

**Aufbau und Kalibration
eines Flüssig-Argon Kalorimeters
im H1 Detektor**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

zur

Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

D I S S E R T A T I O N

von

Diplom-Physikerin Kerstin Borrás
aus Werther

Dortmund

1992

**Aufbau und Kalibration
eines Flüssig-Argon Kalorimeters
im H1 Detektor**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

zur

Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

D I S S E R T A T I O N

von

Diplom-Physikerin Kerstin Borrás
aus Werther

Dortmund

1992

Tag der mündlichen Prüfung:
Referent:
Korreferent:

10. Juli 1992
Prof. Dr. D. Wegener
Prof. Dr. H. Kolanoski

Kurzfassung

Eine wichtige Komponente des H1 Detektors stellt das Flüssig-Argon Kalorimeter dar. In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Bereiches des elektromagnetischen Flüssig-Argon Kalorimeters detailliert beschrieben. Zur absoluten Kalibration und zur Untersuchung der Eigenschaften dieses Kalorimeters wurden Messungen in einem Teststrahl des CERN SPS durchgeführt.

Das Kalorimeter zeigt eine räumliche Homogenität des Signals für Elektronen von etwa 1 %. Die Bestimmung der absoluten Kalibration erfolgte über den Vergleich der experimentellen Daten mit Simulationsrechnungen. Die Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Kalibrationskonstanten ergibt 1,5 %. Die maximalen Abweichungen von der Energielinearität sind kleiner als 0,4 %. Die Energieauflösung läßt sich mit $\sigma(E)/E = 0,094\sqrt{GeV}/\sqrt{E} \oplus 229MeV/E \oplus 0,011$ parametrisieren. Der Einfluß von inaktivem Material vor dem Kalorimeter und der Einfluß des Transition-Effektes auf die Kalibrationskonstante werden diskutiert.

Die Eigenschaften des Kalorimeters bezüglich der Elektron-Pion-Trennung wurden anhand gemessener und simulierter Pionsignale analysiert. Bei einer relativen Elektron-Ausbeute von 98 % liegt die Trennung bei etwa 154.

Zur Korrektur des Einflusses des elektronischen Rauschens wurde ein neues Verfahren entwickelt. Nach der Anwendung dieses Verfahrens sind die Abweichungen der rekonstruierten Energien unabhängig von der Teilchenenergie kleiner als 1 %.

Abstract

A major component of the H1 detector is the liquid argon calorimeter. In this thesis the construction of one part of the electromagnetic liquid argon calorimeter is described in detail. For the absolute calibration and the analysis of the properties of the calorimeter measurements were performed in a testbeam of the CERN SPS.

The calorimeter shows a homogeneity of the signal for electrons in space of about 1 %. The determination of the absolute calibration constant results from the comparison of the experimental data with simulations. An estimation of the systematic error yields 1.5 %. The maximal deviations from energy linearity are lower than 0.4 %. The energy resolution can be parametrised with $\sigma(E)/E = 0.094\sqrt{GeV}/\sqrt{E} \oplus 229MeV/E \oplus 0.011$. The influence of inactive material in front of the calorimeter and the influence of the transition effect on the calibration constant are discussed.

The properties of the calorimeter concerning the electron-pion-separation were analysed with real and simulated pion signals. For a relative electron-efficiency of 98 % the rejection is about 154.

For the correction of the influence of the electronic noise a new method has been developed. After the application of this correction the deviations in the reconstructed energy are independent of the particle energy lower than 1 %.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die Physik bei HERA	5
1.1 Das physikalische Programm	6
1.2 Die Kinematik	6
1.3 Ein Beispiel für die Physik mit dem Kalorimeterring BBE	11
2 Die Grundlagen der Kalorimetrie	15
2.1 Einführende Betrachtungen	15
2.2 Der elektromagnetische Schauer	17
2.2.1 Die Wechselwirkungen in einem elektromagnetischen Schauer	17
2.2.2 Die Schauerentwicklung	20
2.2.3 Die Energiemessung für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen	23
2.2.4 Die Auflösung der Energiemessung	27
2.3 Der hadronische Schauer	30
2.3.1 Das Spallationsmodell	30
2.3.2 Die Schauerentwicklung	32
2.3.3 Die Energiemessung für hadronisch wechselwirkende Teilchen	35
2.3.4 Die Auflösung der Energiemessung	39
2.4 Die Teilchenidentifizierung mit Kalorimetern	40
2.5 Flüssig-Argon Sampling Kalorimeter	41
2.5.1 Die Signale in einem Flüssig-Argon Kalorimeter	42
2.5.2 Die Effizienz der Ladungssammlung	43
2.6 Das Prinzip der Kalibration	44
3 Der Aufbau der Experimente	49
3.1 Das Flüssig-Argon Kalorimeter im H1 Detektor	49
3.2 Der Kalorimeterring BBE	50
3.2.1 Der Aufbau eines Oktanten	53
3.2.2 Die Segmentierung und die Auslese der Oktanten	57
3.3 Das Kalibrationsexperiment	60
3.3.1 Der Aufbau	61
3.3.2 Der Trigger	65
3.3.3 Das elektronische Auslesesystem	66
3.3.4 Die Ladungskalibration	67
3.4 Die Monte Carlo Simulation des Kalibrationsexperimentes	68

4	Die Auswertung der Kalibrationsmessungen	71
4.1	Die Selektion der Ereignisse	71
4.2	Die Korrekturen der gemessenen Signale	72
4.2.1	Die Drift im Pedestal	72
4.2.2	Das elektronische Übersprechen	77
4.2.3	Die Kalibrationskapazitäten	80
4.2.4	Die Effizienzverluste in der Ladungssammlung	82
4.3	Der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal	87
4.4	Die räumliche Homogenität des Signals	93
4.5	Die Linearität des Signals	99
5	Die Kalibration des Kalorimeterringes BBE	101
5.1	Der Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Daten	101
5.2	Die Bestimmung der Kalibrationskonstanten	104
5.3	Die Güte der Kalibration	107
5.4	Untersuchungen zu Einflüssen auf die Kalibrationskonstante	116
5.4.1	Das inaktive Material vor dem Kalorimeter	116
5.4.2	Der Transition-Effekt	117
5.5	Die Energieauflösung für Elektronen	122
6	Die Trennung von Elektronen und Pionen mit dem BBE-Kalorimeter	125
6.1	Der Vergleich der Signalverteilungen	125
6.2	Die Trennung von Elektronen und Pionen	127
6.2.1	Die Trennung für reale Ereignisse	130
6.2.2	Der Vergleich mit simulierten Ereignissen	133
7	Die Korrektur der Auswirkungen der Rauschunterdrückung	141
7.1	Der Beitrag des Rauschens	141
7.2	Der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das physikalische Signal	142
7.3	Das Korrekturverfahren	146
7.4	Anwendung des Korrekturverfahrens auf experimentelle Daten	147
	Zusammenfassung	153
	A Der Pileup-Effekt	155
	Literaturverzeichnis	165
	Danksagung	171

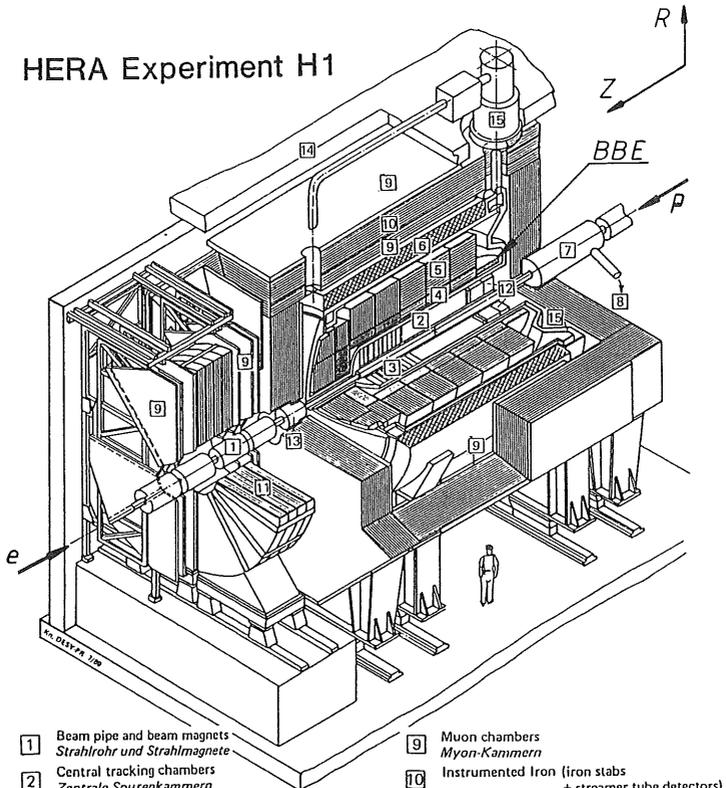
Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie ist eine der wichtigsten Fragestellungen der Grundlagenforschung. Die Elementarteilchenphysik versucht mit unterschiedlichen Methoden diese Frage nach den Bausteinen der Materie, ihren Eigenschaften und ihren Wechselwirkungen untereinander zu klären. Dabei kommt den Ergebnissen von Experimenten, in denen Teilchen aneinander gestreut werden, eine große Bedeutung zu. Die Streuung von α -Teilchen an einer dünnen Goldfolie führte Rutherford [Rut11] zur Entdeckung der Atomkerne. Hofstadter [Hof56] maß die Größe von Atomkernen mit Elektronen einer Energie von 400 MeV und fand, daß Protonen bei der verfügbaren Auflösung als punktförmige Teilchen erscheinen. Einige Zeit später konnte mit Elektron-Nukleon-Streuexperimenten am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) festgestellt werden, daß das Proton seinerseits aus punktförmigen Teilchen, den sogenannten Quarks, aufgebaut ist [FKT91] (Nobelpreis 1990 für Friedman, Kendall und Taylor). Mit dem gerade in Betrieb genommenen Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) werden derartige Experimente mit höheren Teilchenenergien weitergeführt.

HERA ermöglicht die Streuung von Elektronen mit einer Energie von 30 GeV an Protonen, deren Energie bis zu 820 GeV beträgt. Damit sind quadratische Impulsüberträge von maximal $10^5 \text{ GeV}^2/c^2$ erreichbar, was nach der Heisenberg'schen Unschärferelation [Hei27]: $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ einer Auflösung von Strukturen einiger 10^{-18} m entspricht.

Der Nachweis der gestreuten Teilchen und die Rekonstruktion der auftretenden Prozesse stellt hohe Anforderungen an die beiden Detektoren H1 und Zeus in den Wechselwirkungszonen des HERA-Ringes. Sie müssen eine genaue Energie- und Impulsmessung gewährleisten, eine hohe Ortsauflösung besitzen und eine gute Teilchenidentifizierung ermöglichen. Außerdem sollten sie hermetisch geschlossen sein, damit zur Bildung von korrekten Impulsbilanzen möglichst alle Teilchen der Reaktion nachgewiesen werden. Der H1 Detektor ist in Abbildung 1 dargestellt. Den Wechselwirkungspunkt umschließen als erstes die Zentral- und die Vorwärtsspurkammer ([2],[3]). Sie gewährleisten eine Impulsauflösung von $\sigma(p)/p \leq 0,3\%$. Mit ihnen lassen sich die Spuren auch in Ereignissen mit vielen geladenen Teilchen trennen. An diese Spurkammern schließt sich das große Kalorimeter an ([4],[5]), das in acht einzelne Ringe unterteilt ist. Als AuslesemEDIUM wurde flüssiges Argon gewählt, womit eine zeitstabile Kalibration und eine homogene Energiedeposition der Teilchen gewährleistet wird. Das Kalorimeter weist eine feine räumliche Segmentierung auf, mit der eine gute Ortsauflösung und eine hohe Elektron-Pion-Trennung erreicht werden. Es besitzt eine gute Auflösung für die Energiemessung der gestreuten Elektronen, was eine wichtige Voraussetzung für die Bestimmung der Struktur des Protons darstellt. Der in dieser Arbeit untersuchte Teil des Kalorimeters, der Ring BBE (Backward Barrel

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|--|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtskammern und Übergangstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |

Abbildung 1: Schematische Darstellung des H1 Detektors.

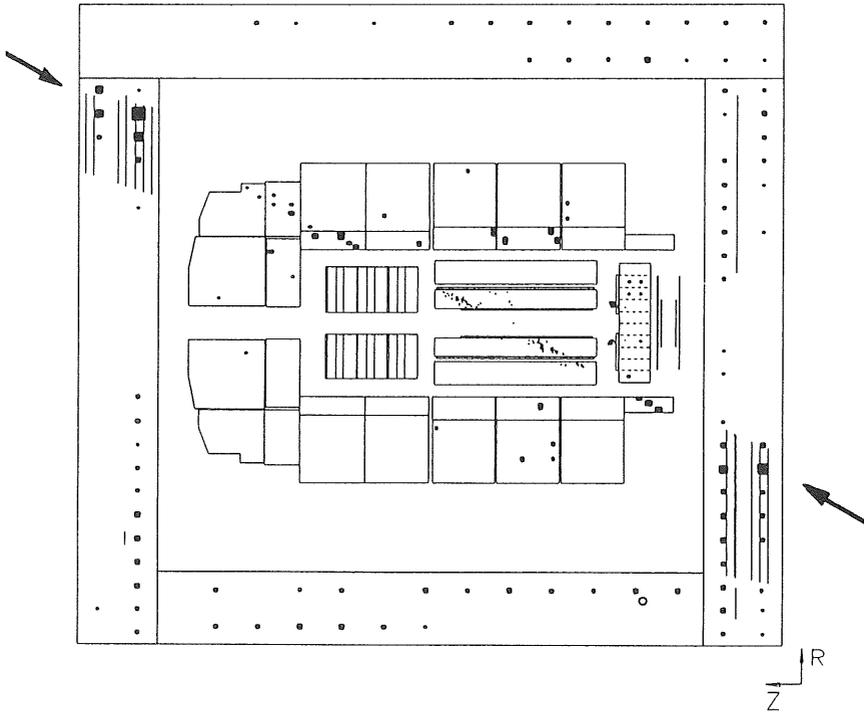


Abbildung 2: Rekonstruiertes Ereignis im H1 Detektor mit einem kosmischen Myon, der Detektor wird in einem Schnitt parallel zur Strahlachse gezeigt.

Electromagnetic), liegt im rückwärtigen Teil des H1 Detektors und ist in Abbildung 1 mit einem Pfeil gekennzeichnet. Eine supraleitende Spule erzeugt parallel zur Strahlachse ein Magnetfeld von 1,2 Tesla [6]. Das instrumentierte Eisen [10] wird gleichzeitig zur Rückführung des magnetischen Flusses und mit den installierten Streamerröhren Detektoren zur Erkennung von Myonen verwendet. Außerdem ergänzt es das Flüssig-Argon Kalorimeter, indem es nicht vollständig absorbierte Teilchenschauer nachweist.

Schon vor Beginn des HERA-Betriebes konnten die wesentlichsten Funktionen des H1 Detektors durch den Nachweis von Myonen der kosmischen Strahlung getestet werden. Die Abbildung 2 zeigt ein rekonstruiertes Ereignis, bei dem das Myon im instrumentierten Eisen, dem vorderen Bereich des Flüssig-Argon Kalorimeters und in der Driftkammer ein klares Signal hinterläßt. Die Spur des Myons verläuft weiter durch das BBE-Kalorimeter und durch die andere Seite des instrumentierten Eisens. Die Ergebnisse der Testmessungen zeigen, daß der Detektor bereit für die Datennahme ist.

Eine wichtiger Punkt des HERA-Physikprogramms ist die Untersuchung der Strukturfunktion des Protons. Diese kann unter anderem mit Hilfe der inklusiven Wirkungsquer-

schnitte berechnet werden, bei denen nur die Richtung und die Energie des gestreuten Elektrons gemessen wird. Für eine ausreichende Genauigkeit der berechneten Wirkungsquerschnitte muß nicht nur die Auflösung der Energiemessung sehr gut sein, sondern auch die absolute Energiekalibration, insbesondere im Kalorimeter [Fel87].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeterringes BBE und ist wie folgt gegliedert. Im ersten Kapitel werden die Untersuchungsschwerpunkte der Physik bei HERA kurz zusammenfassend dargestellt und die Kinematik der Ereignisse unter dem Aspekt des Nachweises der Elektronen erläutert. Aus der gewünschten Genauigkeit der Rekonstruktion dieser Ereigniskinematik leitet sich die Anforderung für die absolute Energiekalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters ab. Das zweite Kapitel enthält die Grundlagen der kalorimetrischen Energiemessung und die Darstellung des Kalibrationsprinzips. Im dritten Kapitel wird der Aufbau des Kalorimeters und das Kalibrationsexperiment beschrieben. Das vierte Kapitel beinhaltet die notwendigen Korrekturen der gemessenen Signale und faßt die Ergebnisse der Messungen zusammen. Im fünften Kapitel wird die Durchführung der absoluten Kalibration für den BBE-Ring dargestellt. Unterschiedliche Einflüsse auf die Kalibration werden dabei aufgezeigt und diskutiert. Das sechste Kapitel enthält Ergebnisse zur Trennung von Elektronen und Pionen im Kalorimeterring BBE. Im letzten Kapitel wird ein Verfahren zur Korrektur der Auswirkungen der verwendeten Rauschunterdrückung entwickelt und die damit erreichten Verbesserungen in der Energiebestimmung diskutiert.

Kapitel 1

Die Physik bei HERA

Der Aufbau der Materie wird bis heute erfolgreich durch das sogenannte Standardmodell beschrieben. Dieses Modell unterscheidet drei Arten von Elementarteilchen. Zum einen die Leptonen und Quarks und zum anderen die Eichbosonen, die zur Vermittlung der Wechselwirkungen unter ihnen dienen. Leptonen und Quarks sind Fermionen, die mit den bislang erreichbaren Auflösungen als punktförmige Teilchen erscheinen. Sie treten in drei Generationen auf, die mit ihrer elektrischen Ladung in 4 Familien eingeteilt werden können:

Teilchen	Familie	Generation			Ladung
		1	2	3	
Leptonen	1	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	2	e^-	μ^-	τ^-	-1
Quarks	3	u	c	t	+2/3
	4	d	s	b	-1/3

Das t -Quark wurde bisher noch nicht entdeckt und das ν_τ noch nicht direkt nachgewiesen. Die Elementarteilchen können über vier fundamentale Kräfte miteinander wechselwirken. Darunter ist die Gravitation die schwächste Kraft und ist in der Elementarteilchenphysik vernachlässigbar. Die drei anderen Kräfte sind die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Im Standardmodell werden diese drei Wechselwirkungen durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Jeder Wechselwirkung entsprechen dabei eigene Eichbosonen:

Wechselwirkung	Eichboson	Ladung	wechselwirkende Teilchen
schwach	W^+, W^-, Z^0	schwach	keine Einschränkung
elektromagn.	Photonen (γ)	elektrisch	nur elektr. geladene
stark	acht Gluonen (g)	Farbe	Quarks und Gluonen

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung konnten in dem $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell der elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden [WSG83]. Der Nachweis der Eichbosonen dieser Theorie, der W^\pm - und Z^0 -Bosonen, gelang 1983 [UA1,UA2,83]. Zur Zeit gibt es verschiedene Modelle, mit denen auch noch die anderen Wechselwirkungen in die Vereinheitlichung einbezogen werden. Bisher sind noch keine experimentelle Hinweise für die Gültigkeit eines dieser Modelle vorhanden.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben. Sie spielt bei dem Aufbau des Protons aus Quarks und Gluonen eine wichtige Rolle und wird mit dem HERA-Speicherring durch die Analyse der Viererimpulsabhängigkeit der Strukturfunktionen des Protons näher untersucht.

1.1 Das physikalische Programm

Die Experimente am Speicherring HERA dienen zum einen der Überprüfung des Standardmodells und dem eventuellen Nachweis von noch nicht gefundenen Teilchen. Zum anderen wird mit ihnen nach experimentellen Hinweisen auf ein Modell zur Vereinheitlichung der Wechselwirkungen gesucht. Die physikalischen Fragestellungen, die mit den Experimenten am Speicherring HERA untersucht werden können, sind ausführlich in den Verhandlungen der HERA-Physik [Pro87, Pro91] dargestellt.

Die wichtigsten Fragestellungen für das Standardmodell sind:

Messung der Strukturfunktionen,

Messung der Skalenverletzung und weitere Untersuchungen der starken Wechselwirkung,

Produktion und Analyse von Teilchen, die schwere Quarks enthalten, um auf diese Weise Aussagen über die Gluon-Komponente im Proton zu erhalten,

Untersuchung der elektroschwachen Wechselwirkung mit der Bestimmung der Eigenschaften der W - und Z -Bosonen.

Experimentelle Hinweise auf andere, umfassendere Modelle könnten sein:

Substrukturen von Quarks und Leptonen,

angeregte Zustände des Elektrons,

Bindungszustände aus Leptonen und Quarks, sowie Gluonen,

skalare Partner der Quarks und Leptonen.

1.2 Die Kinematik

In Abbildung 1.1 ist die Kinematik der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung dargestellt. Im einzelnen treten die folgenden Größen auf:

- k, k' die Viererimpulse des Leptons vor, bzw. nach der Reaktion,
- p der Viererimpuls des Nukleons vor der Reaktion,
- M die Nukleonmasse,
- p_H der Gesamtviererimpuls des hadronischen Endzustandes,
- q der Viererimpulsübertrag.

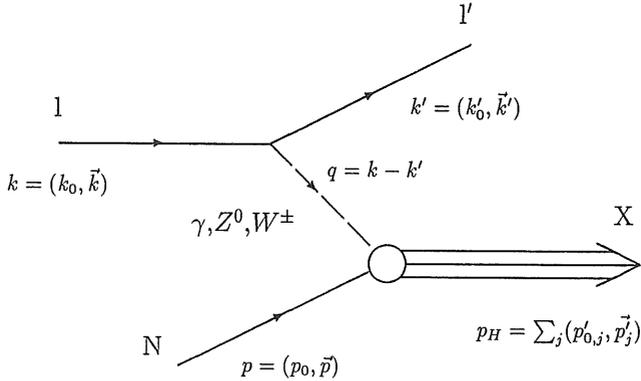


Abbildung 1.1: Darstellung einer tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung mit den Bezeichnungen der einzelnen Viererimpulse.

Mit diesen Größen lassen sich die folgenden kinematischen Variablen berechnen:

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -q^2 &= \text{Quadrat des Impulsübertrages } (Q^2 > 0), \\
 s &= (p + k)^2 &= \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie,} \\
 W^2 &= p_H^2 &= \text{Quadrat der invarianten Masse des hadr. Endzustandes,} \\
 \nu &= \frac{p \cdot q}{M} &= \text{Energieübertrag.}
 \end{aligned}$$

Zwei weitere kinematische Variablen, x und y , sind im Bereich zwischen 0 und 1 definiert:

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{-(k - k')^2}{2p \cdot (k - k')} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 - M^2}, \\
 y &= \frac{p \cdot (k - k')}{p \cdot k} = \frac{2M\nu}{s - M^2} = \frac{W^2 + Q^2 - M^2}{s - M^2}.
 \end{aligned}$$

Das sogenannte Bjorken- x gibt den Anteil am Gesamtimpuls des Nukleons für das Quark oder Gluon an, welches mit dem Lepton wechselwirkt. Die Variable y ist ein Maß für die Inelastizität der Reaktion und kann im Ruhesystem des Protons mit dem Energieübertrag relativ zum maximal möglichen Energieübertrag interpretiert werden. Die Messung von zwei unabhängigen Variablen ist bei gegebener Schwerpunktsenergie ausreichend, um eine inklusiv gemessene Reaktion vollständig zu beschreiben. Im folgenden wird die gebräuchliche Kombination von x und Q^2 näher erläutert.

Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Messung des Elektrons

Eine Möglichkeit, die Variablen x und Q^2 der betrachteten Reaktion zu rekonstruieren, ist durch die Bestimmung des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons gegeben. Im Laborsystem gilt mit dem Winkel θ , relativ zur Protonenrichtung, und unter

Vernachlässigung der Elektronenmasse:

$$x = \frac{E'_e E_e \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p (E_e - E'_e \sin^2 \frac{\theta}{2})},$$

$$Q^2 = 4E'_e E_e \cos^2 \frac{\theta}{2}.$$

Die Genauigkeit, mit der die kinematischen Variablen gemessen werden können, beeinflussen auch die Genauigkeit, mit der die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt werden können. Feltse untersuchte diesen Einfluß unabhängig von einer bestimmten Detektor-Auslegung mit Simulationsrechnungen [Fel87].

Aufgrund der endlichen Auflösung eines Detektors werden Ereignisse aus einem bestimmten (x, Q^2) -Bereich einem anderen (x', Q'^2) -Bereich zugeordnet. Diese Ereignismigrationen können durch eine Akzeptanzfunktion $A(x, Q^2)$ beschrieben werden. Die Akzeptanzfunktion zeigt den Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_m(x, Q^2)$, der aus den gemessenen Zählraten berechnet wird und dem wahren Wirkungsquerschnitt $\sigma_w(x, Q^2)$:

$$\sigma_w(x, Q^2) = \frac{\sigma_m(x, Q^2)}{A(x, Q^2)}.$$

In Abbildung 1.2 ist der kinematische Bereich gekennzeichnet, in dem der gemessene Wirkungsquerschnitt um weniger als 10 % (50 %) vom wahren Wirkungsquerschnitt abweicht. Für die Auflösung der Energiemessung der Elektronen wurde dabei ein typischer Wert für Detektoren von

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} = \frac{0,13}{\sqrt{E_e}}$$

angenommen.

Nicht nur die endliche Auflösung der Energiemessung mit dem Detektor beeinflusst die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen, sondern auch die Güte der absoluten Energiekalibration und die endliche Winkelauflösung [Fel87]:

$$\left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_{\theta} = \frac{dE'_e}{E'_e}, \quad \left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_{E'_e} = \left(-\tan \frac{\theta}{2} \right) d\theta,$$

$$\left. \frac{\delta x}{x} \right|_{\theta} = \frac{1}{y} \frac{dE'_e}{E'_e}, \quad \left. \frac{\delta x}{x} \right|_{E'_e} = \tan \frac{\theta}{2} \left(x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right) d\theta.$$

Die Unsicherheit der Winkelmessung geht danach in die Rekonstruktion von Q^2 nur bei kleinen Elektron-Streuwinkeln (große θ) ein. Die Rekonstruktion von x wird durch die Ungenauigkeit der Winkelmessung bei großen x -Werten und kleinen Q^2 -Werten beeinflusst. Aufgrund der y -Abhängigkeit des Fehlers in der Rekonstruktion von x wird es sehr schwierig, diese Variable für $y < 0,1$ mit einer besseren Genauigkeit als 10 % zu bestimmen.

Dies zeigt Abbildung 1.3, welche die Abhängigkeit der Unsicherheit in der Rekonstruktion von x und Q^2 von der Güte der absoluten Energiekalibration verdeutlicht. In dieser

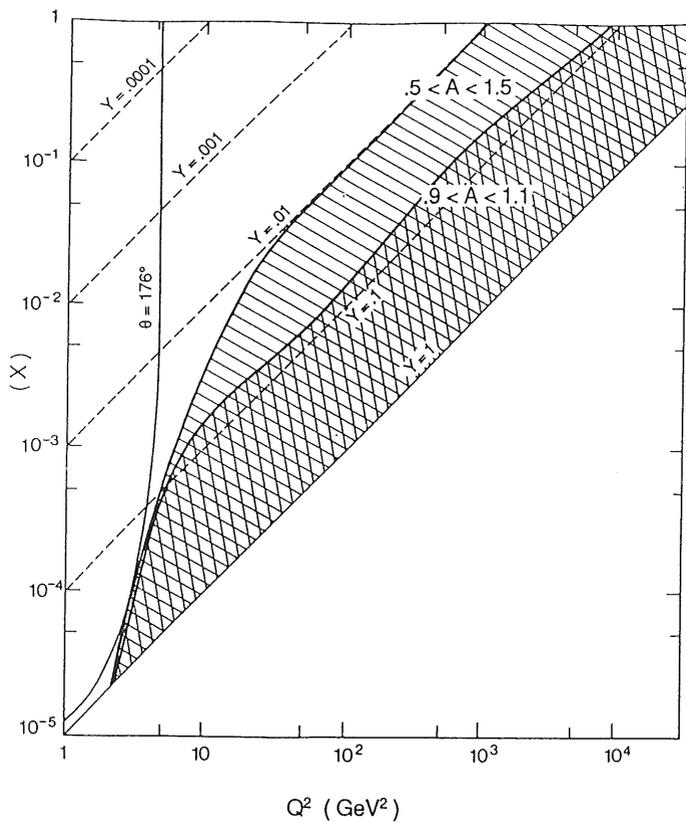


Abbildung 1.2: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen für die Akzeptanzfunktion $0,9 < A(x, Q^2) < 1,1$ (einfach schraffiert) oder $0,5 < A(x, Q^2) < 1,5$ (doppelt schraffiert) gilt. Die Linie zeigt die Begrenzung des Akzeptanzbereiches durch die Strahlröhre im rückwärtigen Bereich bei dem Winkel $\theta = 176^\circ$ [Fel87].

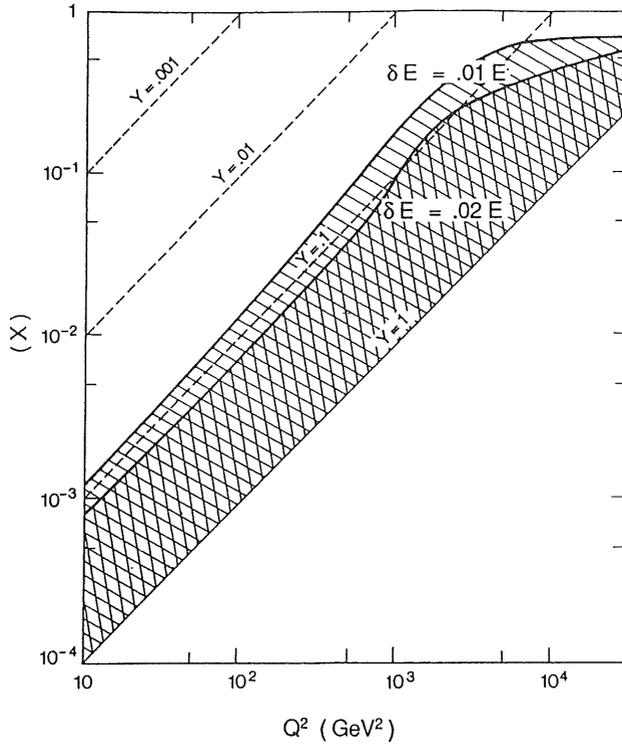


Abbildung 1.3: Akzeptanzbereich, in dem der gemessene Wirkungsquerschnitt nicht mehr als 10 % vom wahren Wirkungsquerschnitt abweicht in Abhängigkeit von der Güte der absoluten Energiekalibration für Elektronen [Fel87].

Darstellung sind die Bereiche der (x, Q^2) -Ebene markiert, in denen die Abweichung des gemessenen vom wahren Wirkungsquerschnitt weniger als 10 % beträgt. Betrachtet wurden dabei zwei Fälle, zum einen ist die absolute Energiekalibration auf 2 % genau und zum anderen auf 1 % genau. Um überhaupt die Wirkungsquerschnitte für $y < 0,1$ mit der erwünschten Genauigkeit von 10 % messen zu können, darf der maximale Fehler in der absoluten Energiekalibration höchstens 1 % betragen. Es wird deshalb für alle Kalorimeterringe eine absolute Energiekalibration auf dem 1 %-Niveau angestrebt.

