$, das gelöst werden muss.

Folgenden Definitionen wurden verwendet:

- $\mathbf{x}_0 \in \mathbb{R}^{12}$ – ein beliebiger Anfangswert für die Abschätzung;
- $\mathbf{d} \in \mathbb{R}^{12}$ – entspricht der Suchrichtung im 12-dimensionalen Raum;
- $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^{12}$ – der Residuenvektor, definiert als $\mathbf{r} = \mathbf{b} - \mathbf{A}\mathbf{x}$; er kann als ein Maß verstanden werden, das angibt, wie weit der aktuelle Wert $\mathbf{A}\mathbf{x}$ vom korrekten Wert \mathbf{b} entfernt ist;
- $\lambda \in \mathbb{R}$ – die Schrittweite für den nächsten Iterationsschritt;
- $\beta \in \mathbb{R}$ – Gram-Schmidt-Koeffizienten für die konjugierten Gradienten;
- ε – Genauigkeit für die gesuchten Werte: $\mathbf{x} = (x_1 \pm \varepsilon, \dots, x_{12} \pm \varepsilon)$;
- i – Anzahl der Iterationen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde folgendes Algorithmus verwendet:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_0 &= (\text{Startwert}) \\ \mathbf{d}_0 &= \mathbf{r}_0 = \mathbf{b} - \mathbf{A}\mathbf{x}_0 \\ i &= 0 \end{aligned}$$

Solange $\|\mathbf{r}_i\| > \varepsilon$ {

$$\begin{aligned} \lambda_i &= \frac{\mathbf{d}_i^T \mathbf{r}_i}{\mathbf{d}_i^T \mathbf{A} \mathbf{d}_i} \\ \mathbf{x}_{i+1} &= \mathbf{x}_i + \lambda_i \mathbf{d}_i \\ \mathbf{r}_{i+1} &= \mathbf{r}_i - \lambda_i \mathbf{A} \mathbf{d}_i \\ \beta_{i+1} &= \frac{\mathbf{r}_{i+1}^T \mathbf{r}_{i+1}}{\mathbf{r}_i^T \mathbf{r}_i} \\ \mathbf{d}_{i+1} &= \mathbf{r}_{i+1} + \beta_{i+1} \mathbf{d}_i \\ i &= i + 1 \end{aligned}$$

}

Literaturverzeichnis

- [1] D. B. Wegener. „Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik“. Vorlesungsskript, Dortmund, 2002/2003.
- [2] W.M. Yao et al. *Journal of Physics G* 33,1, 2006.
- [3] D.H. Perkins. „Introduction to High Energy Physics“. Cambridge University Press, 2000.
- [4] S. Weinberg. *Rev. Mod. Phys.* 52, 515, 1980.
- [5] A. Salam. *Rev. Mod. Phys.* 52, 525, 1980.
- [6] S. L. Glashow. *Rev. Mod. Phys.* 52, 539, 1980.
- [7] A. Courau. „Quasi-Real QED Compton at HERA“. Interner Bericht H1-07/91-186, 1991.
- [8] V. Lendermann. „Measurement of the QED Compton Scattering Cross Section with the H1 Detector at HERA“. Dissertation, Universität Dortmund, 2001.
- [9] W. Heitler H. Bethe. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A146, 83, 1934.
- [10] A. Blondel F. Jacquet. „Proceedings of the 1979 Study for an ep facility in Europe“. Hamburg, 1979.
- [11] H1 Collaboration. „Measurement of the DIS Cross Section at low Q^2 at HERA“. to be published.
- [12] H1-Homepage. *HERA Drawings*. <https://www-h1.desy.de/idet/idrawings/HERA/>.
- [13] R. Barschke. „Messung der Protonstrukturfunktion F_2 bei niedrigen x_{Bj} und Q^2 unter besonderer Berücksichtigung des verbesserten H1-Rückwärtsbereichs“. Dissertation, Universität Hamburg, 1997.
- [14] I. Abt et al. H1 Collaboration. *Nucl. Instrum. Meth. A* 386, 310, 1997.
- [15] I. Abt et al. H1 Collaboration. *Nucl. Instrum. Meth. A* 386, 348, 1997.
- [16] H1 Collaboration. *Proposal for an Upgrade of the H1 Forward Track Detector for HERA 2000*. DESY PRC-98/06, 1998.
- [17] H1 Collaboration. „A forward silicon Tracker for H1“. DESY PRC 99-01, 1999.
- [18] D. Pitzl et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* 454, 334-349, 2000.
- [19] M. Cuje et al. „H1 High Luminosity Upgrade 2000 – CIP and Level 1 Vertex Trigger“. Internal Note H1-01/98-535, 1998.