1.3 Ein Beispiel für die Physik mit dem Kalorimeterring BBE

Abbildung 1.4 zeigt den Bereich der x - und Q^2 -Ebene, der mit dem BBE-Kalorimeter untersucht werden kann. Für x -Werte größer als 10^{-3} sind Q^2 -Werte von $100 \text{ GeV}^2/c^2$ bis $350 \text{ GeV}^2/c^2$ erreichbar. In dieser Region dominiert die tiefinelastische Streuung über neutrale Ströme mit Impulsübertrag durch ein γ . Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion verhält sich proportional zu $1/Q^4$, daher werden hier hohe Ereignisraten erwartet. Dies verdeutlicht Abbildung 1.5 [Sax91], in welcher die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die einzelnen (x, Q^2) -Bereiche eingetragen sind.

Messungen bei kleinen x -Werten sind von besonderem Interesse, da bisherige Experimente nur x -Werte größer als 10^{-2} erreichten. Mit HERA kann dieser Bereich um ein bis zwei Größenordnungen erweitert werden. Diese Untersuchungen spielen auch für zukünftige Proton-Speicherringe eine wichtige Rolle [Roe91], weil präzise Vorhersagen der Produktionsquerschnitte für Z^0, W^\pm und beispielsweise bb kritisch von der Verteilung der Quarks und Gluonen in dem Bereich von $x \simeq 10^{-3}$ abhängen.

Da dieser Bereich bislang experimentell nicht untersucht werden konnte, existieren hier für die Verteilungen der Quarks und Gluonen stark unterschiedliche Vorhersagen. Beispielsweise unterscheiden sich die Vorhersagen für das Energiespektrum der gestreuten Elektronen im Bereich des BBE-Kalorimeters, wenn verschiedene Gluonenverteilungen verwendet werden. Abbildung 1.6 zeigt zwei vorhergesagte Energiespektren [Lap91]. Mit einer angenommenen singulären Gluonenverteilung, die für kleine x stark ansteigt, treten viele Ereignisse auf, in denen das gestreute Elektron eine Energie unter 5 GeV hat. Bei einer flachen Gluonenverteilung ist eine derartige Häufung für diese Energien nicht zu beobachten. Mit Hilfe des Energiespektrums kann demnach die Tendenz für die Verteilung der Gluonen bei kleinen x -Werten bestimmt werden. Die Ereignisraten sind aufgrund der $1/Q^4$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes relativ hoch. Daher ist diese Bestimmung schon mit geringen Luminositäten möglich und stellt eine der ersten Fragestellungen dar, die mit HERA-Daten beantwortet werden kann.

Das Energiespektrum des gestreuten Elektrons zeigt unabhängig von der angenommenen Gluonenverteilung eine zweite Häufung der Ereignisse bei 30 GeV. Aus kinematischen Gründen entspricht die Energie des gestreuten Elektrons in einem großen Bereich der (x, Q^2) -Ebene der Energie der Strahlelektronen. Dies zeigt die Abbildung 1.4, in der die Energie des gestreuten Elektrons für kleine Q^2 nur geringfügig von 30 GeV abweicht. Zusammen mit der hohen Ereignisrate für kleine Q^2 erzeugt dies einen sogenannten kinematischen Peak im Energiespektrum. Mit diesem kinematischen Peak kann die Güte

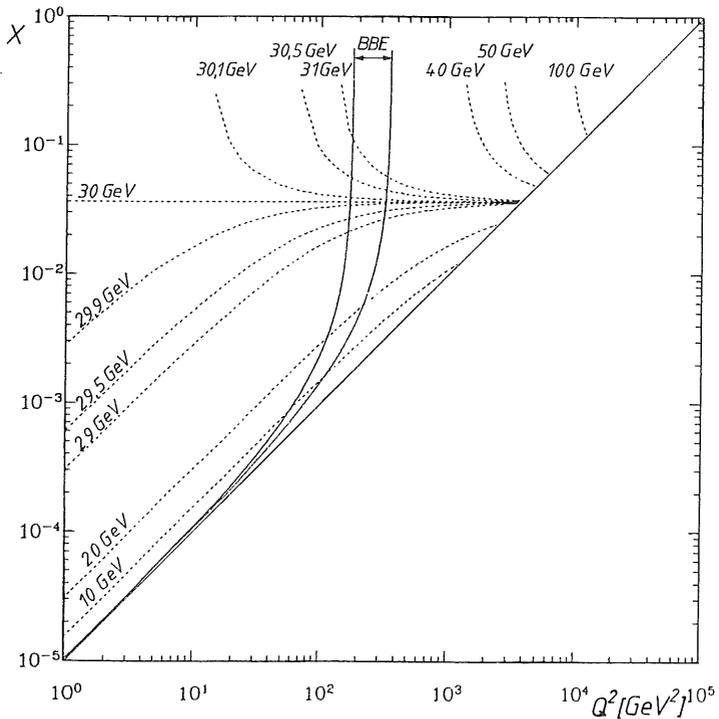


Abbildung 1.4: Bereich der (x, Q^2) -Ebene, der mit dem Kalorimeterring BBE ausgemessen werden kann. Der Bereich wird durch die Linien eingegrenzt. Zusätzlich wurden die Linien konstanter Energie des gestreuten Elektrons gestrichelt eingezeichnet.

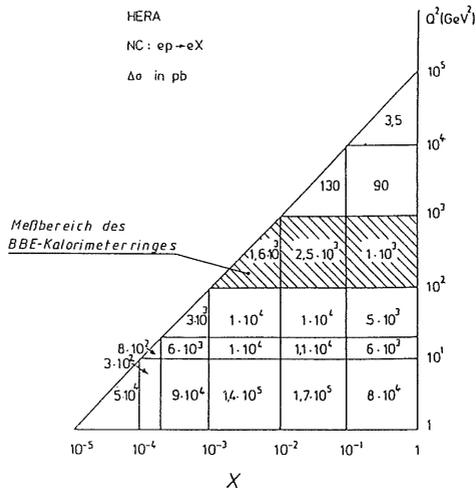


Abbildung 1.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Streuung mit neutralen Strömen in den einzelnen (x, Q^2) -Bereichen [Sax91].

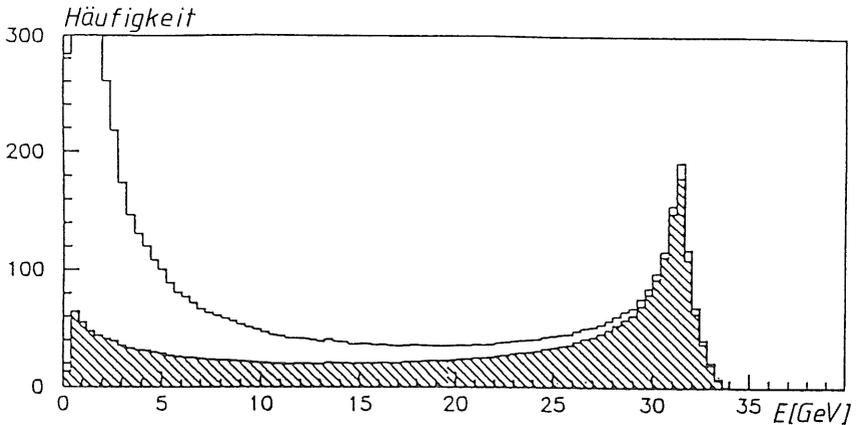


Abbildung 1.6: Energiespektrum der Elektronen, die in den Bereich des BBE-Kalorimeters gestreut werden. Das Histogramm zeigt das Energiespektrum für eine singuläre Gluonenverteilung, während das schraffierte Histogramm mit einer flachen Gluonenverteilung erzeugt wurde. Die angegebenen Raten ergeben sich für eine integrierten Luminosität von 100 (pb)^{-1} [Lap91].

der absoluten Energiekalibration im rückwärtigen Bereich des H1 Detektors und speziell im BBE-Ring direkt überprüft werden. Durch die verschiedenen Testmessungen zur Kalibration der Ringe sind die Beziehungen zwischen den Kalorimeterringen bekannt und es kann von dem Ring BBE auf die absolute Kalibration der Ringe in den anderen Bereichen des H1 Detektors geschlossen werden. Dieser Aspekt der Kalibration wird in der vorliegenden Arbeit aufgrund der späteren Fertigstellung des HERA-Speicheringes nicht mehr berücksichtigt.

Kapitel 2

Die Grundlagen der Kalorimetrie

2.1 Einführende Betrachtungen

Kalorimeter bezeichnen in der Physik Instrumente, mit denen Wärmeeffekte, ausgelöst durch chemische, biologische oder physikalische Prozesse, gemessen werden. Die einem definierten Materialvolumen (z.B. Flüssigkeit, Metall) zu oder abgeführte Energie ist aus der Temperaturänderung und der spezifischen Wärmekapazität berechenbar. Schon 1930 setzten Meitner und Orthmann [Mei30] zur Bestimmung der Energie von Elektronen ein Differential-Kalorimeter ein. Sie maßen die Energie, die beim β -Zerfall von ^{210}Bi im Mittel deponiert wird. Dabei gab die verwendete 7,4 Bq-Quelle etwa $3,3 \mu\text{W}$ an einen Kupferblock ab. Die gemessene mittlere deponierte Energie stimmt sehr gut mit der mittleren kinetischen Energie der beim Zerfall emittierten Elektronen überein und zeigt, daß das Prinzip zur Messung von Teilchenenergien geeignet ist.

Ein Teilchen deponiert bei der Durchquerung eines Kalorimeters mit seiner Thermalisierung Energie. Der Nachweis dieser deponierten Energie über die Wärme ist für kleine Energien schwierig und bei Ereignissen mit Einzelteilchen meßtechnisch nicht möglich. Die in der Hochenergiephysik verwendeten Kalorimeter benutzen die Anregungen und Ionisationen der Atome, die bei der Teilchenabbremung auftreten. Die Anregungen und Ionisationen erzeugen in den zum Nachweis gebräuchlichen Materialien Szintillationslicht oder Ladungen, die gut meßbar sind.

In den letzten Jahrzehnten hat die Bedeutung der Bestimmung von Teilchenenergien mit Hilfe von Kalorimetern zugenommen, denn bei den heute verfügbaren, hohen Schwerpunktsenergien steigt auch die nachzuweisende Energie der erzeugten Teilchen. Im Gegensatz zu Driftkammern, deren relative Impulsauflösung $\sigma(p)/p$ proportional zum Impuls p ist, sich also mit größeren Teilchenenergien verschlechtert, ändert sich die relative Energieauflösung eines Kalorimeters $\sigma(E)/E$ proportional zu $1/\sqrt{E}$, sie verbessert sich mit steigender Teilchenenergie.

Neben einer guten Energiemessung bei hohen Teilchenenergien bieten Kalorimeter weitere Vorteile:

- die zur Absorption eines Teilchens notwendige Tiefe des Kalorimeters steigt nur logarithmisch mit dessen Energie,

- der Nachweis von sowohl geladenen, wie auch ungeladenen Teilchen ist möglich,
- mit segmentierten Kalorimetern ist die erforderliche Ortsinformation der nachgewiesenen Teilchen verfügbar, sowie durch Analyse der Form der Energiedeposition die Bestimmung der Teilchenart (Hadronen, $e^\pm/\gamma, \mu$).

Das beim Bau eines Kalorimeters verwendete Material muß zwei unterschiedliche Anforderungen erfüllen. Zum einen soll es die Teilchenenergie in einem kleinen Volumen absorbieren, was im allgemeinen durch ein hohes Z des Materials erreicht werden kann. Zum anderen soll es dem Nachweis der bei der Teilchenabbremung auftretenden Anregungen und Ionisationen dienen, was niedrige Energieschwellen für diese Prozesse erfordert. Zur Erfüllung dieser Anforderungen gibt es verschiedene Möglichkeiten. Man unterscheidet nach der Bauart homogene Kalorimeter und Sampling Kalorimeter.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem Material, das zugleich Absorber und Nachweismedium ist. Beispiele hierfür sind Bleiglas-Zähler, in denen der hohe Bleianteil für die rasche Energiedeposition sorgt und das erzeugte Čerenkov-Licht ein Maß für die Teilchenenergie ist, oder NaJ(Tl)-Kristalle, in denen das erzeugte Szintillationslicht zur Energiebestimmung benutzt wird. Diese Kalorimeter besitzen im allgemeinen große Volumina, um eine vollständige Absorption der Teilchen zu gewährleisten. Die Energieauflösung wird bei diesem Kalorimetertyp durch ihre optische Homogenität und transversale oder longitudinale Energieverluste begrenzt.

Sampling Kalorimeter bestehen zur Absorption und zum Nachweis der Teilchen aus verschiedenen Materialien, die in einzelnen Schichten hintereinander angeordnet sind. Für die passiven Absorberschichten werden Materialien hoher Dichte gewählt (Pb,U,Fe), so daß ein Teilchen seine Energie schon auf kurzen Wegen deponiert. Für die Wahl des aktiven Materials gibt es verschiedene Möglichkeiten, je nachdem in welcher Form das Signal über die absorbierte Energie vorliegen soll. Zum Einsatz kommen Plastikszintillatoren oder Kristalle, deren Szintillationslicht nachgewiesen wird. Bei der Verwendung von Silizium als Halbleiter-Zähler oder Ionisationskammern mit Flüssigkeiten oder Gasen werden die Signale in Ladungsform ausgelesen. Sampling Kalorimeter können sehr kompakt gebaut werden, so daß zur Absorption der Teilchen nur kleine Volumina notwendig sind. In ihnen ist allerdings nur ein Teil der in Ionisationen und Anregungen umgesetzten Energie nachweisbar.

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte H1-Kalorimeter ist ein Sampling Kalorimeter, in dem als Absorber Blei und Stahl und als Nachweismedium flüssiges Argon verwendet wurde. Im folgenden werden die Eigenschaften eines Sampling Kalorimeters näher erläutert.

Das Prinzip der Energiedeposition

Auf ihrem Weg durch Materie produzieren hochenergetische Teilchen aufgrund elektromagnetischer oder starker Wechselwirkungen sekundäre Teilchen, die bei genügend hoher Energie ihrerseits wechselwirken und weitere Teilchen erzeugen können und ein sogenannter Teilchenschauer entsteht. Je nach Art der einfallenden Teilchen und der erzeugten

Schauerteilchen wird ein Schauer aus Elektronen, Positronen und Photonen als elektromagnetisch und bei Hadronen z.B. Pionen und Nukleonen als hadronisch bezeichnet. Aufgrund der verschiedenen auftretenden Prozesse unterscheiden sich diese beiden Schauertypen unter anderem in ihrer räumlichen Ausdehnung. Hadronische Schauer erstrecken sich über größere Bereiche als elektromagnetische Schauer, da die mittlere freie Weglänge für Kernwechselwirkungen, gegenüber denen der elektromagnetischen Wechselwirkung, relativ groß sind. Ihre Struktur weist aufgrund der Vielzahl an möglichen Prozessen größere Fluktuationen auf als die von elektromagnetischen Schauern.

Die verschiedenen Teilchen deponieren ihre Energie auf unterschiedliche Art und Weise. Myonen und geladene Hadronen, die das Kalorimeter ohne inelastische Wechselwirkung durchqueren, erzeugen keine Schauer, sie verlieren auf ihrer Spur nur Energie durch Anregungs- und Ionisationsprozesse. Hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen können ihre Energie durch einen elektromagnetischen Schauer an das Kalorimeter abgeben. Hadronen produzieren im allgemeinen einen hadronischen Schauer, der aber durch den Zerfall von erzeugten π^0 - und η -Mesonen in zwei Photonen auch elektromagnetische Komponenten aufweisen kann. In den folgenden Abschnitten sollen die zwei verschiedenen Schauertypen näher charakterisiert werden.

2.2 Der elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer werden durch Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelöst. Sie entwickeln sich nur über elektromagnetische Wechselwirkungen und weisen charakteristische Eigenschaften bezüglich ihrer Ausbreitung auf.

2.2.1 Die Wechselwirkungen in einem elektromagnetischen Schauer

In diesem Abschnitt werden die in einem elektromagnetischen Schauer auftretenden Prozesse erläutert und ihr Anteil zur Absorption der Energie der Teilchen beschrieben. Diese Prozesse sind im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechenbar. Für Elektronen und Positronen treten die folgenden Prozesse auf:

- Bremsstrahlung,
Abbremsung eines Elektrons oder Positrons im Coulombfeld eines Atomkernes mit der Abstrahlung eines Photons zur Energieabgabe;
- Annihilation,
Vernichtung eines Positrons mit einem Elektron in zwei Photonen;
- verschiedene Streuprozesse,
Møllerstreuung , Streuung eines Elektrons an einem Elektron,
Bhabha Streuung , Streuung eines Positrons an einem Elektron,
Vielfachstreuung an Atomkernen;
- Ionisations- und Anregungsprozesse.

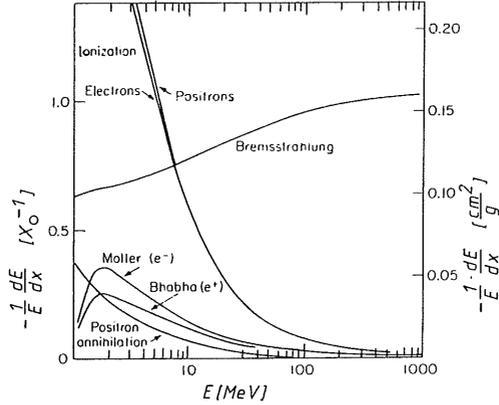


Abbildung 2.1: Relative Beiträge der einzelnen Prozesse zum Energieverlust von Elektronen und Positronen [Par88].

Die relativen Beiträge der aufgeführten Prozesse am Energieverlust der Teilchen wird durch Abbildung 2.1 erläutert. Danach spielen die verschiedenen Streuprozesse und die Annihilation nur eine untergeordnete Rolle.

Der Energieverlust für hochenergetische Elektronen und Positronen wird von der Bremsstrahlung dominiert. Durch die Erzeugung eines Photons trägt die Bremsstrahlung maßgeblich zur Teilchenproduktion in einem elektromagnetischen Schauer bei. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist stark von der Masse des einfallenden Teilchens abhängig und schwere Hadronen oder Myonen lösen kaum elektromagnetische Schauer aus. Die relative Häufigkeit, mit der ein Bremsstrahlungsphoton der Energie E_γ abgestrahlt wird, ist umgekehrt proportional zu E_γ . Daher werden die meisten Photonen nur mit einer geringen Energie abgestrahlt. Die Beschreibung des Prozesses zeigt eine starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Absorbers. Es ist möglich, den Energieverlust materialunabhängig zu beschreiben:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dE}{dx}(x) \right|_{\text{brems}} &= -\frac{E(x)}{X_0} \\ \implies E(x)|_{\text{brems}} &= E \cdot e^{-x/X_0} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei bestimmen die Eigenschaften des Materials die Größe der Strahlungslänge [Seg65]:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha r_e^2 \rho N_A Z(Z+1)}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right),$$

wobei folgende Größen definiert sind als:

- $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137 =$ Feinstrukturkonstante,
- $r_e = e^2/(m_e c^2) =$ klassischer Elektronenradius,
- $Z =$ Kernladungszahl des Absorbers,
- $A =$ Massenzahl des Absorbers,
- $\rho =$ Dichte des Absorbermaterials,
- $N_A =$ Avogadro'sche Konstante.

Die Approximation

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$$

ist für Materialien mit einem $Z > 13$ besser als 20 % [Fab85]. Anschaulich stellt die Strahlungslänge die Weglänge dar, die ein Teilchen zurücklegt, bis es im Mittel seine Energie bis auf den Bruchteil $1/e$ abgegeben hat (Gleichung 2.1).

Unterhalb einer vom jeweiligen Material abhängigen Energieschwelle erfolgt die Energie-deposition vorwiegend durch Ionisations- und Anregungsprozesse (Abbildung 2.1). An diesem Punkt endet die Teilchenproduktion im Schauer. Diese Schwelle wird als kritische Energie E_c bezeichnet und ist approximativ berechenbar mit [Ama81]:

$$E_c \simeq \frac{550 \text{ MeV}}{Z} .$$

Der Energieverlust der Teilchen durch Ionisations- und Anregungsprozesse unterhalb dieser Energieschwelle ist mit dem Bethe-Bloch-Formalismus [Bet30, Blo32] parametrisierbar. Dieser Formalismus kann nicht nur für Elektronen und Positronen eingesetzt werden, sondern für alle geladenen Teilchen, die Materie durchqueren. Er stellt damit die Grundlage der Kalorimetrie dar, in der diese Ionisationen und Anregungen im Nachweismedium als Signal für die Energiebestimmung herangezogen wird. Der Energieverlust für schwere Ionen berechnet sich nach [Seg53] zu:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right]$$

mit

- e = Elementarladung,
- m_e = Ruhemasse des Elektrons,
- β = v/c ,
- T = kinetische Energie des Elektrons,
- n = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial,
- I = mittleres Ionisationspotential des Absorbermaterials,
- δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [Ste52].

Für Elektronen und Positronen ergeben sich aufgrund ihrer kleineren Masse und der Beachtung des Pauliprinzips nur geringe Änderungen in der oben angegebenen Formel. Abbildung 2.2 zeigt den mittleren Energieverlust durch Ionisation und Anregung für verschiedene Teilchen in Blei. Die Teilchen deponieren mit zunehmender Geschwindigkeit immer weniger Energie, bis sie bei einer Geschwindigkeit, deren Energie ungefähr ihrer dreifachen Ruhemasse entspricht, minimalionisierend sind. Bei höherer Energie wächst der Energieverlust wieder, was durch Korrekturterme, die unter anderem die relativistische Kontraktion der elektrischen Feldlinien berücksichtigen, beschrieben wird.

Für Photonen sind andere Prozesse zu betrachten. Abbildung 2.3 zeigt die einzelnen Beiträge der im folgenden aufgeführten Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt in Blei:

- atomarer Photoeffekt,
Absorption eines Photons von einem Atom und Emission eines Elektrons (τ);

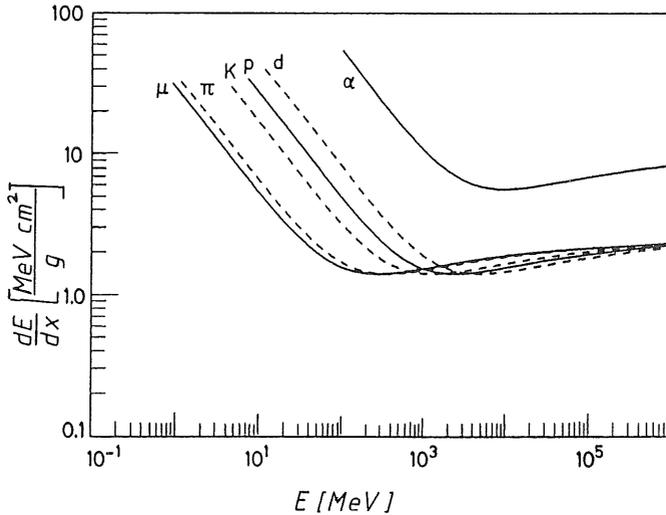


Abbildung 2.2: Mittlerer Energieverlust durch Anregungs- und Ionisationsprozesse für verschiedene Teilchenarten [Leo87].

- Compton-Streuung,
inkohärente Streuung von Photonen an den Elektronen des Atoms (σ_{INCOH});
- Rayleigh-Streuung,
kohärente Streuung von Photonen an den Elektronen des Atoms (σ_{COH});
- Paarbildung,
Konversion eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar im Feld des Atomkernes (κ_n) oder eines Elektrons des Atoms (κ_e);
- Kernphotoeffekt,
Absorption eines Photons von einem Atomkern und Emission eines Nukleons ($\sigma_{PH.N.}$).

Für Photonenergien unter 1 MeV dominiert der Photoeffekt im Blei. Zwischen 1 MeV und 10 MeV bestimmt der Compton-Effekt den totalen Wirkungsquerschnitt. Bei höheren Photonenergien tritt hauptsächlich die Paarbildung auf. Da die Dynamik der Paarbildung mit derjenigen der Bremsstrahlung verknüpft ist, skaliert auch dieser Prozeß mit der Strahlungslänge. Im Mittel legt ein Photon die Weglänge von $9/7 \cdot X_0$ zurück, bis es in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert [Ott53].

2.2.2 Die Schauerentwicklung

Im vorangegangenen Abschnitt sind die beiden Größen erläutert worden, die zur materialunabhängigen Beschreibung der Schauerentwicklung mit einem einfachen Modell [Hei44]

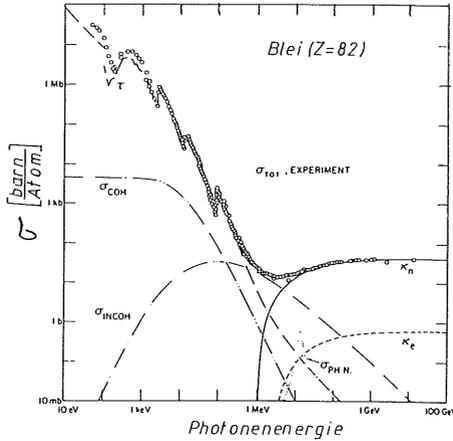


Abbildung 2.3: Beiträge der einzelnen Photon-Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt [Par88].

notwendig sind, die Strahlungslänge und die kritische Energie. Durchquert ein hochenergetisches Elektron Materie, so wird im Mittel nach einer Strahlungslänge durch Bremsstrahlung ein Photon erzeugt und beide Teilchen weisen jeweils eine mittlere Energie von $E_0/2$ auf. In diesem einfachen Modell konvertiert das Photon nach der folgenden Strahlungslänge in ein Elektron-Positron-Paar, während das sekundäre Elektron ein weiteres Photon produziert. Nach t zurückgelegten Strahlungslängen sind 2^t Teilchen mit einer Energie von $E_0/2^t$ vorhanden. Nach diesem Schema setzt sich die Teilchenproduktion fort, bis die Energie der Teilchen unter die kritische Energie sinkt. An diesem Punkt ist das Schauermaximum erreicht und in diesem Modell sind bis dahin $\ln(E_0/E_c)/\ln(2)$ Strahlungslängen an Materie durchquert worden.

Ein anderes Modell mit Annahmen, die der Realität näher kommen, wurde von Rossi [Ros52] vorgeschlagen. In diesem Modell, der sogenannten Approximation B, wurde zur Vereinfachung der Compton-Effekt vernachlässigt, der Energieverlust durch Ionisation auf einer Strahlungslänge als konstant gleich der kritischen Energie angenommen und die Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung durch die asymptotischen Formeln im Grenzfall für hohe Energien beschrieben. Die Tabelle 2.1 stellt die damit gewonnenen Ergebnisse zusammen [Fab85].

Die mittlere Energiedeposition pro Strahlungslänge zeigt unabhängig vom Material ein charakteristisches longitudinales Profil, das in Abbildung 2.4 dargestellt ist und mit einer Gamma-Funktion parametrisiert werden kann [Lon75]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{E_0 b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt} \quad (2.2)$$

$dE(t)/dt$ ist die deponierte Energie in der Tiefe zwischen t und $t + dt$, wobei t in Strahlungslängen gemessen wird. Die Parameter sind durch $b \simeq 0,5$ und $a = b \cdot t_{max}$

	Elektron	Photon
Schauermaximum [X_0]	$t_{max} = 1,0 \times \left(\ln \frac{E_0}{E_c} - 1 \right)$	$t_{max} = 1,0 \times \left(\ln \frac{E_0}{E_c} - 0,5 \right)$
Schauerschwerpunkt [X_0]	$t_{cog} = t_{max} + 1,4$	$t_{cog} = t_{max} + 1,7$
Totale Spurlänge [X_0]	$T = \frac{E_0}{E_c}$	$T = \frac{E_0}{E_c}$

Tabelle 2.1: *Kenngrößen der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer, E ist die Teilchenenergie und E_c die kritische Energie des Materials* [Fab85].

gegeben [Fab85]. Hierbei beschreibt der Term t^a die erste Phase des Schauers mit der Teilchenproduktion bis zum Schauermaximum und der Term e^{-bt} die anschließende Absorption der Teilchen.

Die transversale Ausbreitung des Schauers wird durch die Vielfachstreuung der Elektronen mit der kritischen Energie bestimmt. Die mittlere Ablenkung θ eines Teilchens nach dem Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x ergibt sich mit der Molièresche Theorie [Mol47] zu:

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

Der typische Abstrahlungswinkel für Bremsstrahlung, der proportional zu p_e/m_e ist, bewirkt gegen die mittlere Richtungsänderung aufgrund der Vielfachstreuung nur eine kleine Aufweitung des Schauers. Wie im Falle der longitudinalen Ausbreitung des Schauers kann auch für die transversale Ausdehnung eine charakteristische Größe definiert werden, welche die Eigenschaften des Materials berücksichtigt, der Molière-Radius R_m . Er ist gegeben durch:

$$R_m \simeq \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \simeq 7 \frac{\text{A}}{\text{Z}} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} .$$

Die Genauigkeit für die angegebene Abschätzung ist $\Delta R_m/R_m < \pm 0,1$ für $13 \leq Z \leq 92$ [Ama81].

Die Messungen von Bathow et al. [Bat70] zeigen, daß innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $1 R_m$ um die Schauerachse etwa 90 % und in einem Zylinder mit einem Radius von $4 R_m$ ungefähr 99 % der Teilchenenergie deponiert wird. In den Abbildungen 2.5 a) und b) sind die transversalen Profile für elektromagnetische Schauer dargestellt und sie verdeutlichen zwei Phasen der Schauerentwicklung in der transversalen Ausbreitung. In der ersten Schauerphase wird nahe an der Schauerachse sehr viel Energie deponiert, jedoch fällt die differentielle Energiedeposition mit zurückgelegtem Weg sehr schnell bis etwa $0,5 R_m$ ab. Danach bestimmen die mittlerweile erzeugten niederenergetischen Photonen die laterale Schauerentwicklung. Dies äußert sich zum einen in einer geringeren Abnahme der differentiellen Energiedeposition und zum anderen in einer Aufweitung des lateralen Schauerprofils mit zunehmender longitudinaler Schauerentwicklung (Abbildung 2.5 b)).

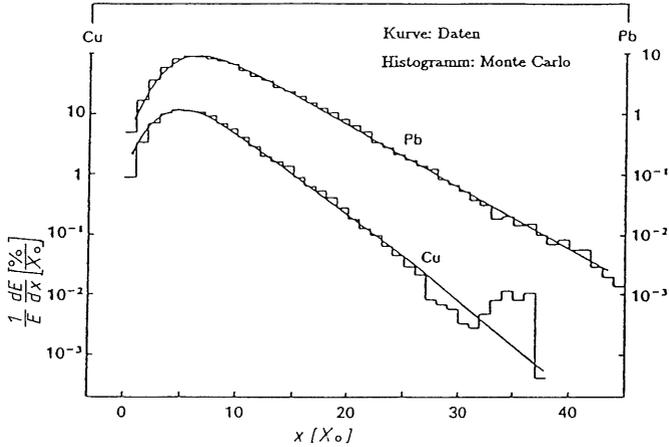


Abbildung 2.4: Longitudinales Profil für elektromagnetische Schauer nach Bathow et al. [Bat70].

Das mittlere transversale Schauerprofil läßt sich nach [Ako77] durch die Überlagerung von zwei Exponentialfunktionen des Abstandes von der Schauerachse beschreiben:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dr} = a_0 \cdot e^{-\alpha \cdot r} + a_1 \cdot e^{-\beta \cdot r} .$$

2.2.3 Die Energiemessung für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen

Das H1-Kalorimeter ist ein Sampling Kalorimeter, daher wird im folgenden die Energiemessung mit dieser Art von Kalorimetern näher diskutiert.

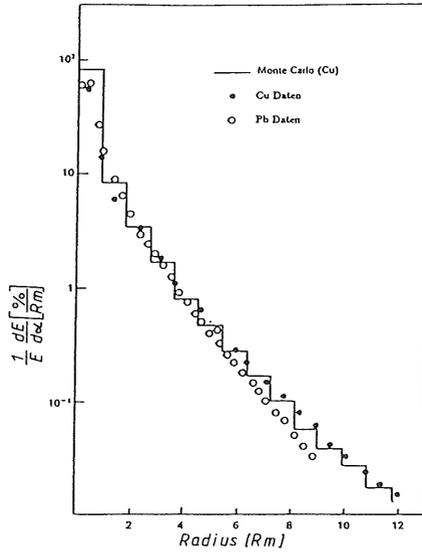
Die Signale in Sampling Kalorimetern

Ein Sampling Kalorimeter ist aus abwechselnden Schichten von Absorbermaterial und Nachweismaterial aufgebaut. Abbildung 2.6 verdeutlicht die Entwicklung eines Schauers in einem Sampling Kalorimeter [Brü87]. Die in den Absorberschichten (i_{AS}) deponierte Energie ist nicht sichtbar:

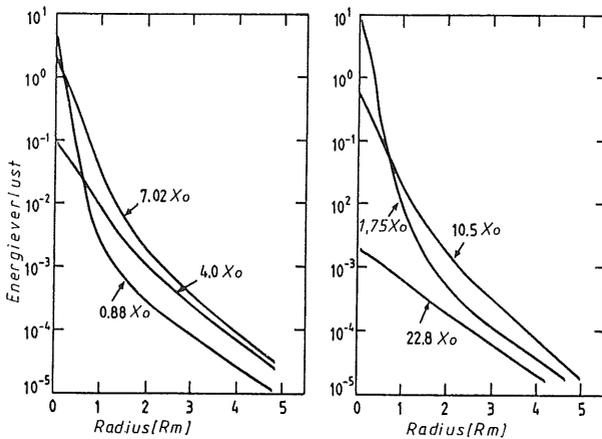
$$E_{inv} = \sum_{i_{AS}} \Delta E_{inv} .$$

Es wird nur die in den Nachweisschichten (i_{NS}) deponierte Energie ausgelesen:

$$E_{vis} = \sum_{i_{NS}} \Delta E_{vis} .$$



a)



b)

Abbildung 2.5: Transversale Profile für elektromagnetische Schauer: a) nach Bathow et al. [Bat70] mit einem Vergleich von Daten und Simulationsrechnungen und b) nach Yuda [Yud69] mit den transversalen Profilen in verschiedenen longitudinalen Schauertiefen, die in Strahlungslängen an den Kurven vermerkt sind.

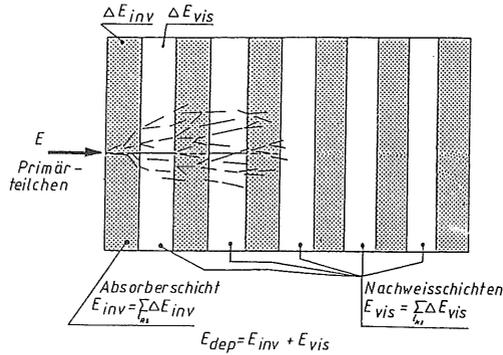


Abbildung 2.6: Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in einem Sampling Kalorimeter (Zeichnung nach [Brü87]).

Die insgesamt deponierte Energie ergibt sich aus der Summe der sichtbaren und nicht-sichtbaren Energie:

$$E_{dep} = E_{inv} + E_{vis} .$$

Eine wichtige Kenngröße ist der Quotient aus sichtbarer Energie E_{vis} und deponierter Energie E_{dep} , der als Sampling Fraction (S_f) bezeichnet wird:

$$S_f = \frac{E_{vis}}{E_{dep}} . \quad (2.3)$$

Diese Sampling Fraction nimmt für verschiedene Teilchenarten unterschiedliche Werte an. Üblicherweise wird die Sampling Fraction auf die eines minimalionisierenden Teilchens, auch Mip (minimal ionizing particle) genannt, bezogen. Ein Mip ist ein fiktives Teilchen, das bei der Durchquerung von Materie nur aufgrund von Anregungs- und Ionisationsprozessen, unabhängig von seiner Geschwindigkeit, immer einen minimalen Energieverlust erfährt (vgl. Abbildung 2.2).

Myonen, die eine Masse von 105 MeV besitzen, stellen bei geringen Energien von einigen 100 MeV eine gute Näherung für Mips dar. Bei höheren Energien erfährt ein Myon bereits im Mittel einen höheren mittleren Energieverlust, insbesondere in den Absorberschichten. Die Sampling Fraction für diese Myonen sinkt ab. Bei sehr hohen Energien kann ein Myon, neben der Produktion von Delta-Elektronen, auch durch Bremsstrahlung einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Die Verteilung des Energieverlustes für Myonen bekommt bei diesen höheren Energien lange Ausläufer zu größeren Verlusten hin. Der mittlere Energieverlust ist daher größer und weist eine stärkere Abhängigkeit von der Primärenergie des Myons auf, als der wahrscheinlichste Energieverlust [Brü87].

Die Sampling Fraction eines Myons (μ), berechnet mit dem mittleren Energieverlust ist daher kleiner als die Sampling Fraction eines minimalionisierenden Teilchens (mip). Das daraus berechnete Signalverhältnis μ/mip ist kleiner als 1,0 und sinkt mit zunehmender Myonenenergie bis auf 0,7 bei 100 GeV ab [Brü87].

Die Signale für elektromagnetische Schauer

Für hochenergetische Elektronen wird ebenfalls eine kleinere Sampling Fraction festgestellt als für Mips, so daß das Signalverhältnis e/mip kleiner als 1,0 ist. Bei der Messung von elektromagnetischen Schauern mit Sampling Kalorimetern wurde schon sehr früh ein sogenannter Transition-Effekt im Übergangsbereich vom Absorber zum Nachweismedium vermutet. In diesem Bereich ändert sich die kritische Energie sehr stark und es sind Störungen in der Schauerentwicklung zu erwarten [Pin65]. So sollte der Elektronenfluß bei einer gegebenen Tiefe im Absorbermaterial größer sein als im Nachweismaterial.

Dieser Effekt spielt jedoch nur eine Rolle, wenn die Detektorlagen eine Dicke von mehreren Zentimetern aufweisen [Brü87]. Mit Monte Carlo Simulationen konnte nachgewiesen werden, daß die Schauerentwicklung bei dünnen Schichten vom Absorber allein bestimmt wird. Für die im Vergleich zu Mips kleinere Sampling Fraction von Elektronen ist vielmehr ein anderer Prozeß entscheidend. Erstmals wurde er experimentell von Hofmann et al. [Hof82] gemessen. Theoretisch erklärte Brückmann [Brü85] den Prozeß. Brückmann schlägt wegen seines unterschiedlichen Ursprunges den Namen Migration-Effekt vor. In der vorliegenden Arbeit wird jedoch der traditionelle Name Transition-Effekt beibehalten, wie er allgemein in der neueren Literatur verwendet wird (z.B. [Pes90]).

Während der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers werden viele Photonen mit einer geringeren Energie als 1 MeV erzeugt. Im Nachweismedium, das mit seinem niedrigen Z einen kleinen Absorptionsquerschnitt aufweist, besitzen diese niederenergetischen Photonen eine Reichweite von einigen Zentimetern. In der Absorberschicht ist jedoch der Wirkungsquerschnitt für den Comptoneffekt (Z) und insbesondere für den Photo-Effekt (Z^4 bis Z^5) erheblich höher und das Photon setzt mittels eines dieser beiden Prozesse ein Elektron frei. Dieses Elektron wird aufgrund seiner geringen Energie sofort abgebremst und deponiert seine Energie noch in der Absorberlage. Die überproportionale Absorption niederenergetischer Photonen im Absorber führt zu dem beobachteten $e/mip < 1$. Durch diese Interpretation sind die Ergebnisse von Flauger [Fla85] verständlich. Der Transition-Effekt wächst mit fortschreitender Schauerentwicklung und damit vermehrt freigesetzten niederenergetischen Photonen an. Der Einfluß des Transition-Effektes ist bei den analysierten Teilchenenergien zwischen 1 GeV und 20 GeV innerhalb von 0,8 % energieunabhängig.

Die Auswirkung des Transition-Effektes auf das e/mip -Verhältnis wird durch das Z_a des Absorbers [Wig87] und der Differenz in Z zum Nachweismedium (Z_n) bestimmt. Peso et al. [Pes90] geben dazu folgende Parametrisierung an:

$$e/mip = 1/(1 + a * (Z_a - Z_n)) .$$

Der Parameter a zeigt eine logarithmische Abhängigkeit von der Dicke der Absorberplatten (t_a). Bei einer Schichtdicke $t_a = 1 X_0$ ergibt sich a zu 0,007 für Elektronen mit einer Energie von 1 GeV. Bei Schichtdicken $t_a \ll 1 X_0$ ist a von Z_a abhängig und bei $t_a \gg 1 X_0$ von der Energie der Teilchen. Die Dicke des Nachweismediums hat nur einen geringen Einfluß bei den üblichen Schichtdicken von einigen Millimetern.

Der Transition-Effekt bestimmt das e/mip -Verhältnis und die Darstellungen in Abbildung 2.7 [Wig87] verdeutlichen die verschiedenen Abhängigkeiten. Die Abbildung a) zeigt eine Abnahme des e/mip -Verhältnisses mit zunehmender Schauertiefe, da der Einfluß des

Transition-Effektes mit fortschreitender Schauerentwicklung größer wird. In Abbildung b) sind die Abhängigkeiten des e/mip -Verhältnisses vom Absorber- und dem Nachweismedium dargestellt. In Abbildung c) ist erkennbar, daß der Transition-Effekt bei kleinen Schichtdicken das e/mip -Verhältnis stark absenkt, bei größeren Schichtdicken jedoch keine Änderungen mehr bewirkt. Dies deutet darauf hin, daß der Transition-Effekt vermehrt an den Oberflächen auftritt.

Mit Hilfe der aufgeführten Abhängigkeiten des e/mip -Verhältnisses kann für ein Kalorimeter in begrenztem Maße mit der Wahl des Absorbers, der Schichtdicken und des Nachweismediums ein bestimmtes Signalverhältnis eingestellt werden. Damit besteht dann auch die Möglichkeit der Beeinflussung des Signalverhältnisses von elektromagnetischen zu hadronischen Schauern, was in Abschnitt 2.3.3 als wichtige Eigenschaft eines Kalorimeters herausgestellt ist.

2.2.4 Die Auflösung der Energiemessung

Die Auflösung eines Kalorimeters wird durch die im Schauer auftretenden Fluktuationen begrenzt. Allgemein läßt sich die relative Auflösung eines Sampling Kalorimeters mit der folgenden Formel parametrisieren:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} . \quad (2.4)$$

Der erste Term mit dem Parameter a enthält die intrinsischen und die Sampling Fluktuationen. Dabei sind unter den intrinsischen Fluktuationen die Schwankungen in der Schauerentwicklung zu verstehen, die durch unterschiedliche Häufigkeiten der auftretenden Prozesse verursacht werden. Diese sind sehr klein gegen die Sampling Fluktuationen. Die Sampling Fluktuationen sind proportional zu \sqrt{E} , was nach der Erläuterung der weiteren Terme kurz abgeleitet wird. Die Terme mit den Parametern b und c sind zur Beschreibung der Auflösung im Experiment notwendig und sie beinhalten spezifische Eigenschaften verschiedener Kalorimeter. Die Effekte sind nicht korreliert und können quadratisch addiert werden.

Der Parameter b wird durch die Größe des elektronischen Rauschens bestimmt. Dieses Rauschen ist für alle Energien gleich groß, daher geht der Parameter b mit einem Beitrag b/E in die relative Auflösung ein.

Der Parameter c beschreibt verschiedene energieabhängige Einflüsse auf die relative Auflösung. Für die Bestimmung der relativen Auflösung eines Kalorimeters mit einem Teilchenstrahl bekannter Energie enthält der Parameter c die Schwankungsbreite der Energie der Strahlteilchen. Weiterhin gehen Energieverluste durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und durch unvollständige longitudinale Schauerabsorption in den Parameter c ein [Dre83]. Außerdem enthält dieser Parameter Einflüsse auf die Auflösung durch mangelnde Interkalibration zwischen den Kanälen des Detektors [Eng84].

Die Sampling Fluktuationen

Im folgenden wird die Energieabhängigkeit der Sampling Fluktuationen näher erläutert. Diese Fluktuationen sind in einem Sampling Kalorimeter durch das statistische Messen

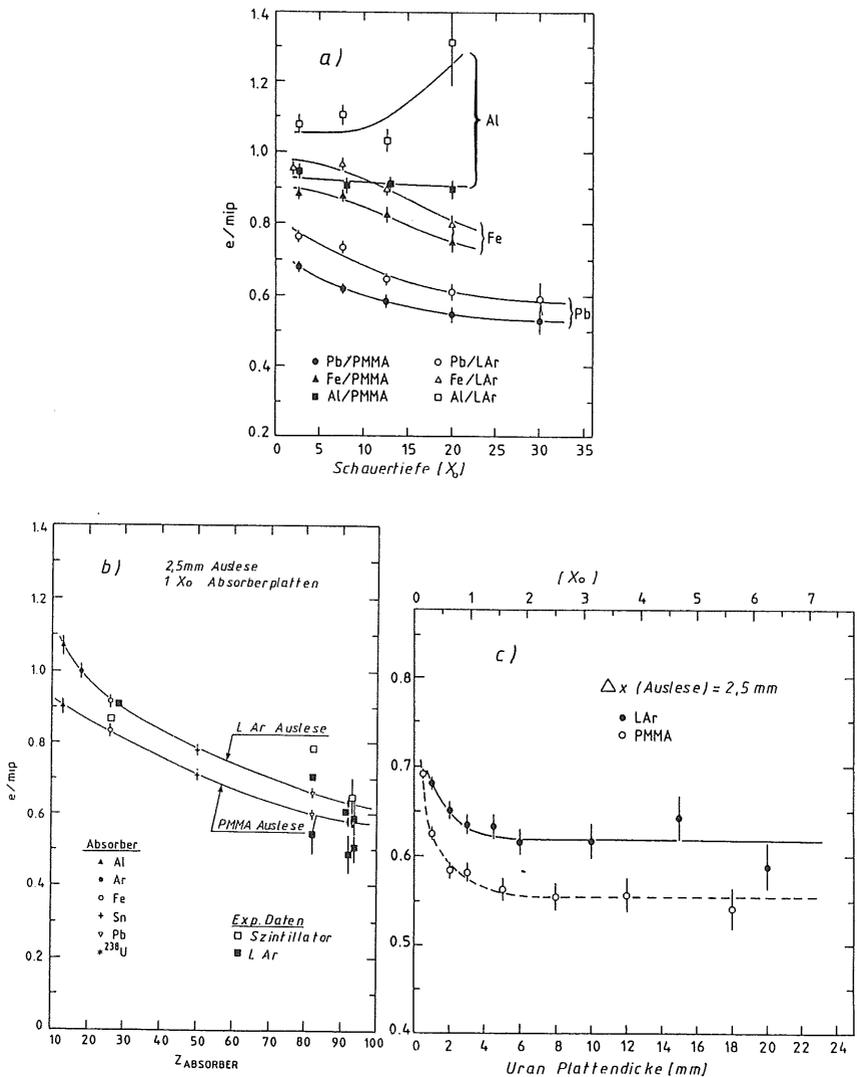


Abbildung 2.7: Abhängigkeiten des e/mip -Verhältnisses von der Schautiefe a), dem Z des Absorbers b) und Dicke der Absorberschichten c). Die Abhängigkeiten zeigen den Einfluß des Transition-Effektes, der im Text näher erläutert ist.

der deponierten Energie in verschiedenen Tiefen des Schauers bedingt und können mit Hilfe von Rossis Approximation B verstanden werden. Grundlage des Signals ist die durch Ionisation in den Nachweisschichten deponierte Energie, die sich proportional zur, in diesem Medium zurückgelegten, Spurlänge verhält. Für ein Teilchen der Energie E_0 ergibt sich die gesamte Spurlänge in Einheiten der Strahlungslänge zu $T = E_0/E_c$ [Ros52].

In einem Sampling Kalorimeter ist jedoch nur ein Bruchteil dieser Spurlänge nachzuweisen. Die statistischen Schwankungen in dieser Teilspurlänge können mit den Fluktuationen in der Anzahl der durchkreuzten aktiven Schichten N_x parametrisiert werden. Sie ergibt sich zu:

$$N_x = \frac{T}{d} = \frac{E_0}{E_c \cdot d},$$

wobei d die Dicke eine Samplingzelle darstellt und in Einheiten der Strahlungslänge gemessen wird. Die statistischen Fluktuationen in N_x sind proportional zur Wurzel aus N_x . Damit läßt sich die Auflösung darstellen als:

$$\frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} \sim \sqrt{\frac{E_c}{E_0}} \cdot d.$$

An diese generelle Formel müssen noch weitere Korrekturen angebracht werden, um die spezifischen Eigenschaften eines Kalorimeters einzubeziehen. Dazu gehört [Ama81]:

- a) der Korrekturfaktor $F(z)$, der berücksichtigt, daß in dem Nachweismedium nur ab einer bestimmten Schwelle E_{thr} deponierte Energie nachweisbar ist:

$$F(z) = e^z \cdot \left(1 + z \ln \frac{z}{1,53}\right)$$

$$z = 4,58 \frac{Z}{A} \frac{E_{thr}}{E_c}.$$

In flüssigem Argon ist die Schwellenenergie durch die Energie gegeben, die zur Erzeugung eines Ionenpaares notwendig ist. Nach Messungen von Miyajima et al. [Miy74] beträgt sie $23,6 \pm 0,6$ eV.

- b) Für eine Spur, die einen Winkel θ mit der Schauerachse einschließt, wird die effektive Distanz um einen Faktor $1/\cos(\theta)$ verlängert. Dies berücksichtigt ein mittlerer Korrekturfaktor, der gegeben ist durch:

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \cos \frac{21,2 \text{ MeV}}{\pi E_c}.$$

Damit läßt sich die Abhängigkeit der Auflösung bezüglich der Sampling Fluktuationen darstellen als :

$$\frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} \sim \sqrt{\frac{E_c}{E_0} \frac{d}{F(z) \cdot \langle \cos \theta \rangle}}.$$

Weitere Beiträge zur Auflösung liefern die Landau-Fluktuationen der Energiedepositionen im Nachweismedium. Sie sind jedoch für Schichtdicken von einigen Millimetern klein. Größere Beiträge sind von den Weglängen-Fluktuationen zu erwarten. Niederenergetische Elektronen können aufgrund der Vielfachstreuung längere Wege im Nachweismedium zurücklegen und damit mehr Energie deponieren, als es bei einer senkrechten Durchquerung der Schicht möglich ist [Fab85].

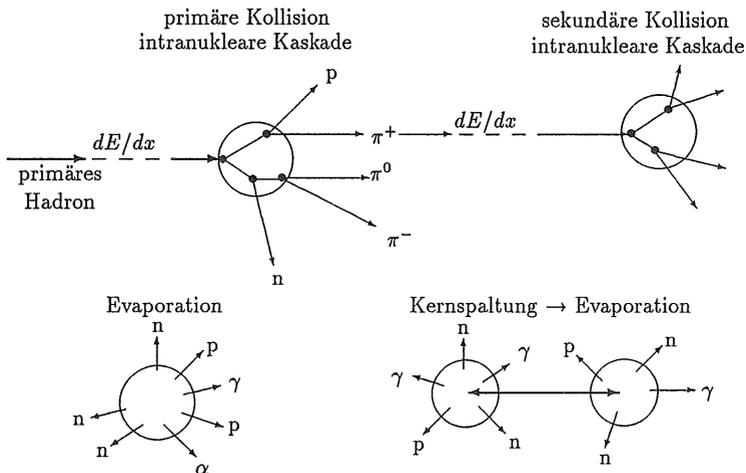


Abbildung 2.8: Entwicklung eines hadronischen Schauers im Spallationsmodell (Zeichnung aus [Zei91]).

2.3 Der hadronische Schauer

Die Absorption von Hadronen in Kalorimetern unterscheidet sich deutlich von der Absorption elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, man kann jedoch auch für diese Schauerart charakteristische Größen definieren. Die auftretenden Prozesse sind durch die starke Wechselwirkung gegeben und im Gegensatz zu den elektromagnetischen Wechselwirkungen sehr komplex. Man greift daher zu ihrer Untersuchung auf Monte Carlo Simulationen zurück, welche die Beschreibung der Prozesse in parametrisierter Form aus Messungen enthalten. Insgesamt gibt es in einem hadronischen Schauer eine große Anzahl von möglichen Prozessen, so daß die Entwicklung und die Struktur in den Schauern starken Fluktuationen unterworfen ist. Zusammenfassende Darstellungen über diesen Bereich der Kalorimetrie sind in [Wig87, Brü87, Fab89] zu finden.

In wesentlichen Zügen kann der kernphysikalische Teil der Entwicklung eines hadronischen Schauers durch das Spallationsmodell beschrieben werden.

2.3.1 Das Spallationsmodell

Unter Spallation wird das Aufbrechen von Atomkernen durch eindringende hochenergetische Hadronen verstanden. Die Spallation erfolgt in zwei Stufen, die jeweils eigene Zeitskalen aufweisen und in Abbildung 2.8 prinzipiell dargestellt sind. In der ersten Stufe wird durch das eindringende Teilchen im Kern ein intranuklearer Schauer ausgelöst. Wenn genügend Energie zur Verfügung steht, können in diesem Stadium auch Pionen und andere Hadronen erzeugt werden. Das primäre und die produzierten Teilchen übertragen

durch Stöße Energie auf die Bausteine des Kernes. Die Teilchen verlassen bei ausreichender Energie den Kern, lösen durch sekundäre Kollisionen neue intranukleare Kaskaden aus und tragen so zur Entwicklung des Schauers bei. Andererseits können diese Teilchen aber auch durch Abgabe ihrer Energie an den Kern zu seiner Anregung führen. Dieser erste Schritt läuft in einer Zeit von etwa 10^{-22} s [Fab85] ab.

In einem zweiten Schritt gibt der Kern seine Anregungsenergie durch Verdampfen (Evaporation) von Kernbausteinen und Photonen oder durch eine vorangehende Kernspaltung mit anschließender Evaporation ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Kernspaltung stattfindet, ist materialabhängig. Beispielsweise trägt die Kernspaltung für Uran 16 mal mehr zum totalen Wirkungsquerschnitt bei als für Blei. Diese zweite Stufe hat eine längere Prozeßdauer von etwa 10^{-18} s – 10^{-13} s [Fab85].

In hadronischen Schauern teilt sich die Deposition der primären Energie des Teilchens in verschiedene Komponenten auf. Ein großer Teil der Energie wird mit Ionisations- und Anregungsprozessen durch geladene Teilchen deponiert.

Ein weiterer Teil wird in der frühen Schauerphase in die Produktion von π^0 -Mesonen umgesetzt, welche elektromagnetisch zerfallen. Nach Ergebnissen aus Monte Carlo Simulationen für das H1-Kalorimeter mit Stahlabsorber beträgt der in π^0 -Mesonen umgesetzte Anteil der Energie ungefähr $0,181 + 0,095 \ln E$ [GeV] im Intervall von 5 GeV bis 205 GeV [Loc92], bei 30 GeV also rund 50 %. Diese neutralen π^0 -Mesonen zerfallen im Gegensatz zu den geladenen Pionen sehr schnell und praktisch zu 100 % in Teilchen, die nur elektromagnetisch wechselwirken und einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Ein hadronischer Schauer enthält daher im allgemeinen eine elektromagnetische Komponente. Die Größe der elektromagnetischen Komponente fluktuiert von Ereignis zu Ereignis sehr stark und weist im Mittel die oben angegebene Abhängigkeit von der Primärenergie des Teilchens auf.

Ein erheblicher Anteil der Primärenergie des Teilchens wird nicht nachweisbar im Kalorimeter deponiert. Dies wird zu einem geringen Teil durch erzeugte Neutrinos oder hochenergetische Myonen, die den Detektor ohne Nachweis verlassen, bedingt. Auch die Rückstoßenergien von schweren Kernen tragen zu dieser Komponente bei. Den größten Beitrag zu dieser Komponente verursachen die Verluste aufgrund der Bindungsenergie. Diese muß während der Spallation und der Evaporation aufgebracht werden, damit die Sekundärteilchen das Kernfeld verlassen können. Schwere Kernbausteine deponieren nach dem Verlassen nur ihre kinetische Energie, dagegen können Neutronen mit einem Einfang durch andere Kerne und nachfolgender Photon-Emission den Verlust ausgleichen.

Beim Evaporationsprozeß werden, abhängig vom Z/A -Verhältnis des Absorbers, viele niederenergetische Neutronen erzeugt. Sie tragen damit einen mehr oder weniger großen Anteil der deponierten Energie. Diese Neutronen verlieren ihre Energie durch Stöße mit Protonen oder werden durch Kerne eingefangen. Ihr Beitrag zum Signal hängt hauptsächlich von den Eigenschaften des verwendeten Nachweismaterials bezüglich der starken Wechselwirkung ab. Beispielsweise werden in Argon diese Neutronen kaum nachgewiesen, was den Anteil an nicht nachgewiesener deponierter Energie erhöht.

Das hadronische H1-Kalorimeter enthält Stahl als Absorber. In Abbildung 2.9 ist für dieses Material die mit Simulationen berechnete Aufteilung der Primärenergie auf die einzelnen Komponenten dargestellt. Für Protonen mit einer Energie kleiner als etwa 20

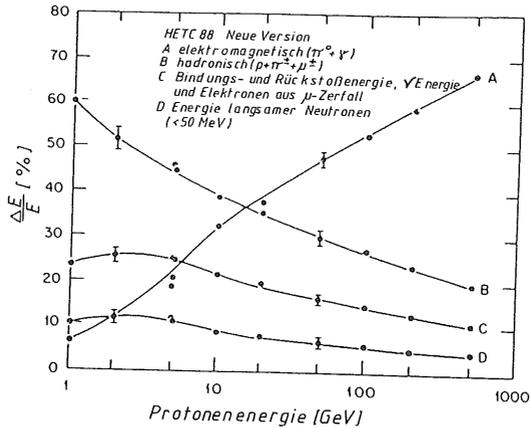


Abbildung 2.9: Aufteilung der deponierten Energie auf die einzelnen Komponenten in einem hadronischen Schauer für den Absorber Stahl [Bra90]. Die Kurve A zeigt den elektromagnetisch, B den durch Ionisationen und Anregungen, C den nicht sichtbaren und D den durch langsame Neutronen deponierten Anteil der Primärenergie des Teilchens.

GeV dominiert in Eisen die Energiedeposition durch Ionisationen und Anregungen der erzeugten geladenen Teilchen. Dieser Anteil nimmt mit wachsender Primärenergie ab. Dagegen steigt der elektromagnetisch deponierte Anteil stark an und übernimmt den überwiegenden Anteil der deponierten Energie ab etwa 20 GeV Primärenergie. Der nicht sichtbare Anteil sinkt abhängig von der Primärenergie von 25 % auf 10 %. Die langsamen Neutronen tragen zur Energiedeposition bei kleinen Primärenergien etwa 10 % und nur rund 5 % bei höheren Primärenergien bei.

Neben der Aufteilung der deponierten Energie in verschiedene Komponenten liegt ein weiterer Unterschied zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern darin, daß im letzteren Fall ein Teil der Energie durch sehr langsame Nukleonen (n, p) deponiert wird. Für ein Proton bedeutet dies, abhängig vom Z des Absorbers, einen 10- bis 100-fach größeren Energieverlust durch Ionisation als für minimalionisierende Teilchen. Daher ändert sich zum einen die Sampling Fraction für diese Teilchen, zum anderen müssen wegen der hohen Ionisationsdichte auch Sättigungseffekte in einigen Nachweismaterialien beachtet werden, wie z.B. bei Szintillatoren [Bir51] oder Rekombinationseffekte in flüssigem Argon. Diese Effekte verringern das sichtbare Signal der Teilchen.

2.3.2 Die Schauerentwicklung

Hadronische Schauer basieren auf anderen Prozessen als die elektromagnetischen Schauer. Aber auch für sie ist es möglich eine Skala für die räumliche Ausbreitung zu definieren, welche die Materialeigenschaften beinhaltet, die Absorptionslänge λ . Diese Größe stellt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungen dar. Die folgenden charakteristischen Größen eines hadronischen Schauers sind aus [Ama81] und [Fab85] entnommen.

Die Skala wird durch die Massenzahl A des Materials bestimmt:

$$\lambda \simeq 35A^{1/3} [g/cm^2] .$$

Die bis zum Schauermaximum t_{max} zurückgelegten Absorptionslängen ergeben sich zu rund :

$$t_{max} \simeq 0,2 \ln E [GeV] + 0,7 [\lambda] .$$

Um 95 % der Energie im Material zu deponieren, durchquert ein Hadron etwa

$$L_{95\%} \simeq t_{max} + 2,5 \cdot \lambda_{att}$$

Absorptionslängen, wobei λ_{att} die exponentielle Abnahme der Teilchenanzahl nach dem Maximum beschreibt und gegeben ist durch:

$$\lambda_{att} \simeq \lambda(E[GeV])^{0,13} .$$

Das longitudinale Profil kann parametrisiert werden durch [Boc81]:

$$dE = k[ws^a e^{-bs} + (1-w)t^c e^{-dt}]dx \quad (2.5)$$

mit

- s = Abstand vom Schauerstartpunkt in X_0 ,
- t = Abstand vom Schauerstartpunkt in λ ,
- $w, 1-w$ = relative Gewichte der beiden Profile,
- k = Normierungskonstante,
- a, b, c, d = Anpassungsparameter mit logarithmischer Energieabhängigkeit.

Der erste Term, welcher mit der Strahlungslänge skaliert, stellt die intrinsische elektromagnetische Komponente dar, während der zweite Term in ähnlicher Form den rein hadronischen Anteil beschreibt und zwar mit der Skala λ .

Transversal zur Schauerachse wird etwa 95 % der Energie in einem Radius von ungefähr einer Absorptionslänge deponiert.

In Abbildung 2.10 ist im oberen Teil ein longitudinales Profil und im unteren Teil ein transversales Profil eines hadronischen Schauers abgebildet. Erzeugt wurden sie durch 300 GeV Pionen in einem Uranblock und ihre Messung erfolgte über die entstandene Radioaktivität. Das transversale Profil wurde mit verschiedenen Nukliden gemessen. Aus den unterschiedlichen Intensitäten sind Rückschlüsse auf die ablaufenden Prozesse möglich, da die verschiedenen Nuklide unterschiedlich erzeugt werden.