- [20] M. Tluczykont. „Z-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors bei HERA”. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1999.
- [21] R. Lahmann H. Henschel. „The backward silicon tracker of the H1 Experiment at HERA”. Nucl. Instrum. Meth. A 453, 93, 2000.
- [22] M. Kapishin. „Backward Proportional Chamber for H1 experiment at HERA”. to be published.
- [23] M. Fleischer et al. „Performance and upgrade of H1 calorimeters LAr calorimeter, SpaCal and VLQ”. DESY-98-005, 1998.
- [24] H1 Calorimeter Group Collaboration: B. Andrieu et al. Nucl. Instrum. Meth. A 336, 460, 1993.
- [25] H1 Spacal Group: R.-D. Appuhn et. al. Nucl. Instrum. Meth. A 374, 149, DESY-95-165; A 382, 395, DESY-95-250; A 386, 397, DESY-96-171, 1995,1996.
- [26] E. Elsen. „The H1 Trigger and Data Acquisition System”. Internal Note H1-01/93-262, 1993.
- [27] A. Jung. „Inbetriebnahme der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers für das H1-Experiment”. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2004.
- [28] K. Urban. „Triggerstudien fuer eine Messung der Protonstrukturfunktion F_2 bei H1”. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2005.
- [29] R. Pöschl. „Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschubwinkel der Primärteilchen”. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1996.
- [30] M. Weber I. Gorelov. „Performance of the H1 Lead Scintillating Fibre Calorimeter”. Internal Note, H1-IN-483(06/1996), 1996.
- [31] E. Tzamariudaki. „Performance of the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter”. 1997.
- [32] H1 SpaCal Group: R. D. Appuhn et al. Nucl. Instrum. Meth. A 382, 395, 1996.
- [33] F. Garczarek. „Nachweis von Positronen und Hadronen im H1-Spaghetti-Kalorimeter”. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2000.
- [34] H1 SpaCal Group. „H1 backward upgrade with a SPACAL Calorimeter: the hadronic section”. DESY-96-013, 1996.
- [35] A.Walther D.Wegener R.-D.Appuhn V.Korbel J.Janoth, A.Lindner. „Response of mesh type photomultiplier tubes in strong magnetic fields”. Nucl. Instrum. Meth. A 350, 221, 1994.
- [36] H1-Homepage. *BST and FST Upgrade Projects*.
<https://www-h1.desy.de/idet/upgrade/silicon/BST-FST.html>.
- [37] H1-Homepage. *Backward Proportional Chamber*.
<http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/tracker/bpc/BPCpage.htm>.
- [38] V. Andreev. persönliche Mitteilung.
- [39] HERA Lattice and Optics Design. DESY preprint, DESY-HERA-92-07, 26, 1992.
- [40] T. Frisson. „Mesure de la luminosité pour l'expérience H1”. Dissertation, Université Paris-Sud, 2006.