Die Profile der elektromagnetischen und der hadronischen Schauer unterscheiden sich in ihren räumlichen Abmessungen. Während für 30 GeV Pionen ungefähr 80 cm Uran notwendig sind, um longitudinal 95 % der Energie zu deponieren, benötigen Elektronen der gleichen Energie nur etwa 10 cm. Es gibt aber noch weitere Unterschiede von elektromagnetischen und hadronischen Schauern, die insbesondere für das Verhältnis ihrer Signale im Kalorimeter wichtig sind.

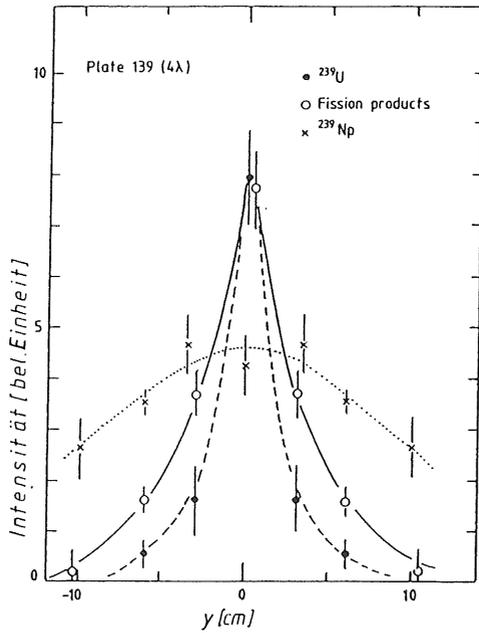
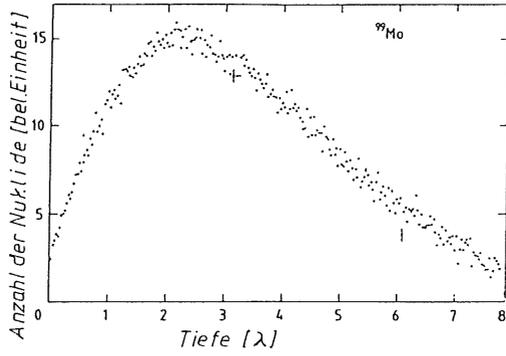


Abbildung 2.10: Longitudinales Profil (oben) und transversales Profil (unten) eines hadronischen Schauers, der durch 300 GeV Pionen in einem Uranblock erzeugt wird [Ler86].

2.3.3 Die Energiemessung für hadronisch wechselwirkende Teilchen

Die Signale für hadronische Schauer

Ein ideales Kalorimeter liefert für Hadronen und Elektronen, die gleich große Energien deponieren ein gleiches Signal. Ist das Signalverhältnis von Hadronen zu Elektronen (e/h) ungleich 1, spricht man von einem nicht kompensierenden Kalorimeter.

Das Signal eines Hadrons, beispielsweise eines Pions (π), setzt sich zusammen aus dem Signal für die elektromagnetischen Komponente (f_{em}, e) und dem Signal für die rein hadronische Komponente ($1 - f_{em}, h$):

$$\pi = f_{em} \cdot e + (1 - f_{em}) \cdot h .$$

Das Signal für die hadronische Komponente setzt sich aus den Signalen für die unterschiedlichen Anteile der deponierten Energie zusammen, die im vorausgegangenen Abschnitt erläutert wurden:

$$h = f_{ion} \cdot ion + f_{\gamma} \cdot \gamma + f_n \cdot n ,$$

dabei gelten die folgenden Bezeichnungen:

- f_{ion} = Bruchteil der Primärenergie, der durch geladene Teilchen im Schauer deponiert wird,
- f_{γ} = Bruchteil der Primärenergie, der durch Photonen deponiert wird,
- f_n = Bruchteil der Primärenergie, der über Neutronen deponiert wird.

Addiert ergeben diese Anteile mit der nicht nachweisbaren Bindungsenergie die gesamte hadronisch deponierte Energie. Zusammen mit den Sampling Fractions für die verschiedenen Teilchen ist mit der obigen Formel das Signal des Kalorimeters für die hadronische Schauerkomponente charakterisiert.

Für das Verhältnis der Signale von Pionen und Elektronen bei gleicher deponierter Energie gilt:

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{e}{f_{em} \cdot e + (1 - f_{em}) \cdot h} . \quad (2.6)$$

Im vorletzten Abschnitt wurde schon eine Parametrisierung der Abhängigkeit des elektromagnetischen Anteils im Schauer von der Energie angegeben. Nach Wigmans [Wig91] läßt sich mit einer anderen Parametrisierung ($f_{em} \simeq 0,11 \ln E$) formulieren:

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 + 0,11 \cdot \ln E \left(\frac{e}{h} - 1 \right)} . \quad (2.7)$$

Letztere Formel bietet die Möglichkeit, den intrinsischen Grad der Kompensation (e/h) zu bestimmen, der für ein Kalorimeter durch seinen Aufbau und die Materialeigenschaften gegeben ist.

Ein nicht kompensierendes Kalorimeter besitzt nach Gleichung 2.6 ein energieabhängiges e/π -Verhältnis. Außerdem ist das Kalorimetersignal nicht in allen Energiebereichen

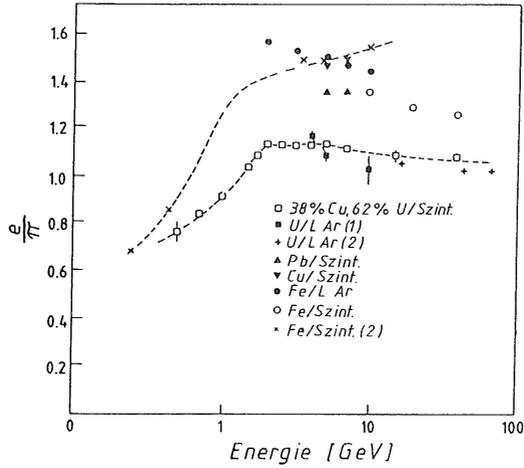


Abbildung 2.11: Das Signal-Verhältnis für Elektronen und Pionen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für verschiedene Kalorimeterkonfigurationen [Fab89].

proportional zur Energie von Hadronen (Nichtlinearität). Insbesondere treten für kleine Primärenergien kaum Verluste durch nicht nachweisbare Energiedeposition auf, da diese Hadronen ihre Energie im allgemeinen ohne nukleare Wechselwirkung deponieren. Abbildung 2.11 verdeutlicht die Auswirkung auf das e/π -Verhältnis für verschiedene Kalorimeterkonfigurationen. Das intrinsisch nicht kompensierende H1-Kalorimeter zeigt ein e/π -Verhältnis zwischen 1,3 bei 15 GeV Pionen und 1,1 bei 200 GeV Pionen [Bra89]. Das Zeus-Kalorimeter aus abgereichertem Uran und Szintillatormaterial erreicht ab einer Primärenergie von 5 GeV für Pionen ein Signalverhältnis von 1 [Zeu89].

Außer der Nichtlinearität der Energiemessung treten bei nicht kompensierenden Kalorimetern Verschlechterungen der Energieauflösung durch Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils auf. Zusätzlich verbessert sie sich für Hadronen nicht mit \sqrt{E} . Die Verschlechterung der Auflösung für nicht kompensierende Kalorimeter kann nach Wigmans [Wig87] direkt mit dem e/h -Verhältnis parametrisiert werden :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}} + X \cdot \left[\frac{e}{h} - 1 \right] .$$

Das Signalverhältnis e/h geht danach linear ein und eine gute Auflösung für hadronische Schauer ist nur durch möglichst vollständige Kompensation erreichbar.

Die Möglichkeiten zur Kompensation

Bezieht man die Signale in Gleichung 2.6 auf minimalionisierende Teilchen, so werden die Möglichkeiten für die Kompensation erkennbar:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{mip}}{f_{em} \cdot \frac{e}{mip} + (1 - f_{em}) \cdot \frac{h}{mip}}$$

Entweder wird das e/mip Verhältnis vermindert oder das h/mip Verhältnis erhöht.

Die Abhängigkeiten des e/mip Verhältnisses vom Material und Konstruktion des Kalorimeters wurde schon im Abschnitt 2.2.3 detailliert erklärt. Der Transition-Effekt kann zur Kompensation ausgenutzt werden, indem man größere Schichtdicken wählt, einen Absorber mit hohem Z nimmt und als Nachweismedium ein Material mit geringem Z . Die Grenzen hierbei werden durch die auftretende Verschlechterung der Auflösung für Elektronen aufgrund der steigenden Sampling Fluktuationen gesetzt.

Für die zweite Kompensationsart, die Erhöhung des Signals für die rein hadronische Komponente, bietet sich insbesondere Uran als Absorber an. Durch die Verwendung von abgereichertem Uran 238 wird die nicht nachweisbare Bindungsenergie durch Energie aus der Kernspaltung ersetzt. Die zusätzliche Energie wird hauptsächlich in Form von niederenergetischen Neutronen und weichen Photonen getragen. Entscheidend für den erreichbaren Grad der Kompensation ist dabei jedoch auch die Wahl des Nachweismaterials. Bei Verwendung von flüssigem Argon wird aufgrund der niedrigen Sensitivität für Neutronen kaum zusätzliche Energie nachgewiesen.

Für Kalorimeter mit einem anderen Absorber als Uran kann das e/h -Verhältnis durch das Signalverhältnis von Neutronen zu Mips (n/mip) beeinflusst werden [Wig91]. Dieses n/mip -Verhältnis wird stark von dem Wasserstoffgehalt, bzw. dem Gehalt an freien Protonen im Auslesemmedium bestimmt. In einem Nachweismedium mit hohem Wasserstoffgehalt verlieren die Neutronen ihre Energie hauptsächlich durch Stöße mit den Protonen, wobei sie jeweils im Mittel die Hälfte ihrer Energie verlieren. Die Protonen werden durch Ionisations- und Anregungsprozesse abgebremst. Die Energie der Neutronen wird so nachweisbar deponiert. Der von den Neutronen übernommene Anteil der Energie kann bis zu 40 % betragen. Er variiert, im Gegensatz zu dem durch geladene Teilchen deponierten Anteil, nur geringfügig mit dem Verhältnis der Schichtdicken von Absorber und Nachweismedium. Eine kleinere Sampling Fraction erhöht diesen relativen Anteil. Mit diesem Mechanismus ist es daher möglich, das e/h -Verhältnis zu variieren, indem die Sampling Fraction verändert wird. Allerdings müssen die auftretenden Sättigungseffekte für die Ionisation der Rückstoßprotonen mit berücksichtigt werden.

In Argon ist von diesen Neutronen nur das beim verzögerten Einfang der thermalisierten Teilchen vom Kern emittierte Photon meßbar. Jedoch benötigt die Thermalisierung etwa $1 \mu s$, so daß die Verwendung dieser Photonen zu langen Ladungssammlungszeiten führt, die bei hohen Kollisionsraten an den modernen Beschleunigern nicht möglich sind. Durch die Zugabe von Methan könnte man neben der Erhöhung der Driftgeschwindigkeit für Elektronen auch eine Verbesserung des e/h -Verhältnisses aufgrund des im vorangehenden Abschnitt erläuterten Effektes über Stöße der Neutronen mit freien Protonen erwarten.

Das Experiment D0 [Abo89] zeigte jedoch eine Vergrößerung des e/h -Verhältnisses. Dies ist durch die Tatsache zu erklären, daß die Zugabe von Methan die Sättigungseffekte beträchtlich verstärkt [An91a] und so die Rückstoßprotonen im zugefügten Methan kaum zum Signal beitragen können.

Statt der Zugabe von Methan wird die Beigabe von photosensitiven Substanzen favorisiert [An91a]. Diese photosensitiven Substanzen vermindern die Sättigungseffekte, indem sie das bei der Rekombination erzeugte Szintillationslicht außerhalb der Zone dichter Ionisation wieder in Photoionisation umwandeln. Außerdem wurde festgestellt [An91b], daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen so stark erhöht wird, daß eine um 24 % kleinere Ladungssammlungszeit möglich wird. Allerdings sind die bisher bekannten photosensitiven Substanzen nur sehr schwer in flüssigem Argon löslich (nur bis zu 0,1 ppm), was den Einsatz in einem Großdetektor erschwert und die räumliche Homogenität des Signals beeinträchtigen kann. Außerdem sind die weiteren Eigenschaften dieser Substanzen zur Zeit nicht bekannt, wie z.B. das Verhalten bei hohen Ereignisraten.

Eine ganz andere Methode der Kompensation, die nicht auf der Konstruktion oder der Materialwahl für das Kalorimeter beruht, ist die Methode der Gewichtung. Der π^0 -Anteil in einem hadronischen Schauer deponiert seine Energie durch einen elektromagnetischen Schauer sehr lokal mit hoher Energiedichte. Im Gegensatz dazu wird die Energie der rein hadronischen Komponente mit geringer Energiedichte in den Kanälen des Kalorimeters deponiert. Die elektromagnetische Komponente kann in einer Analyse der Struktur des Signals durch geeignete Gewichtungsfunktionen unterdrückt und die rein hadronische Komponente erhöht werden. Eine solche Gewichtung wurde schon in [Dis79] vorgeschlagen und von der CDHS-Kollaboration erstmals erfolgreich angewandt [Abr81]. In der H1-Kollaboration ist die Methode weiterentwickelt worden [Gre90, Loc92]. Diese Methode erfordert ein Kalorimeter mit feiner Segmentierung, da hierbei der Energieinhalt einzelner Kanäle (E_i) mit den Gewichten versehen wird ($E_{g,i}$), beispielsweise mit [Abr81]:

$$E_{g,i} = E_i \cdot (1 - C E_i)$$

oder [Loc92]:

$$E_{g,i} = E_i \cdot (1 + a \cdot \exp(-b E_i)) .$$

Mit dieser Gewichtung ist es möglich, das e/π -Verhältnis im Mittel auf 1 zu senken und damit Kompensation zu erreichen. Außerdem werden durch diese Gewichtung die Fluktuationen von Ereignis zu Ereignis verringert und damit die Auflösung verbessert. Die Gewichtungsfunktionen (C , a , b) können mit der Optimierung der Auflösung bestimmt werden.

In Abbildung 2.12 wird der Erfolg der Anwendung der verschiedenen Kompensationsmethoden auf die Linearität des Signals verdeutlicht. Das beste Ergebnis erzielte in der Vergangenheit das Experiment HELIOS mit seinem intrinsisch kompensierenden Kalorimeter. Aber auch das Experiment CDHS kann nach der Gewichtung eine gute Linearität vorweisen. Die bei H1 erreichte Linearität des Signals liegt im Vergleich dazu bei ± 2 % [Loc92] und kommt dem guten Ergebnis von HELIOS sehr nahe. Ergänzend zur Linearität des Signals wird auch die Auflösung für hadronische Schauer verbessert, was im folgenden Abschnitt demonstriert wird.

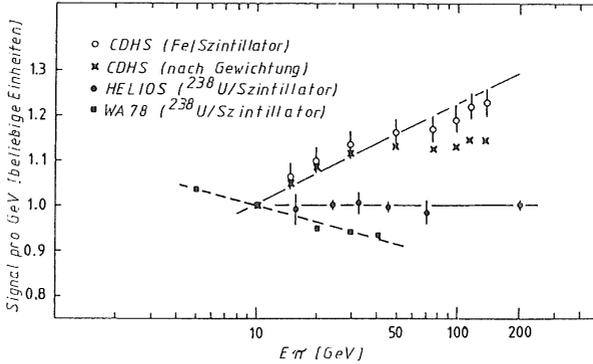


Abbildung 2.12: Linearität des Signals für Pionen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für verschiedene Kalorimeterkonfigurationen [Fab89].

2.3.4 Die Auflösung der Energiemessung

Analog zur Auflösung für elektromagnetische Signale kann für die hadronischen Signale formuliert werden [Fab89]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{C_{int}^2 + C_{samp}^2}{E}} + B .$$

Im Gegensatz zur elektromagnetischen Auflösung ist der Beitrag der intrinsischen Fluktuationen erheblich größer, da eine Vielfalt von Prozessen in der Schauerentwicklung möglich sind. Insbesondere durch Fluktuationen in der π^0 -Komponente verschlechtert sich die Auflösung für nicht kompensierende Kalorimeter, wenn das e/h-Verhältnis größer als 1 ist. Auch die Sampling Fluktuationen sind bei hadronischen Schauern größer, weil die Anzahl der zum Signal beitragenden Teilchen geringer ist. Sie deponieren im Mittel mehr Energie, was aber starken Variationen unterliegt, da es sich im allgemeinen nicht um minimalisierende Teilchen handelt.

Unter Vernachlässigung der im Abschnitt über die elektromagnetische Auflösung aufgeführten Terme bezüglich der Detektoreigenschaften wird der konstante Term B bei nicht kompensierenden Kalorimetern durch das e/h-Verhältnis bestimmt. In [Wig87] wird B parametrisiert durch :

$$B \simeq X \cdot \left[\frac{e}{h} - 1 \right] .$$

Kompensierende Kalorimeter zeigen daher insgesamt eine bessere Auflösung als nicht kompensierende. Beispiele für die erreichte hadronische Auflösung von bereits laufenden Experimenten sind in Abbildung 2.13 aus [Fab89] dargestellt. Wiederum erzielte das Experiment HELIOS mit seinem intrinsisch kompensierenden Kalorimeter das beste Ergebnis, aber auch die bei CDHS mit der Gewichtungsmethode gewonnenen Verbesserungen sind beachtlich. Mit dem Kalorimeter des H1 Detektors wird die relative Auflösung

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{C^2/E + B^2}$$

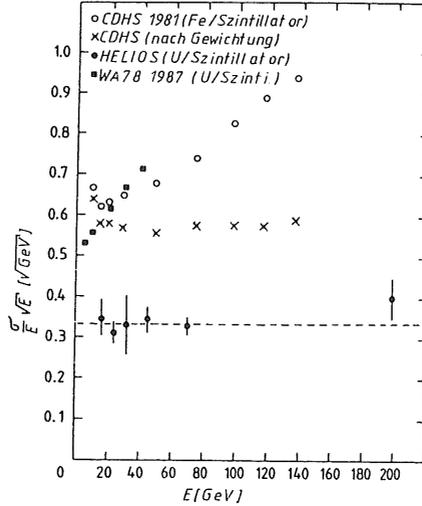


Abbildung 2.13: Relative Energieauflösung in Abhängigkeit von der Pionenergie für verschiedene Kalorimeterkonfigurationen [Fab89].

mit $C = (0,461 \pm 0,006)\sqrt{\text{GeV}}$ und $B = (1,5 \pm 0,2)\%$ erreicht [Bra89]. Dieses Ergebnis liegt sehr nah an der guten Auflösung von HELIOS.

2.4 Die Teilchenidentifizierung mit Kalorimetern

Es ist mit Kalorimetern möglich, die Art der eingestreuten Teilchen zu bestimmen. Auf einige Methoden der e/π -Trennung wird in diesem Abschnitt näher eingegangen, da in der vorliegenden Arbeit die Eigenschaften des BBE-Kalorimeters bezüglich dieser Teilchenidentifizierung untersucht werden. Die Güte dieser Trennung kann als Verhältnis der Elektron-Ausbeute zur Anzahl der falsch identifizierten Pionen angegeben werden.

Am einfachsten sind Elektronen und Pionen durch die Betrachtung ihrer unterschiedlichen Schauerdimensionen zu trennen, weil diese wie bereits erläutert mit unterschiedlichen Größen skalieren, mit λ und X_0 . Daraus folgt, daß Materialien mit großem Z gute Eigenschaften zur Trennung aufweisen, da mit ihnen ein Skalen-Verhältnis λ/X_0 von über 30 erreicht werden kann [Fab89]. Verwendet man nur die Information aus der longitudinalen Schauerentwicklung, so sind Trennungen von etwa 100 bei 10 GeV und 1000 bei 100 GeV Teilchenenergie erreichbar. Nimmt man noch die transversale Entwicklung hinzu, verbessert sich die Trennung um einen weiteren Faktor 3 bis 5.

Die einzelnen Experimente benutzen unterschiedliche Methoden zur Elektron-Pion-Trennung. Der H1 Detektor verfügt über ein fein segmentiertes Kalorimeter und kann daher die Analyse der Schauerstrukturen zur Identifizierung von Elektronen und Pionen

verwenden. Bei Testmessungen mit 30 GeV Elektronen und Pionen wurden Trennungen größer als 3000 bei einer Elektron–Ausbeute von 98 % erzielt [Col90].

Das Zeus–Kalorimeter weist nur eine grobe Segmentierung für die longitudinale Schauerentwicklung auf. Daher ergänzen bei Zeus Lagen mit Silizium Detektoren jeweils in einer Tiefe von $4 X_0$ und $7 X_0$ das Kalorimeter. Aus der unterschiedlichen Pulshöhe im Silizium kann auf die verschiedene Dichte der Energiedeposition und damit auf einen elektromagnetischen oder hadronischen Schauer zurückgeschlossen werden [Kru87].

Neuere Trennungsmethoden benutzen die Information über die Zeit, welche die Schauer zur Entwicklung benötigen. Elektromagnetische Schauer zeigen einen kürzeren Puls als hadronische. Damit lassen sich Trennungen bis zu 100 bei Teilchenenergien von etwa 150 GeV erzielen [Des89].

Eine Abschätzung der maximal erreichbaren Trennungen ist durch die Betrachtung der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen mit Ladungsaustausch für Pionen möglich:

$$\begin{aligned}\pi^- p &\longrightarrow \pi^0 n \\ \pi^+ n &\longrightarrow \pi^0 p\end{aligned}$$

mit anschließendem Zerfall des neutralen Pions in zwei Photonen oder Photon, Elektron und Positron, die einen elektromagnetischen Schauer für das primäre Pion vortäuschen. Diese Reaktionen verursachen den Untergrund für die Elektron–Pion–Trennung. Die Wirkungsquerschnitte sind energieabhängig und bei einer Pion–Energie von etwa 30 GeV ist eine maximale Trennung von ungefähr 4000 möglich [Col90].

2.5 Flüssig–Argon Sampling Kalorimeter

Verflüssigte Edelgase wie Xenon oder das leichter lieferbare und preiswertere Argon bieten bei der Verwendung als Nachweismaterial einige wichtige Vorteile, die früh erkannt wurden. Schon 1954 baute J.H. Marshall die erste Flüssig–Argon Kammer zum Nachweis für β –Strahlung [Mar54]. Auch für das große Kalorimeter des H1 Detektors wurde flüssiges Argon als aktives Medium gewählt. Argon Kalorimeter bieten folgende Vorteile [Fel89]:

- Strahlenresistenz, was bei hohen Ereignisraten wichtig ist, denn es garantiert eine lange Lebensdauer,
- Unempfindlichkeit gegen magnetische Felder,
- die Möglichkeit einer feinen Segmentierung in den Auslesekanälen,
- räumliche Homogenität des Signals,
- reproduzierbare Ladungssammlungen,
- eine stabile elektronische Kalibration,
- eine hohe Dichte für kompakte Kalorimeter,
- eine hohe Driftgeschwindigkeit der erzeugten Ladung und damit eine schnelle Signalauslese.

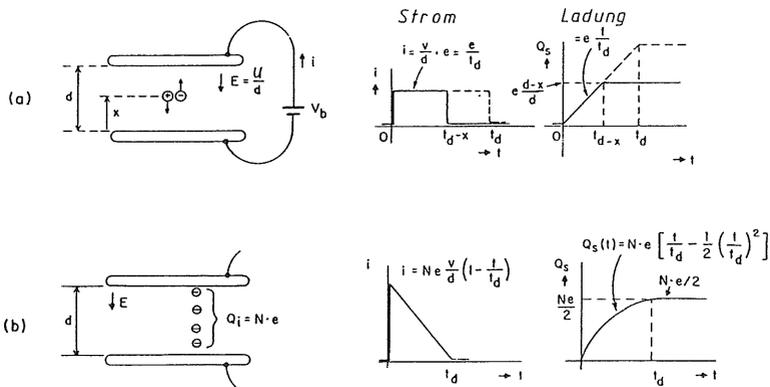


Abbildung 2.14: *Ladungssammlung in einem Flüssig-Argon Kalorimeter für ein einzelnes Ionenpaar a) und für eine Linienquelle b) [Wil74].*

Ein Nachteil bei der Verwendung von flüssigem Argon ist jedoch seine niedrige Siedetemperatur von etwa 88 Kelvin, so daß ein erhöhter technischer Aufwand für ein solches Kalorimeter notwendig ist und alle verwendeten Materialien und Bauteile auf ihre Festigkeit und Funktionstüchtigkeit bei niedrigen Temperaturen überprüft werden müssen. Außerdem führt der Kryostat zu Energieverlusten und vermindert so das Signal von Teilchen.

2.5.1 Die Signale in einem Flüssig-Argon Kalorimeter

Ein Flüssig-Argon Kalorimeter arbeitet nach dem Prinzip der Ionisationskammer. In ihm sind Absorberschichten hintereinander gestapelt, zwischen denen ein elektrisches Feld angelegt ist. Bei einem Teilchendurchgang wird Ionisationsladung freigesetzt, die mit Hilfe des elektrischen Feldes ausgelesen wird. Abbildung 2.14 verdeutlicht, daß die Situation in einem Flüssig-Argon Kalorimeter vereinfacht durch einen Plattenkondensator beschrieben werden kann. Unter dem Einfluß des angelegten elektrischen Feldes driften die freigesetzten Ladungen zu ihrem Gegenpol und induzieren dabei einen Stromimpuls. Der Strombeitrag durch die Bewegungen der Argonionen ist gegenüber demjenigen der Elektronen vernachlässigbar klein, da ihre Mobilität wesentlich kleiner ist als die der Elektronen.

Bewegt sich ein Ionenpaar in dem Feld eines Plattenkondensators, so wird während der Driftzeit ein konstanter Strom I induziert:

$$I = \frac{v}{d} \cdot e = \frac{1}{t_d} \cdot e$$

mit

- v = Driftgeschwindigkeit,
- d = Dicke der Argonschicht,
- e = Elementarladung,
- t_d = Driftzeit zur Durchquerung der Argonschicht.

In einer Flüssig-Argon Schicht wird die Ionisationladung entlang der Teilchenspur freigesetzt und es ist eine Linienquelle anzunehmen. Diese erzeugt einen linear mit der Driftzeit t abnehmenden Strom:

$$I(t) = N e \frac{v}{d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) . \quad (2.8)$$

Beachtenswert ist dabei, daß der Maximalstrom am Beginn der Ladungssammlung, bei der Annahme einer konstanten Ionisationsdichte, nur von der Driftgeschwindigkeit abhängt, da die erzeugte Ladung $N \cdot e = c \cdot d$, mit der Ionisationsdichte c in Ladung pro Länge, direkt proportional zur Dicke d der Argon Schicht ist. Wird der induzierte Strom über die gesamte Driftzeit integriert, so kann insgesamt die Hälfte der Ladung der freigesetzten Elektronen nachgewiesen werden, $Q_m = N \cdot e/2$. Bei einer Sampling Fraction von ungefähr 8 % für Elektronen befindet sich pro GeV Primärenergie etwa 0.08 GeV deponierte Energie im Argon, ausreichend zur Erzeugung von $3,4 \cdot 10^6$ Ionenpaaren. Von der Ladung der zum Signal beitragenden Elektronen wird nur die Hälfte nachgewiesen, so daß maximal 0,272 pC pro GeV als Signal zu erwarten sind.

2.5.2 Die Effizienz der Ladungssammlung

Wie groß die gemessene Ladung für eine bestimmte deponierte Energie tatsächlich ist, hängt von dem Verlust von Elektronen durch Rekombination mit den Argon-Ionen und vom Grad der Verunreinigung des Argons mit elektronegativen Substanzen ab. Diese Substanzen, wie z.B. Sauerstoff, lagern die freien Elektronen an und vermindern dadurch das meßbare Signal.

Bei den Ladungsverlusten durch Rekombination ist zwischen stark und schwach ionisierenden Teilchen zu unterscheiden. Im letzten Fall kann man das erzeugte Ionenpaar als quasi isoliert betrachten, so daß nur eine sogenannte initiale Rekombination des Elektrons mit dem Mutterion möglich ist, die von Onsager [Ons38] theoretisch beschrieben wurde.

Bei stark ionisierenden Teilchen ist durch die hohe Ionisationsdichte bei der Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld auch eine Rekombination mit den Nachbarionen möglich. Jaffé entwickelte für diese Art der Rekombination eine Theorie [Jaf13], die später von Kramers [Kra52] modifiziert wurde. Die Grundlage dieser Theorie bildet die Annahme einer Ionisation entlang einer Spur, so daß diese Rekombination auch als säulenartig oder als Rekombination in Kolonnen bezeichnet wird. Dieser Ladungsverlust kann nach Birk [Bir51] durch einen effektiven Energieverlust pro Wegstrecke parametrisiert werden:

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{dE/dx}{1 + k_b dE/dx} . \quad (2.9)$$

Der Parameter k_b ist dabei von der Zusammensetzung des Materials und von der angelegten Feldstärke abhängig.

Weitere Ladungsverluste treten durch elektronegative Verunreinigungen im Argon auf, welche die freien Elektronen während ihrer Driftzeit anlagern. Es wird vorausgesetzt, daß der Anteil der Elektronen, die durch Anlagerung verloren gehen, proportional mit dem zurückgelegten Weg ansteigt. Damit läßt sich die verbleibende Ladung berechnen zu [Hof76]:

$$Q(E, P) = Q_0 \cdot 2 \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}} \right) \right] \quad (2.10)$$

mit

$$\lambda = \lambda(|\vec{E}|, P) = \alpha \cdot \frac{|\vec{E}|}{P} .$$

Die Größe d steht für die Schichtdicke des flüssigen Argons. Die mittlere freie Weglänge λ wird als linear abhängig von der angelegten Feldstärke $|\vec{E}|$ und dem Grad der Verunreinigung P angenommen. Die Proportionalitätskonstante α wurde von Miller et al. [Mil68] empirisch zu $0,12 \text{ ppm cm}^2/\text{kV}$ für Sauerstoff-Verunreinigungen unter 10 ppm bestimmt. Von Hofmann et al. [Hof76] wird ein Wert von $0,15 \text{ ppm cm}^2/\text{kV}$ angegeben.

2.6 Das Prinzip der Kalibration

Durch die Kalibration soll die Konversion des im Kalorimeter gemessenen Signals in die Energie des signalauslösenden Teilchens mit hoher Präzision ermöglicht werden. Gewöhnlich werden dazu Kalibrationsmessungen mit dem Kalorimeter selbst oder einem baugleichen Prototypen durchgeführt. Bei diesen Messungen ist die Energie der Strahlteilchen bekannt und die Kalibrationskonstante zur Umrechnung des gemessenen Signals in die Energie der Teilchen kann durch den Quotienten aus der Strahlenergie und dem gemessenen Signal bestimmt werden. Eine Übertragung der ermittelten Kalibrationskonstanten von den Testmessungen auf das Experiment ist allerdings erst dann möglich, wenn alle Einflüsse des speziellen Aufbaues für die Testmessungen auf die Kalibrationskonstante korrigiert sind.

Der Einfluß der Auslese-Elektronik, die bei den Testmessungen verwendet wurde, kann bei einem Flüssig-Argon Kalorimeter reduziert werden, indem das aufgezeichnete, digitalisierte Signal in die gemessene Ladung konvertiert wird. Dann ergibt sich der Zusammenhang zwischen der gemessenen Ladung Q , der deponierten Energie E_{dep} und der experimentellen Kalibrationskonstanten c_{exp} zu:

$$c_{exp} = \frac{E_{dep}}{Q} = \frac{2E_{ion}}{S_f \cdot e} ,$$

wobei E_{ion} die Energie darstellt, die zur Erzeugung eines Ionenpaares notwendig ist, S_f für die Sampling Fraction nach Definition 2.3 des nachgewiesenen Teilchens steht und e die Elementarladung bedeutet.

Wie in den vorangegangenen Abschnitten schon erläutert wurde, ist die Sampling Fraction von der Teilchenart abhängig. Damit gibt es auch für jede Teilchenart eine Kalibrationskonstante, die aber bei Kenntnis der Signalverhältnisse wie z.B. e/μ oder e/h auf die

Kalibration für Elektronen bezogen werden kann. Im folgenden wird daher nur noch die Kalibration für Elektronen betrachtet.

Einflüsse auf die Kalibration

Die verwendete Auslese-Elektronik übt trotz der Konversion des digitalen Signals in Ladung einen Einfluß auf die Kalibrationskonstante aus, denn sie trägt durch ihr Rauschen zum Signal bei. Die Höhe des Signals ist letztlich von den angewandten Analyseschritten zur Unterdrückung dieser Rauschbeiträge abhängig. Ungenügende Unterdrückung kann das Signal erhöhen, zu starke hingegen verkleinert es. Die Beiträge des elektronischen Rauschens müssen daher bei der Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten mit berücksichtigt werden.

Die Rekonstruktion der Teilchenenergie allein mit dem Kalorimeter ist nur dann möglich, wenn das Teilchen seine gesamte Energie im Kalorimeter deponiert hat. In diesem Fall kann bei den Testmessungen die bekannte Strahlenergie als deponierte Energie angenommen und auch zur Berechnung der absoluten Kalibrationskonstanten herangezogen werden. Treten jedoch Energieverluste durch inaktives Material vor dem Kalorimeter oder durch unvollständige Absorption der Teilchenenergie auf, so ist die Kalibration mit der Strahlenergie für die Erfordernisse der HERA-Physik zu ungenau. Da der Einfluß des vorgelagerten inaktiven Materials und die longitudinalen und transversalen Energieverluste nicht direkt proportional zur Teilchenenergie sind, muß bei einer solchen Kalibration mit Verschlechterungen der Linearität zwischen Teilchenenergie und Signal gerechnet werden. Erschwerend kommt hinzu, daß im allgemeinen der Aufbau der Kalibrationsmessungen nicht mit dem späteren Experiment, insbesondere in Bezug auf das inaktive Material vor dem Kalorimeter, identisch ist und daher systematische Fehler in der Kalibration zu erwarten sind. Bezugspunkt für die Kalibration sollte demnach nicht die Strahlenergie, sondern die im Kalorimeter deponierte Energie sein. Zur Unterscheidung wird im folgenden die aus Strahlenergie und gemessenem Signal berechnete Kalibrationskonstante als lokal bezeichnet. Die übertragene Kalibrationskonstante, ermittelt aus der deponierten Energie und der gemessenen Ladung, dient zur absoluten Kalibration des Experimentkalorimeters und wird im Gegensatz absolute Kalibrationskonstante genannt.

$$c_{exp,lokal} = \frac{E_{Strahl}}{Q} \implies c_{exp,abs} = \frac{E_{dep}}{Q} .$$

Das Kalibrationsverfahren

Die im Kalorimeter deponierten Energien sind der direkten Messung nicht zugänglich, sie können mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmt werden. Für Elektronen stehen gute Simulationsprogramme zur Verfügung, welche die realen Meßergebnisse für elektromagnetische Schauer sehr präzise beschreiben. Von Gayler et al. wurde ein Verfahren zur Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten mit Hilfe von Simulationsrechnungen vorgeschlagen [Gay91], welches auf der Forderung nach Gleichheit der mittleren rekonstruierten Energien für Ereignisse aus Experiment und Simulation beruht. Die Erfüllung dieser Forderung ist ausreichend für die Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten, wenn die Beiträge des elektronischen Rauschens und die Energieverluste bei der Rekonstruktion der Energien berücksichtigt werden. Dies wird im folgenden näher erläutert.

Mit der absoluten Kalibrationskonstanten wird die gemessene Ladung in Energie konvertiert. Die rekonstruierte Energie für die realen Daten errechnet sich damit durch:

$$E_{rec,exp} = c_{exp,abs} \cdot \sum_i^{Kanäle} Q_i, \quad (2.11)$$

wobei mit $c_{exp,abs}$ die absolute Kalibrationskonstante für die experimentellen Daten und mit Q_i die gemessene Ladung im Kanal i bezeichnet wird.

Die analoge Formulierung für die simulierten Ereignisse lautet:

$$E_{rec,mc} = c_{mc} \cdot \sum_i^{Kanäle} E_{vis,i} \quad (2.12)$$

mit $E_{vis,i}$, der sichtbaren Energie im Kanal i und c_{mc} , der dimensionslosen Kalibrationskonstanten für die simulierten Ereignisse. Mit ihr wird die sichtbare Energie in deponierte Energie konvertiert. Sie stellt damit den Kehrwert der Sampling Fraction nach Definition 2.3 dar. Diese Kalibrationskonstante kann durch den Quotienten aus der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie E_{dep} und der davon sichtbaren Energie E_{vis} bei Mittelung über viele simulierte Ereignisse bestimmt werden:

$$c_{mc} = \left\langle \frac{E_{dep}}{E_{vis}} \right\rangle .$$

Die Geometriebeschreibung im Simulationsprogramm muß dem Aufbau der Testmessungen entsprechen, damit die Energieverluste durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und durch unvollständige Schauerabsorption korrekt wiedergegeben werden. Um den Einfluß des elektronischen Rauschens möglichst realistisch und entsprechend den Verhältnissen beim Testexperiment in die Rekonstruktion der Simulationsereignisse einzubeziehen, werden den simulierten Ereignissen reale Rauschereignisse überlagert. Diese speziellen Ereignisse wurden während der Datennahme aufgezeichnet, wenn sich kein Strahlteilchen im Kalorimeter befand. Sie zeigen also den Untergrund durch das Rauschen im Kalorimeter. Die rekonstruierte Energie für simulierte Ereignisse ergibt sich damit aus:

$$E_{rec,mc} = \sum_i^{Kanäle} \{ (c_{mc} \cdot E_{vis,i}) + (c_{exp,abs} \cdot Q_{r,i}) \}, \quad (2.13)$$

wobei $c_{exp,abs}$ die absolute Kalibrationskonstante für reale Ereignisse ist. Mit ihr werden die durch das Rauschen hervorgerufenen Ladungen $Q_{r,i}$ in Energie konvertiert. c_{mc} stellt wieder die dimensionslose Kalibrationskonstante für die simulierten Ereignisse dar. Die Summation über den ersten Term in Gleichung 2.13 würde nach Gleichung 2.12 die in dem Kalorimeter deponierte Energie ergeben. Diese deponierte Energie kann im Experiment aufgrund der Rauschbeiträge, die das Signal statistisch vergrößern oder verkleinern, nicht exakt gemessen werden. Für die simulierten Ereignisse werden die Rauschbeiträge durch die gleichzeitige Addition der Rauschsignale im zweiten Term berücksichtigt.

Zur Unterdrückung der Rauschbeiträge werden in der Analyse der Daten bestimmte Bedingungen gestellt, bei deren Erfüllung der Energieinhalt eines Kanales mit in die Summation für die rekonstruierten Energien eingeht. Die rekonstruierte Energie aus den simulierten Ereignissen stellt den Anteil der deponierten Energie mit den Rauschbeiträgen dar,

der unter den gegebenen Analysebedingungen meßbar ist. Sie entspricht also der rekonstruierten Energie aus realen Ereignissen, wenn diese unter gleichen Analysebedingungen und mit der absoluten Kalibrationskonstanten berechnet worden sind. Demnach sollten die rekonstruierten Energien aus realen und simulierten Ereignissen im Mittel gleich sein, wenn in den Gleichungen 2.11 und 2.13 die absolute Kalibrationskonstante verwendet wird:

$$\begin{aligned} < E_{rec,exp} > = < E_{rec,mc} > , \\ < c_{exp,abs} \cdot \sum_i^{Kanäle} Q_i > = < \sum_i^{Kanäle} \{ (c_{mc} \cdot E_{vis,i}) + (c_{exp,abs} \cdot Q_{r,i}) \} > . \end{aligned}$$

Aus dieser Forderung kann die absolute Kalibrationskonstante ermittelt werden, deren Übertragung auf den H1 Detektor auch dort die Bestimmung der deponierten Energien ermöglicht. Die absolute Kalibrationskonstante geht nicht nur in die Berechnung der rekonstruierten Energie für reale Ereignisse ein. Auch die rekonstruierten Energien der simulierten Ereignisse weisen durch die Überlagerung der Rauschsignale eine schwache Abhängigkeit von $c_{exp,abs}$ auf. Daher muß die absolute Kalibrationskonstante iterativ bestimmt werden.

Zwei weitere Forderungen muß die ermittelte Kalibrationskonstante erfüllen. Bei der Verwendung der absoluten Kalibrationskonstanten muß die Gleichheit der mittleren rekonstruierten Energien aus realen und simulierten Ereignissen erhalten bleiben, wenn sich die Analysebedingungen zur Unterdrückung der Rauschbeiträge ändern.

Neben dieser Forderung ist eine weitere Forderung daraus abzuleiten, daß ein ideales Kalorimeter ein Signal produziert, das in jedem Energiebereich proportional zur vom Teilchen deponierten Energie ist. Wenn die absolute Kalibrationskonstante einmal bestimmt wurde und für verschiedene Teilchenenergien angewendet wird, sollte daher die Gleichheit der rekonstruierten Energien auch für diese verschiedenen Teilchenenergien erfüllt sein.

Wird eine Kalibrationskonstante für alle Energien festgelegt, so kann die Abweichung von der Linearität des Signals bezüglich der Energie der gemessenen Teilchen durch die Differenz zwischen den mittleren rekonstruierten Energien aus realen und simulierten Ereignissen ausgedrückt werden. Dieser Ausdruck für die Abweichung von der Linearität ist dann möglich, wenn die Simulationsrechnungen die Linearität des Kalorimetersignals zeigen. Die Abweichung von der Linearität sind bei der Verwendung der absoluten Kalibrationskonstanten minimal, vorausgesetzt die Monte Carlo Simulationen beschreiben das Experiment korrekt.

Kapitel 3

Der Aufbau der Experimente

Dieses Kapitel enthält die Beschreibung des Flüssig-Argon Kalorimeters im H1 Detektor unter besonderer Berücksichtigung des Kalorimeterringes BBE. Außerdem wird der Aufbau des Experimentes zur Kalibration des Kalorimeters dargestellt. Die Auslegung des H1 Detektors wurde zur Erläuterung der Funktion der einzelnen Komponenten schon in der Einleitung gezeigt. Eine schematische Darstellung des H1 Detektor befindet sich in Abbildung 1 auf Seite 2. Das Flüssig-Argon Kalorimeter erfüllt zentrale Forderungen der HERA-Physik an den H1 Detektor. Zu nennen sind hier unter anderem die Energiemessung und die Bestimmung der Richtung der Teilchen, sowie die Teilchenidentifizierung und die hermetische Geschlossenheit durch den Nachweis möglichst aller an der Reaktion beteiligten Teilchen. Diese Forderungen werden mit dem im folgenden beschriebenen Aufbau erfüllt.

3.1 Das Flüssig-Argon Kalorimeter im H1 Detektor

Abbildung 3.1 zeigt den oberen Teil des Kalorimeters in einem Schnitt parallel zur Strahlachse. Es besteht aus acht einzelnen Ringen, deren Bezeichnungen mit in die Abbildung eingetragen ist. Die Orientierung der Absorberplatten ist im Bereich des Wechselwirkungspunktes, also für die CB-Ringe (Central Barrel) parallel zur Strahlrichtung. In allen anderen Ringen stehen die Absorberplatten senkrecht zum Strahl.

Jeder Ring ist in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter unterteilt, die sich durch ihren Aufbau und den verwendeten Absorber unterscheiden. Das dem Wechselwirkungspunkt näherliegende elektromagnetische Kalorimeter enthält Blei als Absorber, das eine kleine Strahlungslänge von 0,56 cm aufweist. Damit sind nur verhältnismäßig kleine räumliche Abmessungen erforderlich, um einen elektromagnetischen Schauer vollständig zu absorbieren. Die Tiefe der Kalorimeter variiert für die einzelnen Ringe und ist abhängig von dem Winkel θ , der im Laborsystem bezüglich der Protonenrichtung, also relativ zur positiven Z-Achse, gemessen wird. Die Tiefe der Kalorimeter liegt zwischen 25 und 30 Strahlungslängen, was $1 - 1,5 \lambda$ entspricht.

Die hadronischen Kalorimeter schließen sich an die elektromagnetischen an. Bei ihnen wird Stahl als Absorber verwendet. Wie im Abschnitt 2.3.3 dargestellt wurde, ist das

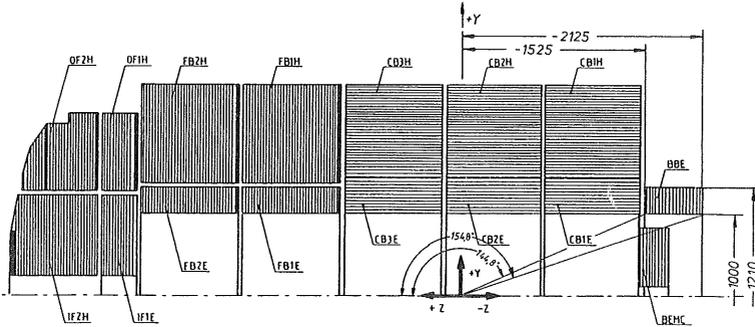


Abbildung 3.1: Das Flüssig-Argon Kalorimeter in einem Schnitt parallel zur Strahlachse und unter einem Azimutalwinkel von 90° , gezeigt wird nur der obere Teil. Prinzipielle Darstellung mit Angabe der wichtigsten Maße in mm.

flüssige Argon vorwiegend sensitiv auf ionisierende Teilchen, wie Elektronen und Protonen. Nach Wigmans [Wig87] ist das Verhältnis der im hadronischen Schauer produzierten Protonen zu den Neutronen proportional zu $Z/(A - Z)$. Blei würde danach 35 % weniger Protonen als Neutronen liefern, Stahl aber nur etwa 13 %. In Verbindung mit flüssigem Argon als Nachweismedium ist daher die Verwendung von Stahl für den Nachweis von hadronischen Schauern günstiger. Bei den hadronischen Kalorimetern variiert die Tiefe, gemessen in λ , ebenfalls mit dem Polarwinkel θ . Im IF-Bereich (Inner Forward) hat das Kalorimeter eine Gesamttiefe von etwa $6,5 \lambda$, im FB-Bereich (Forward Barrel) ungefähr 8λ und im CB-Bereich (Central Barrel) rund $4,5 \lambda$. Im Bereich des BBE (Backward Barrel Electromagnetic) wurde auf ein hadronisches Kalorimeter verzichtet.

Das Kalorimeter im H1 Detektor weist eine hohe räumliche Segmentierung auf und ist in etwa 45000 geometrische Kanäle eingeteilt. Die Feinheit der Segmentierung nimmt mit steigendem Polarwinkel θ ab. Sie ist so gewählt, daß die einzelnen Kanäle für den Trigger zu Energiesummen zusammengefaßt werden können, die annähernd einer projektiven Geometrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes entsprechen.

Das Flüssig-Argon Kalorimeter deckt einen Bereich von etwa $3,7^\circ$ bis ungefähr $154,8^\circ$ in dem Polarwinkel θ ab. In Elektron-Richtung wird es durch das BEMC-Kalorimeter ergänzt, das den ausmeßbaren Winkelbereich bis etwa 176° erweitert. Das BEMC-Kalorimeter ist auch ein Sampling Kalorimeter und besteht aus Blei- und Szintillatorschichten. Die Signalauslese erfolgt über Wellenlängenschieber und Photodioden. Weitere Details zu den verschiedenen Kalorimetern sind in den technischen Berichten [H1T86] und [H1P87] zu finden.

3.2 Der Kalorimeterring BBE

Der BBE-Kalorimeterring befindet sich im rückwärtigen Bereich des H1 Detektors. Der Ring ist unterteilt in acht Oktanten, die jeweils einen Azimutalwinkelbereich von 45° abdecken. Ein großer Konus aus Stahl hält die Oktanten in einem Ring zusammen.

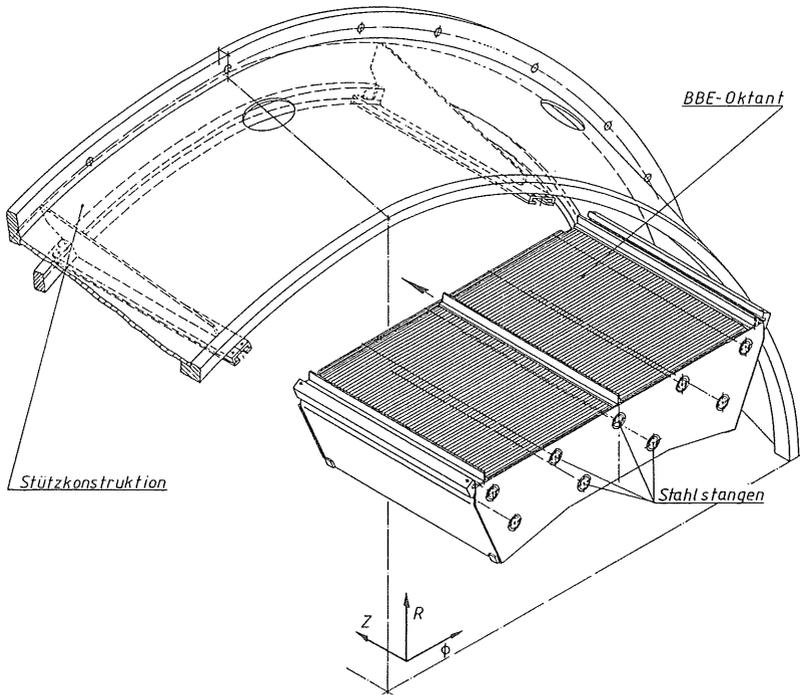


Abbildung 3.2: *Isometrische Darstellung eines BBE-Oktanten und der Stützkonstruktion; im Oktanten wurde der Stapel der Absorberplatten mit einer Schraffur eingezeichnet und die Position der Stahls tangen mit einer Linie angedeutet.*

Er ist an dem hadronischen Kalorimeter des CB1-Ringes befestigt. Der Konus und die Oktanten weisen ineinandergreifende Schienen auf, die als Führungen beim Montieren und zur Verankerung der Oktanten dienen. Durch diese Konstruktion werden die Oktanten auch beim Aufrichten des Ringes von der Montageposition in die Meßposition in ihrer Lage gehalten (Abbildung 3.2).

Der BBE-Ring überdeckt einen θ -Winkelbereich von $144,8^\circ$ bis $154,8^\circ$. Dabei gibt es eine gemeinsame Überdeckung mit dem BEMC-Kalorimeter ab 152° . Abbildung 3.3 zeigt die Bereich der Überdeckung in einem senkrechten Schnitt zur Strahlachse. Der äußere Umriß der BBE-Oktanten weicht von der reinen Trapezform der anderen Kalorimeterringe ab, um das gemeinsame aktive Detektorvolumen vom BBE- und BEMC-Kalorimeter zu vergrößern und damit eine bessere Elektron-Pion-Trennung zu erreichen. Rauschnabel untersuchte die Abhängigkeit der Trennung von der Anzahl der vom Teilchen durchquer-

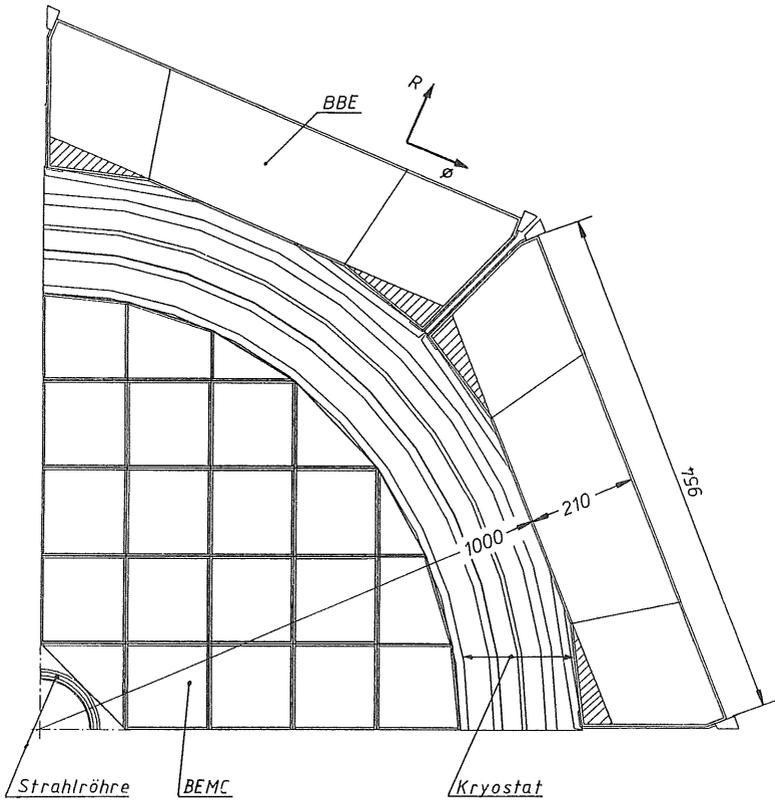


Abbildung 3.3: Darstellung des Überdeckungsbereiches zwischen dem BBE- und dem BEMC-Kalorimeter, die Erweiterungen der Trapezform im BBE Ring, im Vergleich zu den anderen Kalorimeterringen, sind mit einer Schraffur gekennzeichnet. Prinzipielle Darstellung mit Angabe der wichtigsten Maße in mm.

ten Strahlungslängen, die in der Analyse der Schauerstrukturen berücksichtigt werden [Rau78]. Es wurde festgestellt, daß sich die Trennung bis etwa 10 Strahlungslängen exponentiell mit der Menge an durchquerem aktivem Detektorvolumen verbessert. Gehen mehr Strahlungslängen in die Analyse ein, so ergeben sich nur noch geringfügig günstigere Trennungen. Im dem Überdeckungsbereich von BBE und BEMC sollten demnach vom Teilchen mindestens 10 Strahlungslängen an aktivem Detektorvolumen zu durchqueren sein. Damit wird eine gute Elektron-Pion-Trennung erreicht, die mit weiteren Strahlungslängen kaum noch verbessert wird.

In Abbildung 3.3 sind die zusätzlichen Bereiche zur Erweiterung des aktiven Detektorvolumens durch Schraffur gekennzeichnet. Ohne diese zusätzlichen Dreiecke wären nicht die für eine gute Elektron-Pion-Trennung notwendigen 10 Strahlungslängen von den Teilchen zu durchqueren. Mit den Erweiterungen weisen auch die kritischen Bereiche an den Übergängen zwischen den einzelnen Oktanten mehr als 10 Strahlungslängen auf. Dies verdeutlicht Abbildung 3.4, in welcher die Menge an aktivem Detektorvolumen, skaliert in Strahlungslängen, einmal mit und einmal ohne die Erweiterungen in Abhängigkeit von dem Azimutalwinkel ϕ und dem Winkel θ aufgetragen sind. Danach unterschreitet das aktive Detektorvolumen für keine Richtung vom H1-Wechselwirkungspunkt aus den Wert von 10 Strahlungslängen.

3.2.1 Der Aufbau eines Oktanten

Die Abbildung 3.2 zeigt einen BBE-Oktanten in einer Seitenansicht und Abbildung 3.5 in einem Schnitt parallel zur Strahlachse. Ein Oktant besteht aus jeweils 77 Absorberplatten mit Bleikern und 6 Absorberplatten ohne Bleikern aus kupferbeschichteten G10-Platinen (glasfaserverstärkter Kunststoff). Zur Erzeugung des zur Auslese der Ionisationsladungen notwendigen elektrischen Feldes wechseln sich Auslese- und Hochspannungsplatten ab. Dieser Plattenstapel beginnt und endet mit einer einseitigen Hochspannungsplatte, die nur aus einer G10-Platine gefertigt ist. Die Platten stehen senkrecht zur Strahlachse und befinden sich in einem Kasten aus Stahl, der den Oktanten gegen Torsion versteift. Die Frontplatten des Stahlkastens weisen eine Stärke von 6 mm auf und seine Seitenflächen wurden aus 3 mm dicken Platten gefertigt. Um das inaktive Material der Frontplatte zu kompensieren, enthält die erste Ausleseplatte im Oktanten keinen Bleikern [Bor87].

In dem Übergangsbereich zwischen dem CB1- und dem BBE-Kalorimeterring befindet sich eine Zone mit sehr inhomogenem Aufbau aus inaktivem Material der Stützkonstruktion und nicht auslesbarem flüssigen Argon. Zur Kompensation der Energieverluste in diesem Bereich wurde eine Ausleseplatte ohne Bleikern, die von beiden Seiten mit zwei einseitigen Hochspannungsplatten umgeben ist, vor den Stahlkasten montiert.

Die Absorberplatten werden durch Distanzscheiben aus G10-Material auf einem definierten Abstand gehalten. Mit Hilfe von 9 Stahlstangen werden diese Distanzscheiben innerhalb des Plattenstapels positioniert (Abbildungen 3.2 und 3.5).

Der Schichtaufbau der Absorberplatten

Abbildung 3.6 zeigt den Aufbau der Auslese- und Hochspannungsplatten mit den mittleren gemessenen Schichtdicken [Kur91]. Jede Absorberplatte enthält als Kern eine Schicht

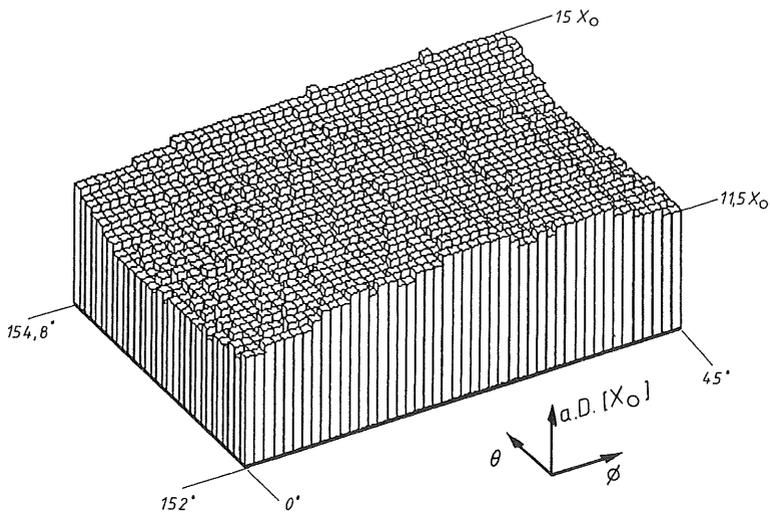
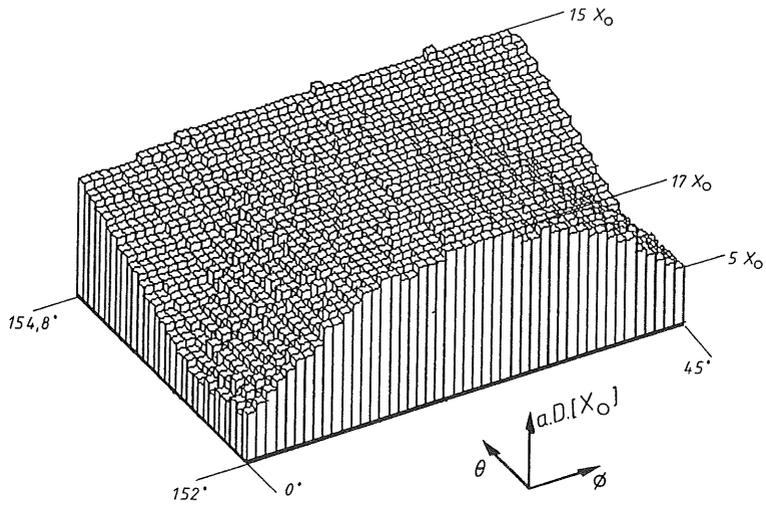


Abbildung 3.4: Aktives Detektorvolumen ($a.D.$) im Überdeckungsbereich des BBE- und des BEMC-Kalorimeters in Abhängigkeit vom Winkel θ und dem Azimutalwinkel ϕ in der oberen Darstellung ohne und in der unteren Zeichnung mit den Erweiterungen der Trapezform für das BBE-Kalorimeter.

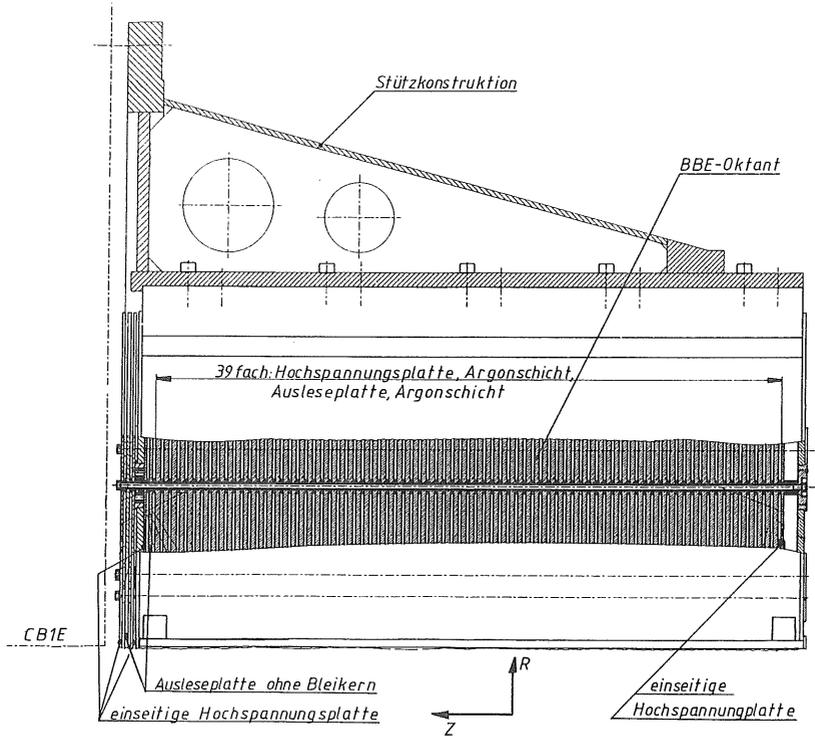


Abbildung 3.5: Darstellung eines BBE-Oktanten in einem Schnitt parallel zur Strahlachse unter einem Azimutalwinkel von 45° .