- [41] R. Brun et al. „*GEANT, Detector Description and Simulation Tool*“. CERN Program Library W5013.
- [42] S. Kermiche P. Kessler T. Carli, A. Courau. Proceedings of the Workshop „Physics at HERA“, 1468-1472, Hamburg, 1991.
- [43] F. Plasil S. Saini S. P. Soerensen G. R. Young T. C. Awes, F. E. Obenshain. Nucl. Instrum. Meth. A 311, 130, 1992.
- [44] A. Glazov. Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, 1998.
- [45] R. Pöschl. Dissertation, Universität Dortmund, 2000.
- [46] V. Arkadov. „*Measurement of the Deep-Inelastic ep Scattering Cross Section using the Backward Silicon tracker at the H1 Detector at HERA*“. DESY-00-046, Humboldt-Universität Berlin, 2000.
- [47] Yu. P. Nikitin A. N. Kalinovskii, N. V. Mokhov. American Institute of Physics translation series, New York, 1989.
- [48] L. Favart R. Stamen, M. Fleischer. H1 internal note 554, 1998.
- [49] R. Stamen. „*Analyse quasireeller QED-Compton-Ereignisse*“. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1998.
- [50] H1 collaboration. „*Experimental study of hard photon radiation processes at HERA*“. DESY-95-024, 1995.
- [51] A. Meister. „*Numerik linearer Gleichungssysteme*“. Vieweg, 1999.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ich danke Herrn Prof. Dr. H.-C. Schultz-Coulon für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die Möglichkeit diese Diplomarbeit in einer internationalen Kollaboration anzufertigen. Seine große Diskussionsbereitschaft und sein Vertrauen in mein selbständiges Arbeiten ermöglichten eine sehr entspannte Arbeitsatmosphäre.

Ein großer Dank gebührt Frau Dr. Katja Krüger. Ohne ihre Betreuung wäre diese Arbeit nicht in einer angemessenen Zeit zustande gekommen. Die zahlreichen Diskussionen und ihre Lösungsvorschläge dienten als Leitfaden während der gesamten Analyse. Vielen Dank auch für die sorgfältige Korrektur dieser Arbeit.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. U. Uwer, der freundlicherweise das Amt des Zweitgutachters übernommen hat.

Herrn Dr.¹ Marc-Oliver Bönig möchte ich für die Unterstützung am Anfang meines Aufenthalts bei H1 danken. Das Erlernen der Analysesoftware war mit sehr vielen technischen Fragen verbunden, die meistens an ihn gerichtet wurden.

Herren Klaus Urban und Andreas W. Jung danke ich für ihr Interesse an meiner Arbeit. Zahlreichen Diskussionen mit Klaus über aufgetretene Probleme und seine Vorschläge waren eine große Hilfe. Außerdem danke ich ihm für seinen Beitrag zur Lesbarkeit und Verständlichkeit dieser Arbeit. Bei Andreas bedanke ich mich für interessante Gespräche über das Berufsfeld und -perspektiven und auch für die sehr gründliche Durchsicht der Arbeit auf orthographische und stilistische Fehler.

Herrn Dr. Olaf Behrendt danke ich für lehrreiche Gespräche am Anfang meines Aufenthaltes bei H1.

Frau Dr. Andrea Vargas danke ich vor allem für ihre Unterstützung während der Vorbereitung zum Vortrag im studentischen „Cross Talk“.

Bei Herrn Dr. Victor Lendermann bedanke ich mich für viele Hilfestellungen aufgrund seines Fachwissens zum bearbeiteten Thema.

Herrn Dr. J. Stiewe danke ich für Ideen und Anregungen zu meiner Analyse.

Außerdem bedanke ich mich bei meinen Kommilitonen Daniel Beneckenstein, Michael Herbst und Kristin Lohwasser für eine angenehme und entspannte Arbeitsatmosphäre.

Schließlich möchte ich nochmals der Heidelberger und der Dortmunder Arbeitsgruppen für das herzliche Aufnehmen und für eine sehr freundliche Zusammenarbeit danken.

Für die großartige Unterstützung außerhalb der „Physik-Welt“ danke ich meinen Eltern, meinen Brüdern Waldemar und André, sowie meiner Frau Angela.

¹ drei Tage nach der Abgabe dieser Arbeit.