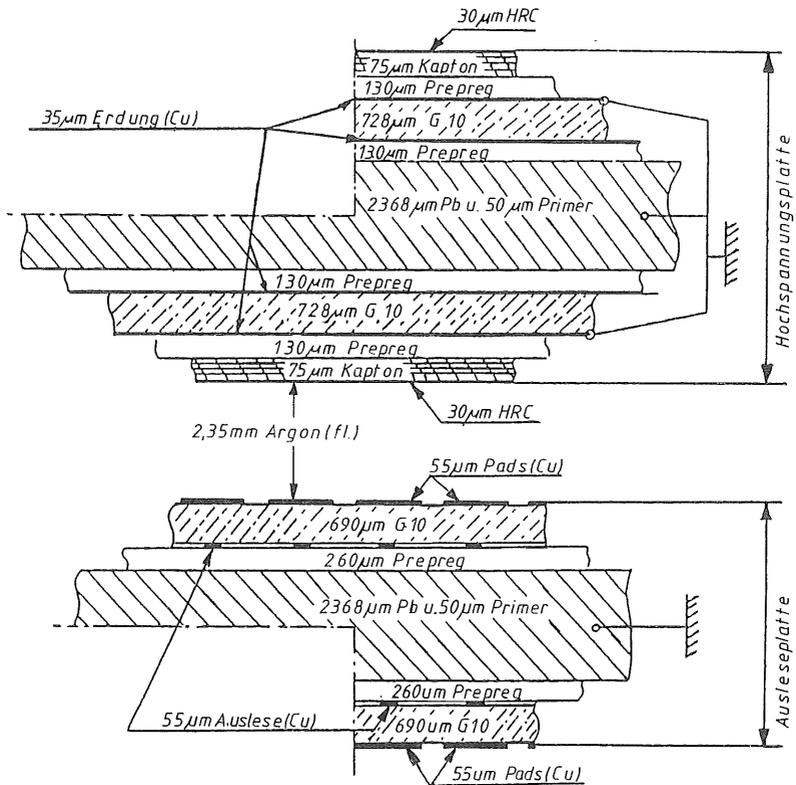


Abbildung 3.6: Schichtaufbau der Hochspannungs- und Ausleseplatten mit eingetragenen mittleren Schichtdicken [Kur91].

Blei, dem zur Verbesserung der mechanischen Eigenschaften 1,5 % Antimon zugesetzt ist. In dem Bereich, wo die Stahlstangen durch die Platte treten, ist das Blei auf einem Radius von 10 mm durch einen Aluminiumring ersetzt. Mit dieser Konstruktion werden Energieverluste in der Stange kompensiert [Len89]. Auf den Bleikern sind mit Prepreg, einem Spezialkleber, beidseitig kupferbeschichtete G10-Platinen aufgeklebt. Die Platinen der Ausleseplatten zeigen auf der dem Blei abgewandten Seite die Segmentierungseinteilung in R und ϕ (Abbildung 3.7). Auf der Rückseite sind in die geerdete Kupferfläche die Leiterbahnen zur Auslese der einzelnen Segmente geätzt. Sie führen die Signale von dem Segment zum Stecker am Rand der Ausleseplatte (Abbildung 4.5). Zur Isolation der Leiterbahnen gegen den geerdeten Bleikern wurden die G10-Platinen der Ausleseplatten mit zwei Schichten Prepreg aufgeklebt. Die beiden kupferbeschichteten Seiten der G10-Platine einer Hochspannungsplatte sind geerdet. Mit einer weiteren Schicht Prepreg wird auf die Außenseite eine Kaptonfolie aufgebracht. Nach dem Aushärten der Kleberschichten in einer Presse bei etwa 120° C und rund 70 bar wurde auf diese Kaptonfolie eine Widerstandsschicht (HRC, high resistive coating) aus einer Ruß-Epoxydharz-Mischung mit einem Siebdruckverfahren aufgetragen. Diese Widerstandsschicht kann mit dem verwendeten Kapton mit einer Spannung von mehr als 3 kV gegenüber der geerdeten Kupferschicht aufgeladen werden. Der Flächenwiderstand dieser HRC-Schicht läßt sich durch das Mischungsverhältnis von Ruß und Epoxydharz (hier 12 % Ruß und 88 % Epoxydharz) und durch die Trockenzeit bei etwa 120° C im Ofen beeinflussen. Bei den Hochspannungsplatten der BBE-Oktanten waren sie größer als 10 M Ω /cm². Die aufgetragene HRC-Schicht erfüllt verschiedene Aufgaben im Kalorimeter [Fla87]. Zum einen sind mit dieser Schicht keine zusätzlichen Abblockkondensatoren für die Auslese erforderlich, da die HRC-Schicht mit den Absorberplatten, bzw. mit den Ausleseplatten eine große Kapazität bilden. Zum anderen werden die Verstärker zur Signalauslese bei Hochspannungsüberschlägen oder Kurzschlüssen zwischen Hochspannungsplatte und Ausleseplatte geschützt, da der fließende Strom durch den hohen Widerstand der HRC-Schicht begrenzt wird.

Zwölf einzelne Leitungen versorgen die HRC-Schichten mit Spannung. Dabei sind immer die 12 HRC-Schichten von 6 aufeinanderfolgenden Hochspannungsplatten nacheinander mit den Leitungen 0–11 verbunden. Dieses Verteilungsschema wiederholt sich bis zur letzten Hochspannungsplatte, so daß jede 12. HRC-Schicht mit derselben Leitung versorgt wird. Die einzelnen Schichten sind parallel an die Leitung angeschlossen. Bei einem Kurzschluß in einer HRC-Schicht kann in diesem Fall noch Spannung an die anderen HRC-Schichten angelegt werden. Dieses Verteilungsschema gewährleistet bei einem Kurzschluß eine möglichst geringe Störung des Signals, die mit einem ortsunabhängigen Faktor korrigierbar ist [Bor87].

3.2.2 Die Segmentierung und die Auslese der Oktanten

Ein BBE-Oktant ist in 120 Zellen segmentiert. Dies ermöglicht die Richtungsbestimmung der eintretenden Teilchen und die räumliche Analyse der Signalstruktur. Abbildung 3.7 zeigt die Segmentierung der Ausleseplatten in R- und ϕ -Richtung. Die dreifache Unterteilung in R-Richtung mit unterschiedlichen Höhen Δr trägt der Schauerentwicklung im Oktanten Rechnung. Mit den gewählten Höhen Δr von 3 cm, 6 cm und 11 cm wird bei dem mittleren Einfallswinkel der Teilchen im H1 Detektor einmal vor, im und nach

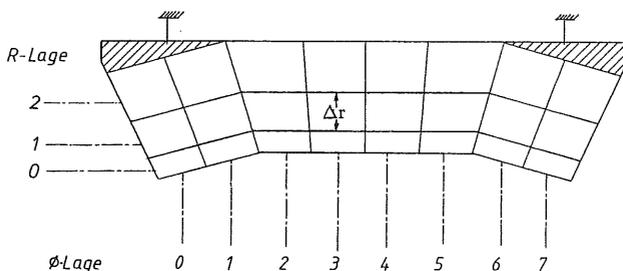


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Segmentierung der Ausleseplatten in R - und ϕ -Richtung, die schraffierten Flächen sind zur Begrenzung der Kanalkapazität geerdet.

dem Schauermaximum ausgelesen. Die oberen Ecken an den Seiten der Ausleseplatten sind geerdet. Sie werden keinem Segment zugeordnet, da in diesem Fall die Kapazität der Segmente zu groß würde, was das Verhältnis von elektronischem Rauschen zum Signal beeinträchtigt. In ϕ -Richtung ist die Ausleseplatte in acht gleich große Segmente unterteilt, die jeweils einen Azimutalwinkel von $5,6^\circ$ abdecken.

Die Segmente in R und ϕ werden auf der Rückseite der G10-Platinen mit Leiterbahnen an den Rand der Platte zu einem Stecker geführt (Abbildung 4.5), der die beiden Außenseiten der Ausleseplatte leitend verbindet und die Signale auf ein Flachbandkabel führt. Mit diesen Flachbandkabeln werden die Ausleseplatten in Z -Richtung zu fünf Segmenten zusammengefaßt. Dabei enthält das erste Segment in Protonenrichtung (Z -Segment 0) 9 und die übrigen (Z -Segment 1-4) jeweils 8 Ausleseplatten. Jedes Z -Segment wird mit zwei Flachbandkabeln ausgelesen, so daß für jede Hälfte des Oktanten ein eigenes Kabel zur Verfügung steht.

Die 120 ($3 \times 8 \times 5$) Auslesekanäle sind demnach in Z -Segmenten sortiert auf die Auslesekanal verteilt. Für die Bildung der vom Trigger benötigten Signalsummen müssen die Kanäle jedoch nach R geordnet sein. Diese Umsortierung übernimmt ein sogenanntes Mergingboard. Ein solches Mergingboard ist eine mehrlagige Platine mit dem Aufbau:

Signalebene 1	Signale in R sortiert
Ebene mit Erdpotential	
Signalebene 2	Signale in Z sortiert
Ebene mit Erdpotential	

Die Signalebenen sind zur Abschirmung von kapazitiven Kopplungen durch Ebenen, die auf Erdpotential liegen, getrennt. Mit Durchkontaktierungen zwischen den Signalebenen kann die Umsortierung hergestellt werden.

Für jeden BBE-Oktanten sind drei Mergingboards angefertigt worden. Zwei von ihnen sind gleich ausgelegt und übernehmen die Umsortierung in den Z -Segmenten 1 bis 4, jeweils für eine Hälfte des Oktanten. Das Z -Segment 0 wird separat ausgelesen und hat

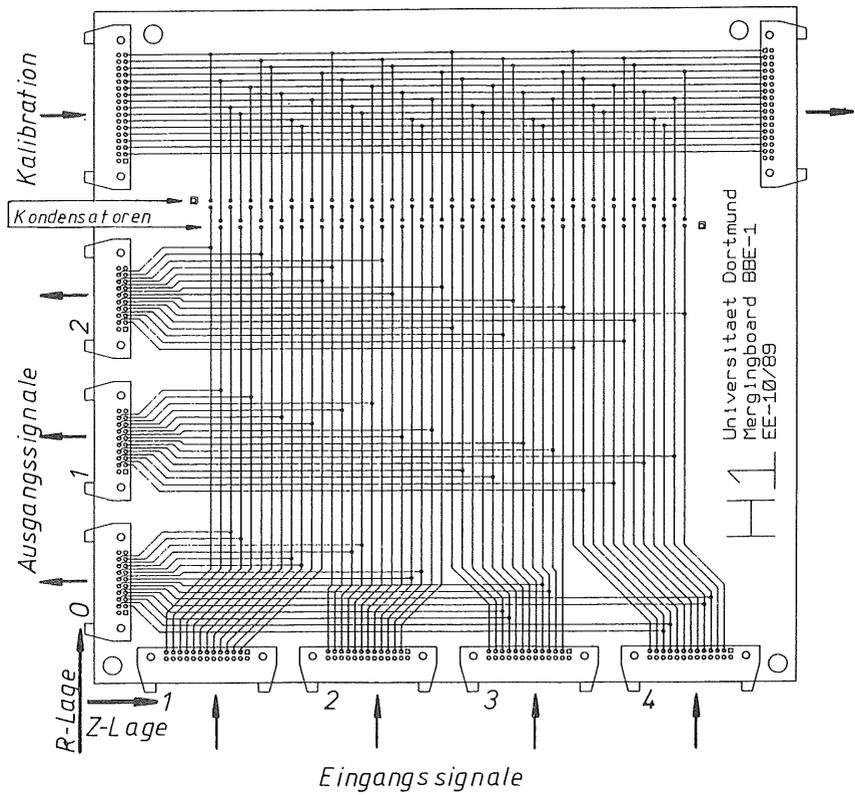


Abbildung 3.8: Auslegung eines Mergingboards für das BBE-Kalorimeter, die einzelnen Elemente sind im Text erklärt.

ein eigenes Mergingboard. Abbildung 3.8 zeigt als Beispiel ein Mergingboard für die Z-Segmente 1 bis 4. Die Umsortierung erfolgt im unteren Bereich der Platine. Die Signale werden unten zugeführt und auf der linken Seite weitergeleitet. Kapazitive Kopplungen zwischen den Signalleitungen auf den Signalebenen des Mergingboards werden durch große geerdete Flächen oder Erdleitungen zwischen den einzelnen Signalleitungen vermieden. Diese geerdeten Flächen sind in der Abbildung 3.8 nicht gekennzeichnet.

Nach der Umsortierung auf den Mergingboards wechselt die Art der Auslekabel. Am Oktanten werden die Signalleitungen auf den Flachbandkabeln durch einzelne Erdleitungen voneinander abgeschirmt. Diese Flachbandkabel sind nur etwa 0,7 m–1,2 m lang, so daß diese Art der Abschirmung ausreichend ist. Die Distanzen, die vom Oktanten bis zur Durchführung im Kryostaten zu überbrücken sind, liegen jedoch im Bereich von maximal 7 m. Nach dem Mergingboard werden deshalb spezielle Kabel verwendet, in denen jede Signalleitung von jeweils vier Erdleitungen umgeben ist. Zur Weiterleitung der 120 Signalkanäle vom Oktanten zum Mergingboard wurden 10 Flachbandkabel eingesetzt, die mit je 12 Signalleitungen belegt sind. Die acht Signalkabel nach dem Mergingboard weisen jeweils 16 Signalleitungen auf. Insgesamt sind 128 Leitungen verfügbar, aber nur 120 mit Segmenten des Oktanten belegt. Die übrigen acht Leitungen sind auf dem Mergingboard mit der Systemerde verbunden, um ein definiertes Potential in diesen Leitungen zu bekommen.

Auf den Mergingboards ist auch die Möglichkeit zur Einspeisung von Ladungspulsen in die einzelnen Segmente des Oktanten realisiert. Dies dient zur Ladungskalibration, mit der die ausgelesenen digitalisierten Signale in gemessene Ladung konvertiert werden (vgl. Abschnitt 3.3.4). Im oberen Teil des Mergingboards befinden sich die Anschlüsse für die Kalibrationsleitungen (Abbildung 3.8). Auf ihnen werden durch einen Generator Spannungspulse erzeugt, mit denen über einen Kondensator Ladungen in die einzelnen Segmente gekoppelt werden können. Von diesen Kondensatoren sind in der Abbildung 3.8 nur die Anschlußlöcher eingezeichnet. Die eingespeisten Ladungen fließen über die Auslekette zurück und werden digitalisiert. Mit der Bestimmung der Abhängigkeit des digitalisierten Signals von der eingespeisten Ladung kann die Ladungskalibration errechnet werden (vgl. Gleichung 3.3 in Abschnitt 3.3.4).

Die Koppelkondensatoren sind zur Vermeidung von kapazitivem Übersprechen versetzt auf dem Mergingboard angeordnet (Abbildung 3.8). Zusätzlich wurden sie zur Abschirmung mit Kupferfolie umwickelt, die mit der Erde des Mergingboards verbunden ist. Messungen mit den Mergingboards ergaben, daß die kapazitiven Kopplungen zwischen den Kondensatoren und den Auslekleitungen im Rahmen der Meßgenauigkeit von 0,03 pF mit Null verträglich sind.

3.3 Das Kalibrationsexperiment

Die Messungen zur absoluten Kalibration für den Kalorimeterring BBE wurden im April 1990 am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf durchgeführt. Wegen der zeitlichen Überlagerung dieser Testperiode mit der anstehenden Installation des Ringes im H1 Detektor wurde für diese Messungen ein zusätzlicher Oktant produziert, der in seiner Bauweise denen des Ringes entspricht. Die Messungen dienten zur Ermittlung der

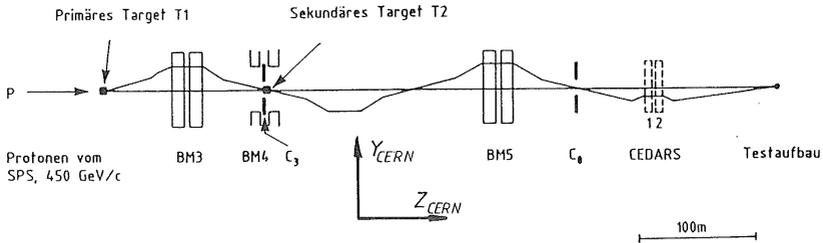


Abbildung 3.9: *Optik des Teststrahls H6, vertikaler Schnitt.*

absoluten Kalibration, der Untersuchung der Linearität und der Auflösung der Energiemessung für Elektronen mit einem BBE-Oktanten. Außerdem wurden Ereignisse mit Elektronen für die Analyse der räumlichen Homogenität aufgezeichnet. Die Aufnahme von Pion-Ereignissen während dieser Messungen ermöglicht die Bestimmung der Eigenschaften eines BBE-Oktanten bezüglich der Trennung von Elektronen und Pionen.

3.3.1 Der Aufbau

Für die Messungen wurde der H6-Teststrahl genutzt, dessen Optik die Abbildung 3.9 darstellt [H6-81]. Zur Erzeugung des H6-Strahls werden Protonen aus dem SPS (Super Proton Synchrotron) mit einer Energie von etwa 450 GeV auf ein Target T1 gelenkt und Sekundärteilchen wie Elektronen, Pionen oder Myonen mit einer Energie zwischen 3,7 GeV und 250 GeV produziert. Im tertiären Betriebsmode, der für die vorliegenden Messungen benutzt wurde, fokussieren und lenken Quadrupole und Ablenkmagnete (BM3, BM4) die Sekundärteilchen auf ein zweites Target T2, wobei die Kollimatoren (C3) die Strahlbreite begrenzen. Durch weitere Magnete (BM5) und Kollimatoren (C8) werden anschließend alle Teilchen aus dem Strahl entfernt, deren Impuls von dem gewünschten Impuls abweicht. Im tertiären Betriebsmode sind Teilchenimpulse unter 100 GeV/c erreichbar. Die Breite der Impulsverteilung wird durch die Magnete und die Kollimatoren bestimmt und beträgt $\delta p/p = 0.8\%$ für Pionen, sowie für Elektronen [Bra87]. Die Genauigkeit des mittleren Impulses liegt bei [Dob91]:

$$\frac{\delta \langle p \rangle}{\langle p \rangle} = \pm 0.5\% + \frac{150 \text{ MeV}}{\langle p \rangle} \quad (3.1)$$

und muß bei der Abschätzung der systematischen Unsicherheiten in der Kalibration mit eingerechnet werden. Die Teilchenpulse werden vom SPS mit einer Wiederkehrzeit von 14,4 s und einer Dauer von 2,4 s geliefert.

Den Magneten und Kollimatoren folgen zwei differentielle Čerenkov-Zähler (CEDAR) zur Teilchenidentifizierung im Strahl [Bov82]. Für den Winkel θ des abgestrahlten

Čerenkovlichtes zur Achse des Zählers gilt: $\cos(\theta) = \frac{1}{n \cdot \beta}$ mit n , dem Brechungsindex der durchquerten Materie und $\beta = v/c$, der Teilchengeschwindigkeit in der Einheit der Lichtgeschwindigkeit. In den vorhandenen CEDARs waren jeweils acht Photomultiplier unter einem festen Winkel θ zur Strahlachse installiert. Das Čerenkovlicht wurde für die unterschiedlichen Teilchenimpulse durch die Variation des Brechungsindex über Druckänderungen im Heliumgas auf diese Photomultiplier gelenkt. Bei hohen Teilchenimpulsen verkleinern sich die notwendigen Druckunterschiede zum Nachweis von Elektronen und Pionen. Für 20 GeV liegen sie bei etwa 0,7 bar, hingegen bei 60 GeV nur noch bei einem Zehntel dieses Wertes [Bov82]. Die Qualität der Teilchenidentifikation mit diesen CEDARs nimmt daher mit steigenden Teilchenimpulsen ab. Beide CEDARs waren während der Datennahme auf die zu messende Teilchenart eingestellt.

Im weiteren Verlauf des H6-Teststrahls folgen nach den CEDARs noch ein Ablenkmagnet zur Höhenregulierung des Strahls, ein Fingerzähler (B1) aus Szintillatormaterial und eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC1) an. Vor der MWPC1 stehen zwei Ebenen aus Szintillatormaterial (W1,W2), deren Flächen die MWPC1 abdecken. Sie geben bei einem koinzidenten Signal in beiden Ebenen das Triggersignal für die Auslese der im Strahlengang vorhandenen Vieldrahtproportionalkammern. Der Ablenkmagnet, der Fingerzähler B1, die MWPC1 und die Zähler W1 und W2 befinden sich etwa 24 m vor dem Kryostaten und sind nicht abgebildet.

Den anschließenden Aufbau des Kalibrationsexperimentes im HERA-Bereich verdeutlicht die Abbildung 3.10. Zusammen mit dem zweiten Fingerzähler B2 wird der Strahlquerschnitt für akzeptierte Ereignisse auf $3 \times 3 \text{ cm}^2$ begrenzt. Die beiden Vieldrahtproportionalkammern, MWPC1 und MWPC2 bestehen aus je zwei Drahtebenen mit jeweils 125 Drähten in einem Abstand von 2 mm. Die Drahtebenen sind um 90° zueinander gedreht, so daß mit ihnen die Koordinaten senkrecht zum Strahl und damit die Strahlage gemessen wird. Die MWPCs ermöglichen durch die Forderung nach Single Cluster Hits die Verwerfung von Ereignissen mit zwei oder mehr Strahlteilchen, deren Signale sich im Kalorimeter zeitlich überlappen. Teilchen aus dem Strahlhalo, die eine schräge Spur aufweisen, können mit Hilfe des Vetosystems, bestehend aus Lochzähler (HC) und Vetowand (VM) identifiziert werden. Eine 1 cm dicke Bleiwand erhöht die Signaleffizienz der Vetowand für niederenergetische Photonen, welche in dieser Bleiwand aufschauern. Diese Photonen können z.B. durch Bremsstrahlung von einem Elektron emittiert oder bei einem Pion-Strahl durch Zerfälle von π^0 in zwei Photonen erzeugt worden sein. Auch diese Ereignisse sollen möglichst verworfen werden. Die Eisenwand zwischen Kryostat und Vetowand verhindert ein Signal in der Vetowand von Teilchen, die aus dem Kalorimeter zurückgestreut werden. Die Myonwände M1 und M2 aus Szintillatormaterial dienen zur Feststellung von Energieverlusten hinter dem Kalorimeter und zur Selektion von Myonen im Strahl. Das eingezeichnete Eisen-Streamer-Rohr Kalorimeter wurde bei diesen Messungen nicht ausgelesen.

Die Anordnung der Kalorimeter-Prototypen entsprach der Situation im H1 Detektor. Die relative Lage zum Strahl ist in Abbildung 3.11 zu erkennen. Die Längsachse der Kalorimeter schloß mit der Strahlachse einen Winkel von 36° ein. Die Position des Eintrittsortes in der Richtung X_{CERN} konnte durch die Verschiebung des Kryostaten erfolgen. Die Höhe Y_{CERN} des Eintrittsortes wurde durch die Höhenverstellung des Strahls mittels des Ablenkmagneten 24 m vor dem Kryostaten variiert. Der höhenverstellbare

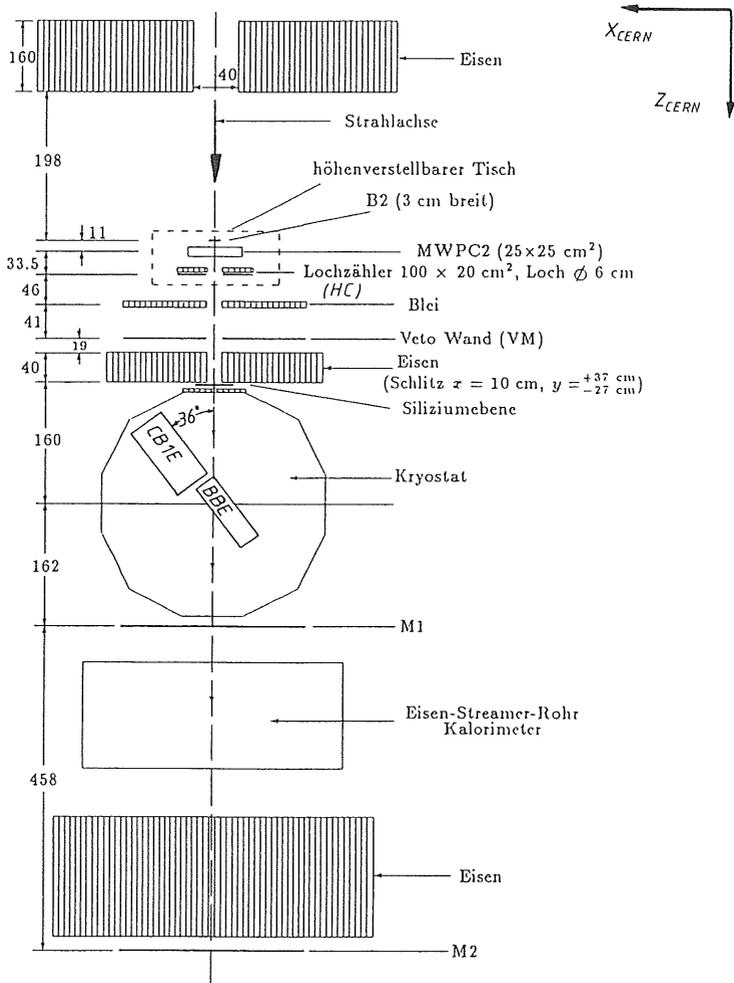


Abbildung 3.10: Aufbau der Kalibrationsmessungen nach einer Darstellung in [Zei91], die Maße sind in cm angegeben.

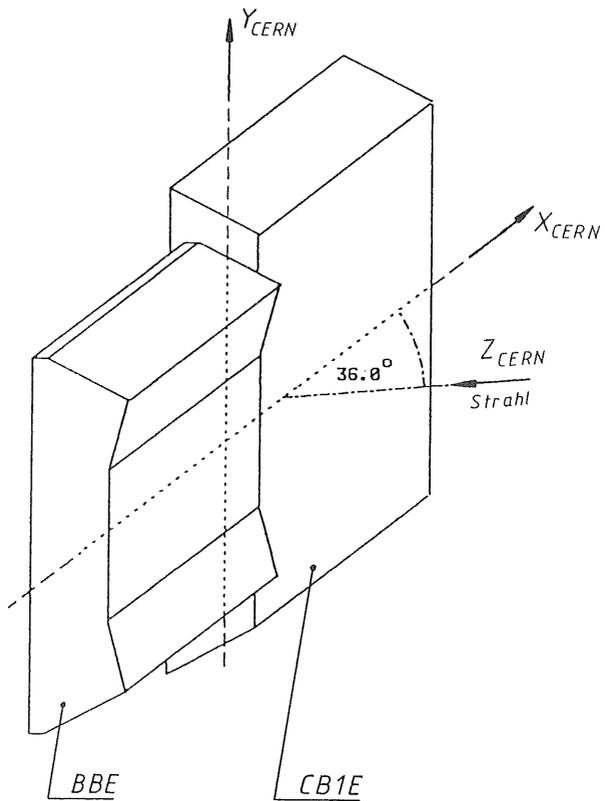


Abbildung 3.11: Anordnung der Prototypen im Kryostat, nach einer Darstellung in [Obr91].

Tisch mit dem Fingerzähler B2, der MWPC2 und dem Lochzähler HC wurde entsprechend nachgefahren.

3.3.2 Der Trigger

Während des Strahlpulses von 2,4 s Dauer durchqueren viele Teilchen das Kalorimeter, deren Signal nach etwa $2 \mu\text{s}$ in digitalisierter Form vorliegt. Da die Auslese nicht jedes Ereignis abspeichern kann und nicht alle Ereignisse zur Kalibration verwendbar sind, muß eine Vorselektion erfolgen. Der Trigger übernimmt diese Funktion, indem er ein Startsignal an die Auslese-Elektronik gibt, wenn ein Ereignis eingetreten ist, das vorher definierte Bedingungen erfüllt. Der Trigger spricht auf verschiedene Arten von Ereignissen an. Zunächst einmal reagiert er auf die Ereignisse, die durch reale Teilchen ausgelöst wurden, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

e/pi/mu	$B1 \wedge B2 \wedge \neg VM$	Teilchen auf der Strahlachse
pi	$C1 \wedge e/pi/mu$	Teilchen von CEDAR1 identifiziert und auf der Strahlachse
e	$C2 \wedge e/pi/mu$	Teilchen von CEDAR2 identifiziert und auf der Strahlachse
muon	$VM \wedge M1 \wedge M2$	das Teilchen ist mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Myon außerhalb des Strahlengangs
MWPC	$W1 \wedge W2$	Teilchen erzeugte ein Triggersignal für MWPC1 und MWPC2

Für die Überwachung der Funktion des Kalorimeters während der Datennahme werden zusätzliche Ereignisse aufgezeichnet, wie:

- gepulste Ereignisse (Kalibrationsereignisse), bei denen zur Überprüfung der Güte der Ladungskalibration Ladungen über das Mergingboard in die Ausleseketten gepulst werden;
- leere Ereignisse, bei denen sich kein Teilchen im Kalorimeter befindet und damit den Untergrund durch das Rauschen im Kalorimeter zeigt.

Zu den leeren Ereignissen gehören die sogenannten Random Ereignisse, die während des Teilchenpulses aufgezeichnet werden, wenn 10 ms nach einem Triggersignal kein Teilchen in das Kalorimeter eingetreten ist. Mit den 10 ms wird sichergestellt, daß der Schauer des vorausgegangenen Teilchens im Kalorimeter abgeklungen ist. Diese Ereignisse dienen zur Überprüfung des Rauschens während des Teilchenpulses. Außerdem gibt es als leere Ereignisse die Artificial Ereignisse, die außerhalb des Teilchenpulses aufgrund eines Softwaretriggers genommen werden. Die relative Häufigkeit der verschiedenen Ereignisklassen ist für die Datennahme durch einen Prescaler einstellbar.

Bei der Dichte der Ereignisse während des Teilchenpulses können sich Signale überlagern, dann spricht man von einem Pileup. Um zu vermeiden, daß sich vor einem

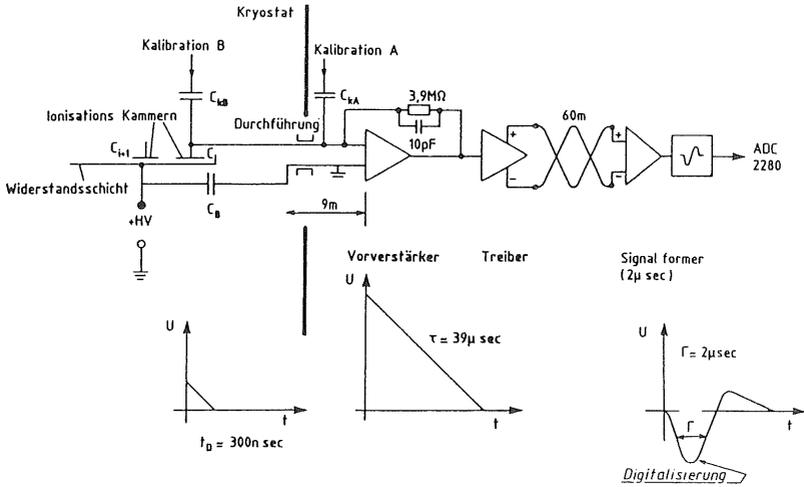


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Ausleseketten [Gre90].

aufgezeichnetem Ereignis schon ein Teilchen im Kalorimeter befand, wird die Trigger-Signal-Erzeugung für $10 \mu s$, was ungefähr der Abklingzeit eines Signals in der Elektronik entspricht, durch ein Early-Pileup-Signal blockiert. Dieses wird 100 ns nach dem Auftreten einer der folgenden Bedingungen ausgelöst:

$$(MWPC) \vee (W1 \wedge W2 \wedge \neg HC) \vee (VM \wedge M2) \vee (M1 \wedge M2),$$

wobei $MWPC$ als Koinzidenz zwischen $W1$ und $W2$ definiert ist. Mit diesen Bedingungen ist es sehr wahrscheinlich, daß ein Teilchen in das Kalorimeter eintritt. Wird eine dieser Bedingungen $3 \mu s$ nach einem genommenen Ereignis erfüllt, dann wird das Late-Pileup-Signal für eine nachträgliche Überlagerung von Ereignissen gesetzt. Die so markierten Ereignisse können bei der späteren Datenanalyse verworfen werden. Einzelheiten zum Trigger können [Rie89] entnommen werden.

3.3.3 Das elektronische Auslesesystem

Bei den vorliegenden Kalibrationsmessungen wurden insgesamt 512 Kanäle ausgelesen, davon waren aber nur 408 mit Kalorimeterzellen verbunden. Das Modul BBE belegte 128 Signalleitungen. Da ein Oktant des BBE-Ringes aufgrund seiner Segmentierung 120 Auslese-Einheiten aufweist, die sich auf 16-adrige Auslesekanäle verteilen, wurden 8 der Signalleitungen zur Definition ihres Potentials direkt auf dem Mergingboard geerdet. Das Schema für die Auslese der Kalorimeterkanäle verdeutlicht Abbildung 3.12 und es wird in Anlehnung an die Darstellung in [Gre90] näher erläutert.

In den Kalorimetersegmenten C_i oder C_{i+1} erzeugt ein durchquerendes geladenes Teilchen freie Ladungsträger, die bei ihrer Bewegung im angelegten elektrischen Feld einen positiven Stromimpuls von etwa 300 ns Dauer induzieren. Dieser Stromimpuls wird über 9 m lange Kabel aus dem Kryostat zur ersten Vorverstärkerstufe geleitet, der daraus einen Stromimpuls von etwa $39 \mu\text{s}$ Dauer generiert. Diese Zeitkonstante ergibt sich aus dem RC-Rückkoppelglied des Operationsverstärkers. Anschließend erzeugt ein Treiber aus dem unipolaren Signal ein bipolares, das für die folgende Übertragung mit 60 m langen Kabeln zur zweiten Verstärkerstufe im Meßraum besser geeignet ist. Dort formt nach der Verstärkung ein Signalformer das Ausgangssignal mit einer Halbwertsbreite von etwa $2 \mu\text{s}$, das als letztes durch einen ADC (Analog-Digital-Konverter) mit einem dynamischen Bereich von 12 Bit, in sogenannte ADC-Counts digitalisiert wird. Die Digitalisierung erfolgt zur Reduzierung des kapazitiven Übersprechens zwischen den Verstärkern direkt nachdem das Signal das Minimum (Abbildung 3.12) erreicht hat [Fla86]. Der genaue Zeitpunkt wurde durch Messungen mit Kalibrations- und Teilchenereignissen am Beginn jeder Testperiode festgelegt.

Es gibt für die Datennahme verschiedene Prozessoren, die folgende Aufgaben erfüllen. Ein 68k-Prozessor koordiniert zusammen mit einem Sequencer die zeitliche Abfolge der Signale und das Pulsen für die Kalibrationsereignisse. Dieser Prozessor schreibt die Signale in einen FIFO-Speicher (First In First Out). Der sogenannte CAB, ein schneller 16 Bit-Mikroprozessor, liest die Signale aus dem FIFO-Speicher. Er dekodiert die digitalisierten Signale innerhalb von 2 ms und verwendet weitere 2 ms für Operationen wie z.B. die Konversion der digitalisierten Signale in Ladung [Mar89]. Der CAB sendet die Signale nach Ereignissen zusammengefaßt an einen Micro-Vax-Rechner. Dieser Micro-Vax-Rechner übernimmt die zentrale Steuerung. Er regelt nicht nur die Funktionen des 68k- und des CAB-Prozessors, sondern schreibt die genommenen Daten auf ein Magnetband und erlaubt durch das Erstellen einiger Histogramme eine sofortige Kontrolle der Datennahme.

3.3.4 Die Ladungskalibration

Die erzeugten Signale liegen am Ende der Auslekette in digitalisierter Form vor. Über eine Ladungskalibration kann aus der Höhe des digitalen Signals auf die gesammelte Ladung zurückgeschlossen werden. Damit wird die Absolut-Kalibration des Kalorimeters weitestgehend unabhängig von der Auslese-Elektronik. Zur Ladungskalibration sind zwei Möglichkeiten vorgesehen, die in Abbildung 3.12 eingezeichnet sind. Bei beiden Kalibrationswegen wird über einen Koppelkondensator nach $Q_p = C \cdot U$ mit einem Generatorpuls eine bekannte Ladung in die Auslekette eingespeist. Wird nun die gepulste Ladung in ihrer Höhe variiert, so läßt sich die Höhe des Ausgangssignals in Abhängigkeit von der eingespeisten Ladung parametrisieren.

Bei der sogenannten warmen Kalibration (A) wird über einen Koppelkondensator mit der Kapazität $(10 \pm 0,1) \text{ pF}$ die gepulste Ladung direkt vor der ersten Verstärkerstufe eingebracht. Sie wird im allgemeinen nur für den Test der Auslekette eingesetzt, da sich die eingespeiste Ladung auf zwei Wege aufteilt. Ein Anteil geht direkt zum Vorverstärker, dagegen läuft der andere Teil erst zum Kalorimeter, wird dort reflektiert und erreicht den Vorverstärker mit einer zeitlichen Verzögerung.

Für die zweite Kalibrationsmöglichkeit, der kalten Kalibration (B), werden die gepulsten Ladungen über das Mergingboard sehr nahe am Kalorimeter eingespeist. Die Kapazität der Koppelkondensatoren beträgt in diesem Fall ($47 \pm 0,1$) pF. Diese Methode erlaubt den Test der gesamten Auslekette, vom Kalorimeter bis zum Ausgangssignal, und wurde wegen ihrer Präzision zur Ladungskalibration eingesetzt. Die warme Kalibration kann zur Ladungskalibration verwendet werden, wenn einzelne Pulserleitungen der kalten Kalibration ausfallen, was jedoch bei den analysierten Testmessungen nicht auftrat.

Zur Bestimmung der Konversionsfunktion, mit welcher das digitale Signal X in die gemessene Ladung Q umgerechnet werden kann, wurden 20 unterschiedliche Ladungsmengen Q_p , jeweils gleichzeitig in alle Auslese-Kanäle des Kalorimeters gepulst und anschließend das digitale Signal aufgezeichnet. Für die Konversionsfunktion wird ein Polynom dritten Grades angesetzt, um die Nichtlinearitäten in der Analog-Digital-Umwandlung zu berücksichtigen [Jac89]:

$$q = p_0 + p_1 \cdot X \quad (3.2)$$

$$Q = q + p_2 \cdot q^2 + p_3 \cdot q^3 \quad (3.3)$$

Q ist die aus dem gemessenen digitalen Signal X rekonstruierte Ladungsmenge in einem Kanal. Mit der Annahme, daß die gemessenen Ladungen gleich der gepulsten Ladungen sind, können die Parameter (p_0, p_1, p_2, p_3) durch eine Anpassung an die gemessene Abhängigkeit des digitalen Signals X zur gepulsten Ladung Q_p bestimmt werden. Die Anpassung erfolgte separat für jeden Kanal, so daß die Konversion des digitalen Signals in gemessene Ladung für jeden Kanal durch einen Parametersatz (p_0, p_1, p_2, p_3) beschrieben wird.

Die Güte der Kalibration während der Datennahme kann mit den aufgezeichneten gepulsten Ereignissen überprüft werden. Bei diesen Ereignissen wurde in alle Kanäle gleichzeitig über die kalte Kalibration eine Ladung von rund $7,5$ pC gepulst. Bei der späteren Analyse dieser Ereignisse sollte in jedem Kanal diese Ladung aufgezeichnet sein. Die Abweichung von dieser Ladung ist ein Maß für die Güte der Kalibration. Die Abweichungen lagen bei den Testmessungen des BBE-Oktanten unter $0,1$ % und werden in der Abschätzung für den systematischen Fehler der Kalibration berücksichtigt.

3.4 Die Monte Carlo Simulation des Kalibrationsexperimentes

Das in der vorliegenden Analyse verwendete Monte Carlo Simulationsprogramm ist ein Bestandteil der Software der H1-Kollaboration. Die Grundlage dieses Simulationsprogrammes bildet das Programmpaket GEANT [Bru87] in der Version 3.14/16. Das Programm GEISHA 8 [Fes85] simulierte die hadronischen Schauer. Die Simulation der einzelnen Schauerteilchen erfolgt bis zu einer gesetzten Mindestenergie. Wird diese Mindestenergie erreicht, so werden die Teilchen gestoppt und ihre restliche kinetische Energie lokal deponiert. Diese Mindestenergie lag für alle Teilchen, außer Photonen, bei 1 MeV. Für Photonen wurde eine niedrigere Mindestenergie von $0,2$ MeV gewählt, um den Transition-Effekt, der für niederenergetische Photonen eine wichtige Rolle spielt, korrekt zu beschreiben. In dem Monte Carlo Simulationsprogramm wird die aufgrund von Rekombinations-

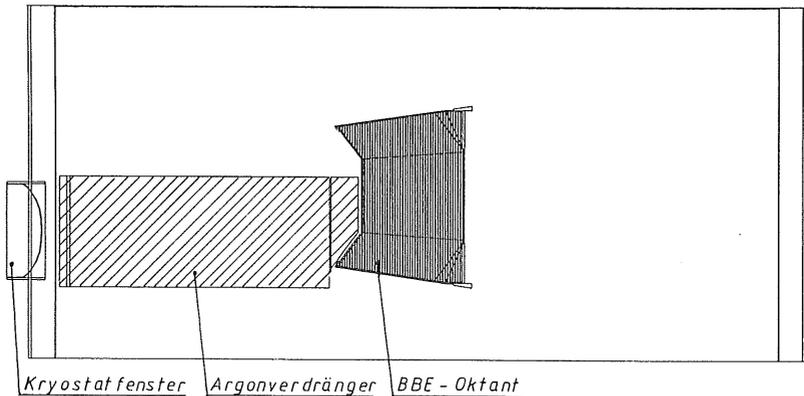


Abbildung 3.13: Aufbau der Geometrie im Simulationsprogramm.

effekten verringerte Effizienz der Ladungssammlung nach dem Birk'schen Gesetz gemäß Abschnitt 2.5.2 mit einem k_b von $4,5 \text{ g}/(\text{GeVcm}^2)$ [Gre90] berücksichtigt.

Die Geometrie in diesem Monte Carlo Programm entspricht dem beschriebenen Aufbau der Testmessungen. Sie wurde nach Angaben in technischen Zeichnungen in das Simulationsprogramm implementiert. Speziell für den Bereich im Kryostaten ist sie in Abbildung 3.13 dargestellt. Am linken und am rechten Rand der Abbildung sind die Kryostatwände zu erkennen. Der Strahl kommt von links und am linken Rand ist auch das Kryostatfenster für den Strahleintritt sichtbar. Zwischen Kryostatfenster und Oktant befindet sich ein sogenannter Argonverdränger (schräg schraffiert). Dieser hat die Aufgabe das inaktive flüssige Argon vor dem Kalorimeter zu verdrängen. Er ist aus Rohacell gefertigt und die Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter wird durch ihn von ungefähr 8 Strahlungslängen auf etwa 0,65 Strahlungslängen gesenkt. Der Aufbau der Geometrie wird in Abbildung 3.13 in einem Schnitt gezeigt, deren Ebene durch die Strahlachse und der Y_{CERN} -Achse aufgespannt wird. Der BBE-Oktant ist also unter einem Winkel von 36° zu sehen. Er entspricht dem Einfallswinkel des Teilchenstrahls. Die senkrechte Schraffur markiert die einzelnen Schichten im Oktanten bei dem Schnitt unter diesem Winkel.

Die Teilchen starten in den simulierten Ereignissen vom Tisch vor dem Kryostaten (Abbildung 3.10). Das Material in der Strahlführung wurde durch eine entsprechende Erhöhung der Dichte in den Argonverdränger berücksichtigt. Die Verteilung der Teilchenimpulse entsprach mit 0,8 % der in Gleichung 3.1 angegebenen Schwankungsbreite im Teststrahl. Die Verteilung der Eintrittsorte um den nominalen Einschusspunkt wurde durch eine Gaußfunktion angenähert, deren Standardabweichung den mit der MWPC2 (Abbildung 3.10) gemessenen Strahlprofilen entspricht.

Zur Reduktion der Rechenzeit wurden die einzelnen Schichten der Absorberplatten (Abbildung 3.6) durch eine mittlere Mischung ersetzt. In der Simulation wurden folgende Eigenschaften der Materialien im Kalorimeter verwendet:

Material	A	Z	Dichte [g/cm ³]	X_0 [cm]	λ [cm]	$dE/dX _{min}$ [MeV/cm]
flüssiges Argon	39.95	18.00	1.40	14.00	77.20	1.98
Hochspannungsplatte	179.98	71.52	6.75	1.07	28.36	7.59
Ausleseplatte	182.00	72.31	7.04	1.01	27.47	7.86

Die Flüssig-Argon Schichten haben in der Geometrie des Simulationsprogrammes die nominale Dicke von 2,35 mm. Für den Testoktanten ergab die Messung bei der Mittelung über alle Segmente eine Schichtdicke von 2,368 mm [Kur91a]. In einem Schauer liefert jedoch nur ein Bruchteil der Kanäle einen großen Beitrag zum Signal. Bei der Eintrittsposition der Teilchen in den Runs, die für die Kalibration verwendet wurden, ergibt sich mit den acht signifikant beitragenden Kanälen eine mittlere Schichtdicke von 2,356 mm. Setzt man eine lineare Abhängigkeit des Signals von der Schichtdicke des flüssigen Argons an, so läßt sich hiermit eine systematische Unsicherheit in der Signalhöhe von 0,3 % abschätzen. Diese Unsicherheit wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

Kapitel 4

Die Auswertung der Kalibrationsmessungen

In diesem Kapitel wird die Auswertung der Kalibrationsmessungen im Teststrahl beschrieben. Nach der Erläuterung der Ereignis Selektion und der notwendigen Korrekturen der gemessenen Signale werden Ergebnisse einer Analyse der Daten bezüglich der räumlichen Homogenität und bezüglich der Linearität des Signals mit der Energie der Strahlteilchen dargestellt.

4.1 Die Selektion der Ereignisse

Die Messungen erfolgten in einzelnen sogenannten Runs. Da sie verschiedenen Untersuchungszwecken dienten, unterscheiden sie sich in der Energie der Strahlteilchen, dem Eintrittsort der Teilchen und in der Anzahl der getriggerten und aufgezeichneten Ereignisse. Für die Runs zur Überprüfung der zeitlichen Stabilität, der räumlichen Homogenität und der Linearität des Signals wurden jeweils etwa 10000 Ereignisse auf das Magnetband geschrieben. Dagegen enthalten die Runs zur Bestimmung der Abhängigkeit der Signalthöhe von der angelegten Hochspannung (Hochspannungskurve) nur je 5000 Ereignisse.

Unter den aufgezeichneten Daten finden sich neben den Ereignissen durch Strahlteilchen auch noch andere Ereignisarten. Dies wurde schon im Abschnitt 3.3.2 über den Trigger erläutert. Die zur Analyse zugelassenen Daten durften nicht als Kalibrationsereignisse oder als leere Ereignisse gekennzeichnet sein. Außerdem mußten die Strahlbedingungen $B1 \wedge B2$ und $\neg VM \wedge \neg HC$ erfüllt sein. Auch die mit einem Pileup-Signal gekennzeichneten Ereignisse wurden verworfen. Die Teilchenidentifizierung erfolgte zum einen durch die Forderung $\neg(M1 \wedge M2 \wedge VM)$ gegen Myonen und durch die Forderung, daß beide Čerenkovzähler mit mindestens sechs Photomultipliern angesprochen haben mußten ($C1 \wedge C2$). Diese Und-Verbindung der beiden Čerenkovzähler reduziert die Anzahl der akzeptierten Ereignisse auf ein Drittel. Eine durchgeführte Triggerstudie zeigte mit der Forderung nach nur einem gesetztem CEDAR bei Elektronen mit hohen Energien einen zu großen Untergrund an Pionen. Dieser ist durch die sinkende Güte der Teilchenidentifikation der CEDARs mit zunehmender Teilchenenergie begründet. Myonen im Strahl, die

das Kalorimeter ohne inelastische Wechselwirkung durchquerten, wurden durch die Bedingung verworfen, daß die Myonwand M2 einen Treffer verzeichnet hatte. Die Myonwand M1 direkt hinter dem Kryostaten wurde für die selektierten Ereignisse nicht abgefragt, da aufgrund der Tiefe des BBE-Prototypen von ungefähr 25 Strahlungslängen Energieverluste von maximal 2 % der Einfallsenergie hinter dem Kalorimeter zu erwarten sind [Obr91]. Diese Energieverluste führen in 10 % der selektierten Ereignisse zu einem Treffer in der Myonwand M1. Durch das Setzen der Bedingung $\neg M1$ würden vollständig absorbierte Teilchen bevorzugt selektiert, was aber nicht der Situation im H1 Detektor entspricht.

Am Ende der Selektion stehen von den 5000, bzw. 10000 aufgezeichneten Ereignissen nur noch rund 25 % für die Analyse zur Verfügung.

4.2 Die Korrekturen der gemessenen Signale

Die Ergebnisse aus den Kalibrationsmessungen sollen für die absolute Kalibration des BBE-Kalorimeters im H1 Detektor verwendet werden. Daher ist es notwendig, alle lokalen Einflüsse, die nur durch den speziellen Aufbau der Messungen gegeben sind, zu korrigieren. Hierzu zählen unter anderem der Grad der Verunreinigung des Argons oder die Einflüsse der Auslese-Elektronik, die schon zum größten Teil durch die Kalibration auf die gesammelte Ladung und nicht auf die Höhe des digitalisierten Signals, unterdrückt werden. Im folgenden werden die zusätzlich notwendigen Korrekturen in der Reihenfolge ihrer Anwendung mit ihren Auswirkungen auf das Ladungssignal näher erläutert.

4.2.1 Die Drift im Pedestal

Das Pedestal ist die Nulllage des ADCs und kann aus der Ladungskalibration durch Extrapolation auf die gepulste Ladung Null bestimmt werden. Mit der Gleichung 3.3 und der Bedingung, daß die Ladung Q für das Pedestal P Null sein muß, erhält man in Gleichung 3.2:

$$q = p_0 + p_1 \cdot P = 0 .$$

Dies bedeutet für die Parameter p_0 und p_1 der Kalibrationsfunktion:

$$\Rightarrow -\frac{p_0}{p_1} = P .$$

Die Ladungskalibration wurde in der Regel einmal pro Tag durchgeführt. Das mit der Kalibration berechnete Pedestal P kann von der wahren Nulllage \hat{P} abweichen, wenn sich in der Zeit zwischen den Kalibrationen das elektronische Rauschen verändert hat. Es wird im folgenden angenommen, daß die Verschiebung des Pedestals von P nach \hat{P} eine Verschiebung in der Ladung Q bewirkt, die mit der Kalibrationsfunktion berechnet wird. Die Verschiebung läßt sich in niedrigster Ordnung formulieren als:

$$q_{korr} = q - q_{off}$$

mit

$$\begin{aligned}
q_{korr} &= \text{korrigierte Ladung,} \\
q &= \text{Ladung nach Gleichung 3.2,} \\
q_{off} &= p_1 \cdot (P - \hat{P}).
\end{aligned}$$

Für das andere Pedestal \hat{P} muß die neue Kalibration gerade die Ladung Null ergeben, was für die beiden neuen Parameter \hat{p}_0 und \hat{p}_1 bedeutet:

$$-\frac{\hat{p}_0}{\hat{p}_1} = \hat{P} .$$

Diese Voraussetzungen führen zu den neuen Parametern der Ladungskalibration [Grä91]:

$$\begin{aligned}
\hat{p}_3 &= p_3 \cdot \left(\frac{p_1}{\hat{p}_1}\right)^3 , \\
\hat{p}_2 &= (3 p_3 q_{korr} + p_2) \cdot \left(\frac{p_1}{\hat{p}_1}\right)^2 , \\
\hat{p}_1 &= p_1 \cdot (1 + 2 p_2 q_{korr} + 3 p_3 q_{korr}^2) , \\
\hat{p}_0 &= -\hat{p}_1 \cdot \hat{P} .
\end{aligned}$$

Der Wert des Pedestals in den Runs läßt sich aus der Analyse der mitaufgezeichneten Rauschereignisse für jeden einzelnen Auslesekanal bestimmen. Die neuen Parameter der Ladungskalibration wurden für alle aufgezeichneten Runs separat berechnet. Die Analyse zeigt, daß für die Runs mit unterschiedlicher Strahlenergie das \hat{P} um 0,12 bis 0,3 ADC-Counts, bzw. um 0,7 bis 1,7 % größer ist als das mit der Ladungskalibration errechnete Pedestal P. Die Größe der Abweichung ist vom zeitlichen Abstand zur letzten Ladungskalibration abhängig.

Die Auswirkung der Korrektur auf die gemessene Ladung pro Strahlenergie verdeutlicht Abbildung 4.1. Den größten Einfluß übt diese Korrektur auf die kleinste Strahlenergie aus. Bei ihr sind die Signale am niedrigsten und geringe Verschiebungen in dem Pedestal haben eine große Wirkung, was durch die Relativierung mit der Strahlenergie in der Größe Q/E_{Strahl} noch betont wird. Die Korrektur bewirkt wegen des festgestellten höheren Pedestals \hat{P} eine Absenkung des Signals um bis zu 5 %. Diese Korrektur bestimmt die Form der Kurve der Linearitätsabweichungen für die gemessenen Strahlenergien. Alle noch folgenden Korrekturen verschieben die Punkte der Kurve nur parallel zu kleineren oder größeren Signalen hin. Die relative Auflösung wird durch die Verwendung der neuen Werte für das Pedestal von etwa 14,5 % auf rund 12,5 % in der Größe $\sigma(Q) / \langle Q \rangle \cdot \sqrt{E}$ verbessert.

Im folgenden werden einige Eigenschaften des elektronischen Rauschens während der Testmessungen näher erläutert. Die zeitliche Stabilität des elektronischen Rauschens verdeutlicht Abbildung 4.2. Sie zeigt das mit den Rauschereignissen berechnete Pedestal \hat{P} beispielhaft für sieben Auslesekanäle unterschiedlicher räumlicher Größe in den einzelnen Runs der Datennahme. Die zeitliche Stabilität ist auch für die übrigen Kanäle des BBE-Oktanten ähnlich gut. In allen Kanälen ist eine geringfügige Erhöhung des Pedestals zwischen 0,5 und 1,0 ADC-Counts nach dem Run 2446 zu erkennen, die auf bekannte äußere Einflüsse der Kühlung auf die Auslese-Elektronik zurückzuführen sind.

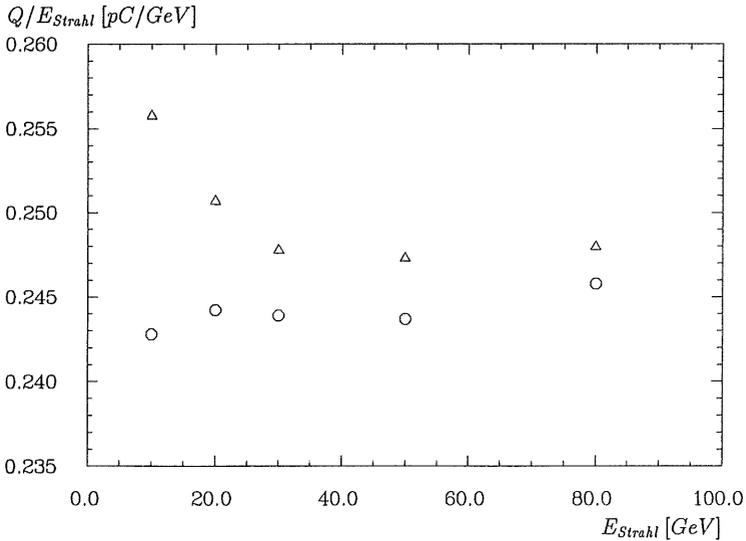


Abbildung 4.1: Ladung pro Strahlenergie für Elektronen mit (o) und ohne (Δ) Pedestalkorrektur. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

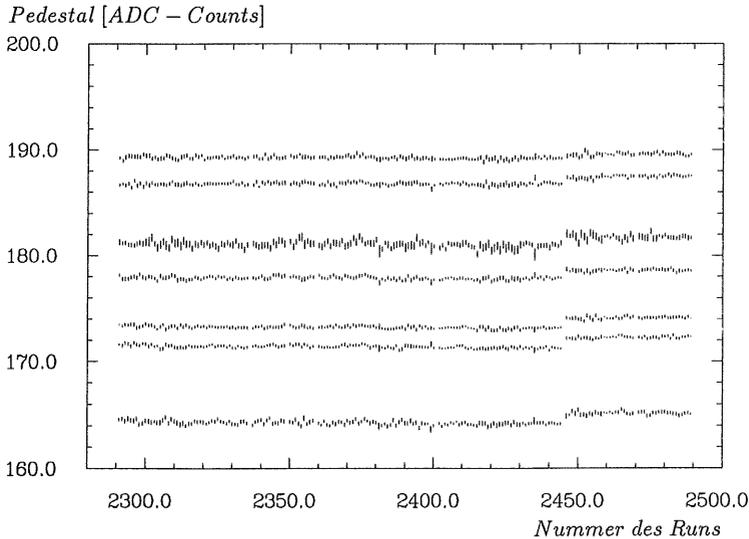


Abbildung 4.2: Zeitliche Stabilität der Pedestal für sieben verschiedene Kanäle des BBE-Oktanten, die Länge der Striche stellt die Schwankungsbreite des Pedestals gemittelt über alle Runs der Datennahme dar.

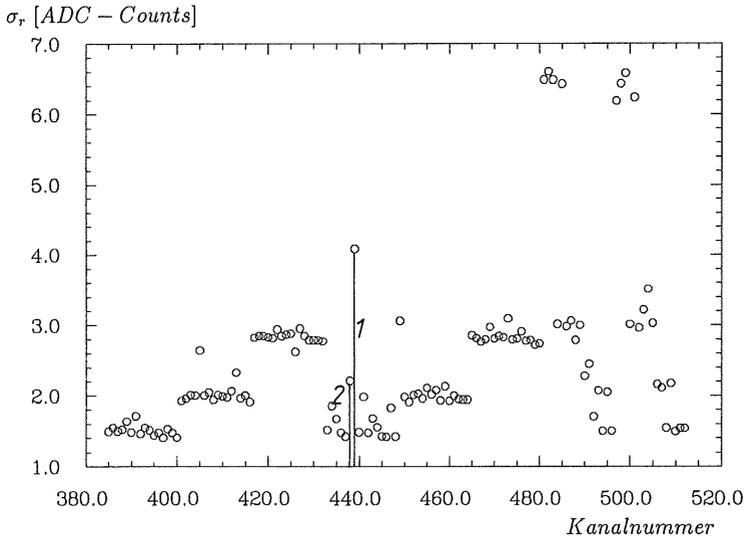


Abbildung 4.3: Standardabweichung des Rauschsignales in ADC-Counts für die Kanäle des BBE-Oktanten.

Die Abbildung 4.3 zeigt für die Kanäle des BBE-Oktanten die über alle Runs gemittelte Standardabweichung σ_r der Gaußverteilung, die an die Verteilungen der Rauschsignale angepaßt werden kann. Dieses Diagramm enthält auch die leeren Kanäle, die auf dem Mergingboard direkt mit der Erde des Systems verbunden sind (Abschnitt 3.2.2). Sie zeigen durch den verstärkten Einfang von Störsignalen über die Erde ein erhöhtes σ_r , von etwa 6,5 ADC-Counts. Die Höhe von σ_r ist abhängig von der Kapazität des angeschlossenen Kanals, die proportional zu seiner räumlichen Größe ist. Die in der Abbildung erkennbare Gruppierung in der Höhe des σ_r ist durch die spezielle Belegung der Auslesekanal mit den Kanälen des BBE-Oktanten bedingt. Wie in der Beschreibung des BBE-Ringes dargestellt wurde, sind die Kanäle nach dem Mergingboard auf den Auslesekanal gemäß den R-Segmenten sortiert. Da die R-Segmente unterschiedlich große Flächen aufweisen (Abbildung 3.7), sind die Kanäle nach ihrer räumlichen Größe geordnet und damit auch nach ihrer Kapazität. Auf den letzten beiden Auslesekanal befinden sich alle Kanäle des Z-Segmentes 0, so daß bei diesen beiden Kabeln alle räumlichen Größen, also auch alle Werte für σ_r vertreten sind. Die Kanäle dieser beiden Auslesekanal sind Nummern zwischen 484 und 512 zugeordnet (Abbildung 4.3).

Die Höhe von σ_r ist nach einer Rechnung von Willis et al. [Wil74] proportional zur Wurzel der Kapazität des angeschlossenen Auslesekanals. Greif [Gre90] parametrisiert die Abhängigkeit zwischen den beiden Größen mit einer Geraden. In Abbildung 4.4a ist die Höhe von σ_r in Abhängigkeit von der Kanalkapazität aufgetragen. Sowohl eine Gerade, als auch eine Wurzelfunktion wurden an die Daten angepaßt und in die Abbildung mit eingetragen. Beide Funktionen beschreiben die Abhängigkeit in dem Bereich der Kapazitäten des BBE-Oktanten gleich gut.

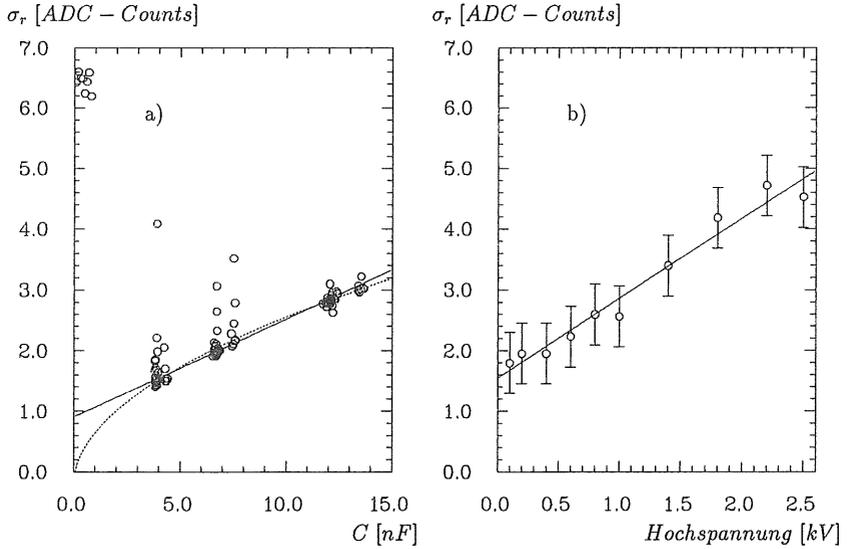


Abbildung 4.4: Höhe von σ_r in Abhängigkeit von der Kapazität (a) für die Kanäle des BBE-Oktanten mit eingezeichneten Anpassungen einer Geraden und einer Wurzelfunktion und die Abhängigkeit von der Hochspannung (b) in dem Auslesekanal mit einem Kurzschluß mit eingezeichneter Geradenanpassung.

In den beiden Abbildungen 4.3 und 4.4a sind Abweichungen von der Proportionalität des Rauschens zur Kanalkapazität erkennbar. Diese Abweichungen sind häufig durch die Elektronik bedingt. Für die beiden mit 1 und 2 gekennzeichneten Kanäle wird das erhöhte Rauschen durch einen Kurzschluß im BBE-Oktanten erzeugt. Dieser Kurzschluß wurde im Kanal, der in der Abbildung mit 1 markiert ist, gefunden und als leitende Verbindung zwischen einer Hochspannungsplatte und einer Ausleseplatte mit ohmschen Verhalten identifiziert. Die Analyse der Rauschereignisse in den aufgezeichneten Hochspannungskurven zeigt eine näherungsweise lineare Erhöhung des Rauschens mit wachsender angelegter Hochspannung, die in Abbildung 4.4b dargestellt ist. Bei einer angelegten Spannung von 100 Volt befindet sich σ_r auf dem normalen Niveau, wie es durch die Kanalkapazität vorgegeben ist. Bei höheren Spannungen nimmt der Strom zwischen den beiden Platten aufgrund des ohmschen Verhaltens des Kurzschlusses linear zu. Dieser Strom bewirkt eine ebenfalls näherungsweise lineare Zunahme des Rauschsignals im betroffenen Auslesekanal. Bei der Nominalspannung von 2,5 kV ist σ_r um einen Faktor zwei höher. Der Kanal, der mit der Nummer 2 gekennzeichnet wurde, befindet sich auf den Auslekabeln in unmittelbarer Nähe des Kanals mit dem Kurzschluß. Durch Übersprechen ist in diesem Kanal und in sehr viel geringerem Maße noch in zwei weiteren Nachbarkanälen ein erhöhtes Rauschen zu verzeichnen.

Mit Hilfe des Ansteigens von σ_r bei höheren angelegten Spannungen können generell Kurzschlüsse zwischen Hochspannungs- und Ausleseplatten lokalisiert werden, wenn der Strom zwischen ihnen groß genug ist. Während der Aufbauphase des H1 Detektors wurde diese Methode zur Lokalisierung der Kurzschlüsse eingesetzt, die nach dem Füllen des Kryostaten mit flüssigem Argon auftraten. Grund für diese Kurzschlüsse sind manchmal kleine Schmutzpartikel in der Argonschicht, die eine leitende Verbindung zwischen den Absorberplatten herstellen.

4.2.2 Das elektronische Übersprechen

Das elektronische Übersprechen wird hauptsächlich durch kapazitive Kopplungen zwischen den Auslesekanälen hervorgerufen. Wird in einem Kanal ein Signal induziert, so führen kapazitive Kopplungen in der Auslekette zu Ladungsverlusten an andere Kanäle. Hier wird ein Signal erzeugt, obwohl kein physikalisches Signal vorhanden ist. Man spricht daher von einem positiven Übersprechen. Die Übersprechsignale in den anderen Kanälen sind zeitlich verzögert, so daß ihre Ladung nicht vollständig digitalisiert und ausgelesen wird [Jac89]. Dies führt zu einer Reduktion des insgesamt gemessenen Signals.

Mit der normalen Prozedur der Ladungskalibration ist dieser Effekt nicht meßbar. Bei der Kalibration werden immer alle Kanäle eines Pulsgenerators gleichzeitig gepulst, so daß alle Kanäle auf dem gleichen Potential liegen und keine Ladungsverluste auftreten. Pulst man dagegen nur einen Kanal, so werden die Ladungsverluste durch das Übersprechen meßbar und das digitalisierte Signal X ist für gleiche gepulste Ladungen kleiner als beim gleichzeitigen Pulsen aller Kanäle. Da die kapazitiven Kopplungen nur durch den Aufbau des Oktanten und durch Leitungsführungen im Testaufbau gegeben sind, reicht es, dieses Übersprechen einmal für den speziellen Aufbau während der Datennahme zu messen. Der Korrekturfaktor ergibt sich aus dem Verhältnis der gemessenen Ladung beim einzelnen Pulsen der Kanäle ($Q_s(X)$) zur gemessenen Ladung beim gleichzeitigen Pulsen

aller Kanäle ($Q_a(X)$) [Loc92]:

$$f_{korr}(X) = \frac{Q_s(X)}{Q_a(X)} .$$

Der Korrekturfaktor ist, wie aus den vorangegangenen Überlegungen folgt, größer als eins. Sowohl beim einzelnen Pulsen, wie auch beim gemeinsamen Pulsen wird das gemessene digitale Signal mit der gleichen Pulsladung verglichen. Aufgrund der Ladungsverluste durch Übersprechen ist das digitale Signal vom einzelnen Pulsen der Kanäle kleiner als das digitale Signal vom gemeinsamen Pulsen. Gleiche Signalhöhen des ADCs werden daher durch die Kalibrationsfunktion des einzelnen Pulsen in größere Ladungen konvertiert als durch die Kalibrationsfunktion des gleichzeitigen Pulsen.

Außerdem ist der Korrekturfaktor f_{korr} von der Höhe der induzierten Ladung abhängig und damit gleichbedeutend von der Höhe des ADC-Signals. Die Abhängigkeit von f_{korr} für die unterschiedlichen Signalhöhen kann durch ein Polynom dritten Grades parametrisiert werden [Loc92].

Die gemessene Ladung berechnet sich mit der Korrektur zu:

$$Q_{korr}(X) = f_{korr}(X) \cdot Q(X) .$$

Die Anwendung dieser Korrektur für jeden einzelnen Kanal bewirkt für den BBE-Oktanten eine mittlere Vergrößerung der gemessenen Ladung um 1,4 %. Die relative Energieauflösung wird von dieser Korrektur nicht beeinflusst.

Abbildung 4.5 zeigt die relative Erhöhung der gemessenen Ladung durch die Korrektur ($f_{korr} - 1$) für eine Hälfte eines Z-Segmentes und für eine typische Signalhöhe. Die Korrektur liegt zwischen 0,8 % und 2,5 %. Die Leitungen für die Auslese der einzelnen Segmente befinden sich auf der Rückseite der G10-Platinen der Ausleseplatte (Abschnitt 3.2.2). Zwischen diesen Leitungen und den Segmenten treten daher kapazitive Kopplungen auf. Die Größe des Übersprechens für ein Segment ist davon abhängig, wieviel seiner Fläche von Leitungen auf der Rückseite bedeckt ist. Bei den Testmessungen ist diese Abhängigkeit nicht so deutlich zu erkennen, da hier noch andere Kopplungen beitragen. Im H1 Detektor jedoch ist dieser Effekt sehr deutlich und in dem mittleren Bild dargestellt. Das untere Bild zeigt zur Erläuterung der Abhängigkeit vom Aufbau des Oktanten die Segmentierung und die Leitungsführung auf einer Ausleseplatte.

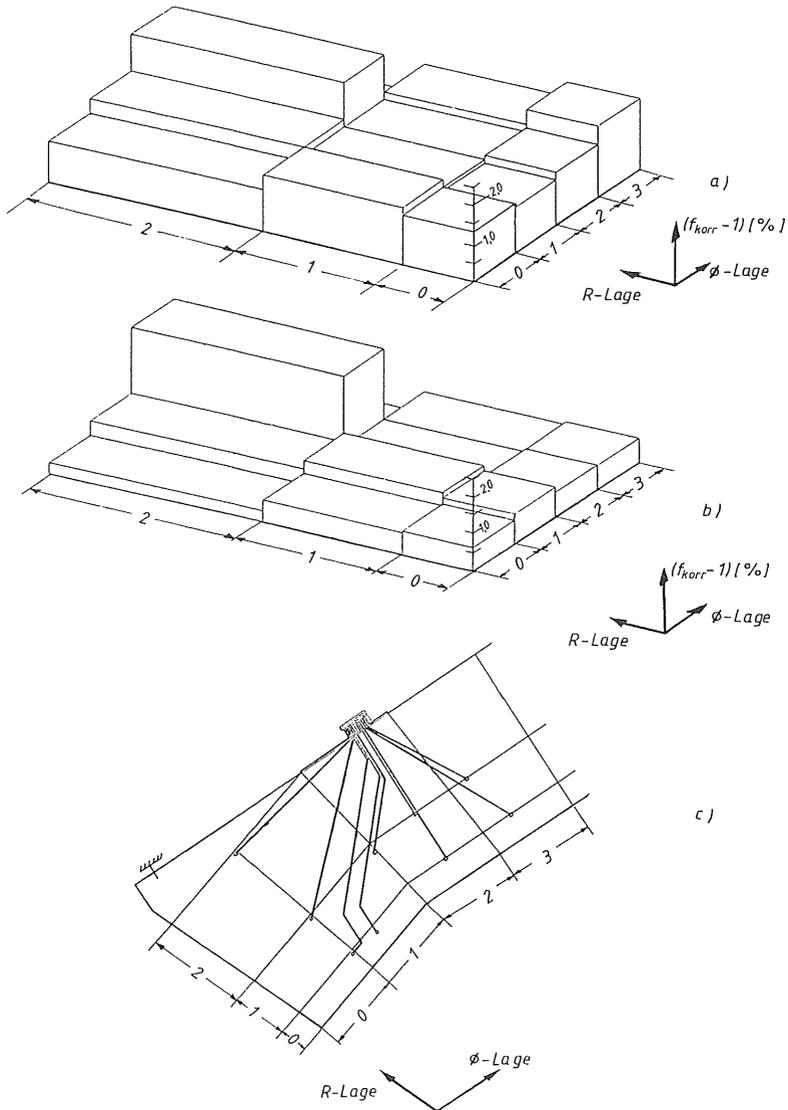


Abbildung 4.5: Relative Erhöhung des Signals durch die Korrektur des Übersprechens ($f_{\text{kor}} - 1$) in den R - und ϕ -Lagen eines halben Z -Segmentes für die Kalibrationsmessungen (a) und für Testmessungen im H1 Detektor (b). Unten ist die Zeichnung einer halben Ausleseplatte mit der Leitungsführung zur Auslese der einzelnen Segmente zu sehen (c).

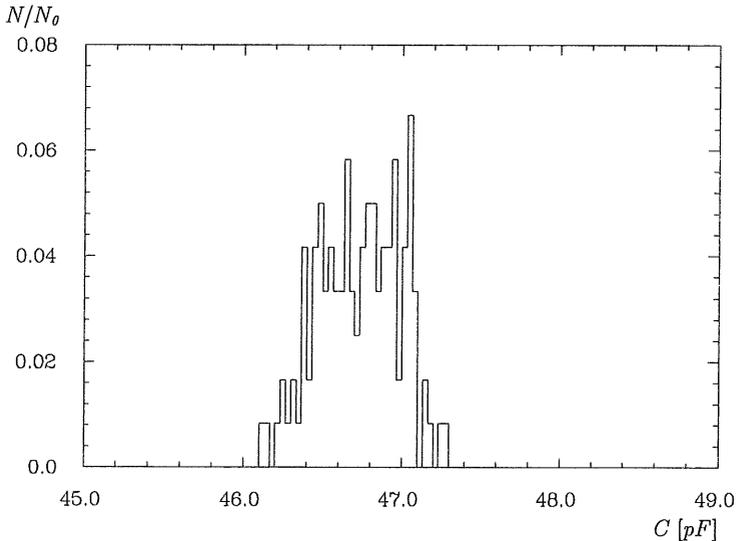


Abbildung 4.6: Verteilung der bei Raumtemperatur gemessenen Kalibrationskapazitäten für den BBE-Oktanten.

4.2.3 Die Kalibrationskapazitäten

Die Pulse der kalten Kalibration werden, wie in Abbildung 3.12 und Abbildung 3.8 dargestellt, über spezielle Kondensatoren auf den Mergingboards in die Auslekette eingekoppelt. Die gepulste Ladung ist direkt proportional zur Kapazität dieser Kondensatoren. Bei den Testmessungen wurde für alle Kanäle eine Kapazität von 47 pF zur Berechnung der gepulsten Ladung angenommen und damit die Konversionsfunktion der Ladungskalibration bestimmt. Treten Abweichungen der Kapazitäten von dem nominalen Wert auf, so müssen sie korrigiert werden, da sie sonst zu systematischen Fehlern in der Kalibration führen. Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung der Meßwerte der Kapazitäten, welche für die Testmessungen verwendet wurden. Der Mittelwert liegt bei $(46,73 \pm 0,02)$ pF und ist um 0,6 % kleiner als der angenommene Nominalwert von 47 pF. Die Reproduzierbarkeit der Messungen lag bei 0,03 pF.

Die abgebildeten Meßwerte der Kapazitäten wurden bei Raumtemperatur bestimmt. Die Kapazitäten können sich in der Kälte geringfügig verändern. Messungen unter Flüssig-Stickstoff-Atmosphäre, welche ungefähr den Verhältnissen im Kryostaten entspricht, sind sehr aufwendig und wurden nur für die bei den Testmessungen verwendeten Mergingboards durchgeführt. Die kalt gemessenen Kapazitäten weichen im Mittel nur um $(-0,01 \pm 0,03)$ pF von den warm gemessenen Kapazitäten ab. Abbildung 4.7 zeigt die Korrelation zwischen den beiden Kapazitäten. Nur in sehr wenigen Fällen weicht die kalt gemessene Kapazität mehr als 1 % von der warm gemessenen Kapazität ab.

Die aufgezeichneten Signale können mit den gemessenen Werten der Kapazitäten für jeden

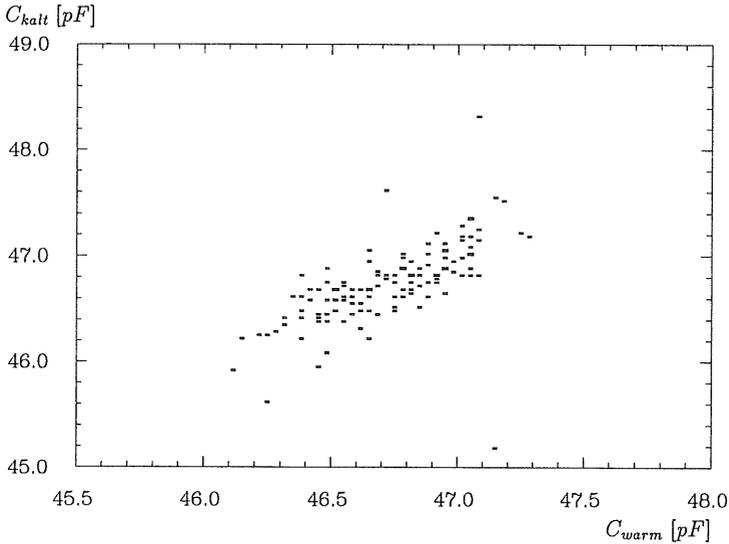


Abbildung 4.7: Korrelation zwischen den warm und kalt gemessenen Kalibrationskapazitäten für den BBE-Oktanten.

Kanal i korrigiert werden :

$$Q_{korri,i} = \frac{C_{calib,i}}{47pF} \cdot Q_i \cdot$$

Diese Korrektur mit den bei Raumtemperatur gemessenen Kapazitäten bewirkt für die Signale des BBE-Oktanten eine Erniedrigung um etwa 0,8 %. Dieser Wert ist etwas größer als die mittlere Abweichung der Kapazitäten vom Nominalwert, da nur rund ein Fünftel aller Kanäle zum Signal beitragen. Die gemessenen Kapazitäten dieser beitragenden Kanäle weichen im Mittel stärker von der nominalen Kapazität ab als der über alle Kanäle gemittelte Wert. Die relative Energieauflösung wird von dieser Korrektur nicht verändert.

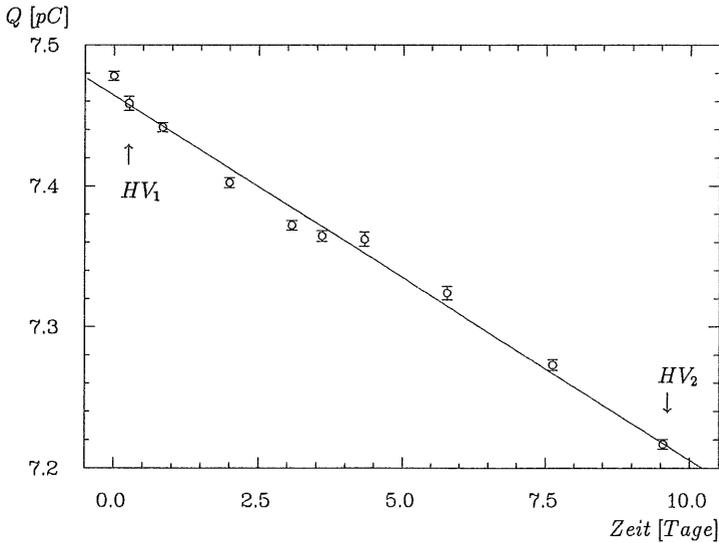


Abbildung 4.8: Zeitliche Reduktion der für 30 GeV Elektronen im Mittel gemessenen Ladung mit einer angepassten Geraden. Die Runs der beiden Hochspannungskurven mit 2500 Volt (HV_1 , HV_2) sind mit Pfeilen markiert.

4.2.4 Die Effizienzverluste in der Ladungssammlung

Während der Kalibrationsmessungen nahm der Grad der Verunreinigungen des Argons mit elektronegativen Substanzen zu. Zur Überwachung der Stabilität des Kalorimetersignals wurden in regelmäßigen Abständen Runs mit 30 GeV Elektronen aufgezeichnet, die immer an derselben Position ins Kalorimeter eintraten. Mit Hilfe dieser Stabilitätsruns ist es möglich, die Signalreduktion aufgrund der zunehmenden Verunreinigungen festzustellen und eine Korrekturfunktion zu bestimmen.

Abbildung 4.8 zeigt die Abnahme des mittleren Signals für die Elektronen der Energie 30 GeV mit der Zeit. In erster Näherung nimmt das Signal während der Datennahme linear ab. Die Signalreduktion ergibt sich mittels der Anpassung einer Geraden zu:

$$\Delta\epsilon = (0,352 \pm 0,005)\% \text{ pro Tag} .$$

Die im Vergleich zu anderen Testmessungen starke Reduktion des Signals wird vermutlich durch Verunreinigungen mit Freon bedingt, das während der Produktion zur Reinigung des CB1E-Oktanten verwendet wurde [Lap91].

Die Korrektur der zeitlich abnehmenden Effizienz in der Ladungssammlung erfolgt multiplikativ:

$$Q_{\text{kor}}(t) = Q(t) \cdot (1 + \Delta\epsilon \cdot t) .$$

Nach der Korrektur liegen die Signalschwankungen für die Stabilitätsruns innerhalb von $\pm 0,2\%$ (vgl. Abbildung 4.10).

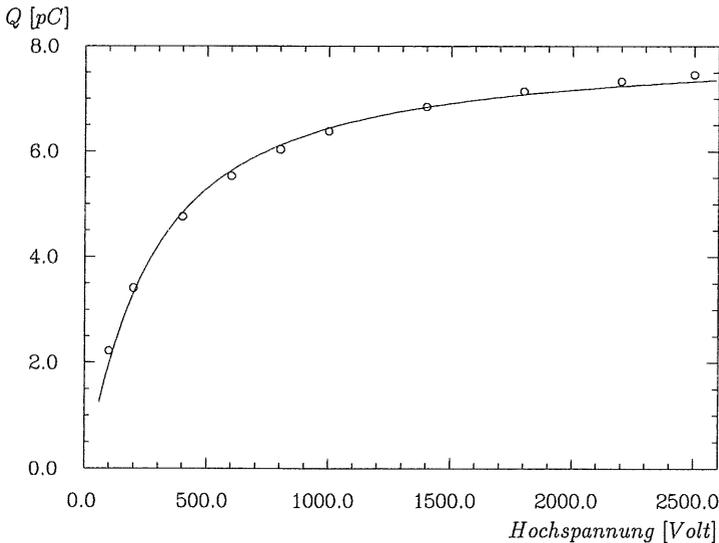


Abbildung 4.9: Für 30 GeV Elektronen im Mittel gemessene Ladung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung mit angepaßter Funktion nach Gleichung 2.10. Die Anpassung berücksichtigt nicht den Meßpunkt bei 100 Volt. Die Gesamtladung wurde mit der Rauschunterdrückung b) ermittelt.

Abschließend ist die absolute Effizienz der Ladungssammlung am Beginn der Messungen zu bestimmen, da die vorher beschriebene Korrektur nur die Effizienzreduktion relativ zu diesem Zeitpunkt berücksichtigt. Nach Gleichung 2.10 ist die Bestimmung der absoluten Effizienz durch die Analyse des Signals bei unterschiedlich hohen angelegten elektrischen Feldern möglich. Zu diesem Zweck wurden die Signale von 30 GeV Elektronen bei angelegten Hochspannungen zwischen 100 Volt und 2500 Volt am Beginn und am Ende der Testperiode aufgezeichnet. Die Meßpunkte bei 2500 Volt der beiden Hochspannungskurven wurden in die Analyse der zeitlichen Effizienzreduktion mit einbezogen und sind in Abbildung 4.8 mit einem Pfeil gekennzeichnet.

Die Abhängigkeit des gemessenen Signals von der angelegten Hochspannung ist für die erste Hochspannungskurve in Abbildung 4.9 dargestellt. Diese Abbildung enthält die Eintragung einer Anpassung der Funktion nach Gleichung 2.10 auf Seite 44. Bei der Anpassung wurde die nominale Schichtdicke des Argons von 2,35 mm und der von Miller et al. für Sauerstoff angegebene Wert von α verwendet. Die Benutzung des Wertes nach Hofmann et al. führt nur zu einem statistisch signifikant veränderten Wert für die Verunreinigung P . Der in die Effizienzkorrektur eingehende Wert für Q_0 bleibt davon unberührt. Die Verwendung des Parameters für Sauerstoff entspricht nach den Erläuterungen im Abschnitt über die zeitliche Effizienzabnahme nicht ganz der Realität, da vermutlich auch Verunreinigungen durch Freon zur Signalreduktion beitragen. Für diese Substanz liegen keine Angaben vor, sie besitzt jedoch elektronegative Eigenschaften ebenso wie Sauerstoff. Die Verwendung des Paramaters für Sauerstoff ist möglich, wenn die Verunreinigung durch

Freon als effektive Sauerstoffverunreinigung interpretiert wird.

Bei niedrigen Spannungen ist das Signal sehr klein und kann durch Rauschen beeinflusst sein. Zur Abschätzung dieses Einflusses wurden die Ereignisse mit unterschiedlichen Graden der Rauschunterdrückung analysiert. Im ersten Fall (a) wurden die Signale aller Kanäle des Oktanten zum Gesamtsignal aufsummiert. Im zweiten (b) und dritten Fall (c) wurden nur die Kanäle berücksichtigt, deren Signal um mehr als zwei, bzw. drei Standardabweichungen größer war als das mittlere Rauschsignal. Im letzten Fall (d) wurden nur die acht Kanäle aufsummiert, die in den Stabilitätsruns die höchsten Signale zu verzeichnen hatten.

Bei kleinen Spannungen spielt zusätzlich die Änderung der Driftgeschwindigkeit eine Rolle. Nach Miller et al. [Mil68] ist sie für elektrische Felder unterhalb von etwa 200 V/cm, was für den BBE-Oktanten eine Spannung von 47 Volt bedeutet, proportional zum elektrischen Feld und oberhalb zur dritten Wurzel des angelegten Feldes. Von Aprile et al. [Apr85] wird die direkte Proportionalität für elektrische Felder unterhalb von 150 V/cm, entsprechend 375 V für den BBE-Oktanten, beobachtet und oberhalb ein Verhalten proportional zur Wurzel des Feldes. Nach Gleichung 2.8 auf Seite 43 ist die Signalhöhe von der Driftgeschwindigkeit abhängig. Daher ist bei kleinen Spannungen mit einem etwas anderen Signalverhalten zu rechnen. Hinzu kommt, daß bei niedrigen Spannungen kleine Ungenauigkeiten in der Einstellung des elektrischen Feldes eine relativ große Wirkung haben, bei höheren Spannungen jedoch nicht. Die Meßwerte bei kleinen Spannungen können daher von dem Verhalten der anderen Meßpunkte abweichen.

Der zeitliche Effizienzverlust, der mit den beiden Hochspannungskurven berechnet wird, muß die gleiche Größenordnung aufweisen, wie derjenige aus den Stabilitätsruns ermittelte. Zum Vergleich wurde dieser auch unter den drei ersten Analyseschritten zur Rauschunterdrückung bestimmt und in die folgende Tabelle eingetragen:

Rauschunterdrückung	Effizienzverlust [%/Tag]
a)	0,344±0,005
b)	0,352±0,005
c)	0,351±0,005

Es ist ersichtlich, daß der Effizienzverlust bei 0,35 % pro Tag lag. Dieser Effizienzverlust ist bei den Hochspannungskurven nur durch die Anpassungen erreichbar, für die der erste Meßpunkt bei 100 Volt nicht berücksichtigt wird. Dieser Meßpunkt wird offensichtlich von der vorher erläuterten Änderung der Driftgeschwindigkeit bei kleinen Spannungen beeinflusst. Diese Beobachtung deckt sich mit den Auswertungen von anderen Testperioden (z.B. [Loc92]).

Die folgende Tabelle faßt die Ergebnisse der Anpassungen für die verschiedenen Analysemöglichkeiten der Hochspannungskurven zusammen. Die Effizienz wurde dabei durch den Quotienten aus der bei 2,5 kV angelegter Hochspannung gemessenen Ladung und dem Q_0 aus der angepaßten Funktion definiert.

Rauschunterdrückung	Hochspannungskurve I		Hochspannungskurve II		Effizienzverlust [%/Tag]
	Effizienz [%]	P [ppm]	Effizienz [%]	P [ppm]	
a)	92,50±0,10	1,541±0,002	89,34±0,10	2,021±0,003	0,331±0,14
b)	92,92±0,10	1,524±0,003	89,56±0,09	2,008±0,003	0,352±0,13
c)	92,86±0,08	1,541±0,002	89,45±0,09	2,034±0,002	0,357±0,12
d)	93,16±0,07	1,510±0,003	89,90±0,09	1,983±0,003	0,342±0,11

Zusätzlich enthält diese Tabelle auch noch den Effizienzverlust pro Tag, der mit dem Vergleich der Ergebnisse für die beiden aufgezeichneten Hochspannungskurven berechnet werden kann. Die beste Übereinstimmung zwischen dem Effizienzverlust aus den Stabilitätsruns und den Hochspannungskurven wird bei der zweiten Analyseart b) erzielt. Aus diesem Grund und weil in den weiteren Untersuchungen diese Art der Rauschunterdrückung, bei der die Signale um mehr als zwei Standardabweichungen größer sein müssen als das mittlere Rauschsignal, Verwendung findet, wird die Korrektur mit der im Fall b) ermittelten Effizienz errechnet. Die Abweichungen für die unterschiedlichen Schnitte gegen Signalbeiträge durch das Rauschen gehen als systematische Fehler in die Bestimmung mit ein. Die Korrektur ergibt sich danach zu :

$$Q_{korr} = Q \cdot \epsilon_{abs} \quad (4.1)$$

mit

$$\epsilon_{abs} = \frac{Q_0}{< Q(2,5 \text{ kV}) >} = 1,076 \pm 0,001 \text{ (stat.) } \begin{matrix} + 0,005 \\ - 0,003 \end{matrix} \text{ (syst.)} .$$

Abbildung 4.10 zeigt die Signale der Stabilitätsruns nach allen Korrekturen der Effizienz. Das korrigierte Signal ist innerhalb von 0,2 % konstant.

Mit den ermittelten Werten für die Effizienz der Ladungsammlung am Beginn der Datennahme und der zeitlichen Effizienzabnahme kann die Situation für andere Testperioden nachvollzogen werden, z.B. die Messungen für den IF-Kalorimeterring. Für sie wird als absolute Effizienz 93,896 % angegeben und für die zeitliche Effizienzabnahme 0,05 % pro Tag [Loc92]. Bei dieser geringen Effizienzabnahme kann davon ausgegangen werden, daß die ermittelte absolute Effizienz derjenigen entspricht, die mit dem gelieferten Argon erreichbar ist. Für die einzelnen Testperioden wurde Argon mit gleichem Reinheitsgrad bestellt. Wird nun die absolute Effizienz mit der relativen Abnahme für die BBE-Testperiode auf den Einfüllzeitpunkt des Argons extrapoliert, so ergibt sich innerhalb des Fehlers eine identische absolute Effizienz für das gelieferte Argon von 93,898 %. Dies stellt einen guten Konsistenztest für die verwendete Methode dar und zeigt, daß die vermutete zusätzliche Verunreinigung durch Freon mit den Parametern von Sauerstoff beschrieben werden kann.

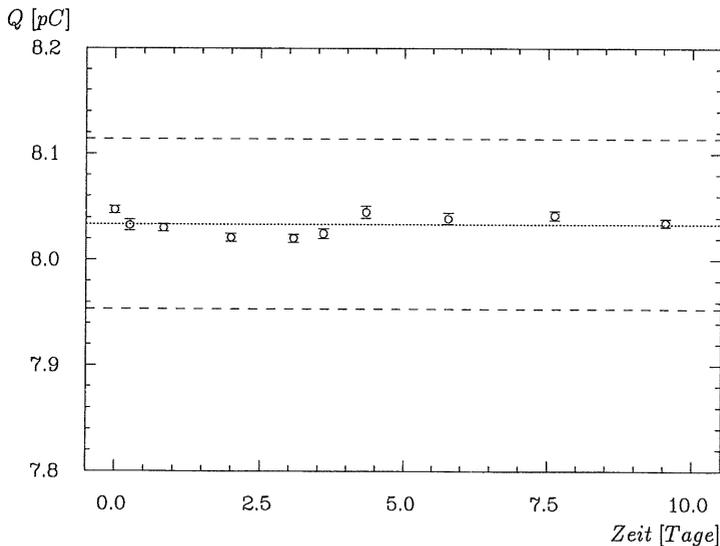


Abbildung 4.10: Gemessene Ladung mit angewandten Korrekturen der Effizienz für die Stabilitätsruns in Abhängigkeit von der Zeit, die beiden gestrichelten Linien markieren Abweichungen von $\pm 1\%$.

Zusammenfassung der angewandten Ladungskorrekturen

Die folgende Tabelle faßt die angewandten Ladungskorrekturen mit ihren Auswirkungen auf die Größe der gemessenen Ladung zusammen:

Korrektur	Auswirkung
Pedestaldrift	($\leq -5,0 \pm 0,2$) %
Übersprechen	($+1,4 \pm 0,3$) %
Kalibrationskapazitäten	($-0,8 \pm 0,06$) %
absolute Effizienz	($+7,1 \pm 0,5$) %
zeitl. Effizienzverlust	($+0,352 \pm 0,005$) % pro Tag

Tabelle 4.1: Aufstellung der angewandten Ladungskorrekturen mit ihren Auswirkungen auf das gemessene Signal.

4.3 Der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal

Das elektronische Rauschen überlagert sich dem physikalischen Signal und vergrößert oder verkleinert das gemessene Signal statistisch. Die Verteilung der Rauschsignale zeigt nach Abzug des Pedestals in erster Näherung eine Gaußverteilung um den Mittelwert Null (vgl. Abbildung A.1 im Anhang auf Seite 156). Zur Unterdrückung dieser Rauschbeiträge können unterschiedliche Verfahren verwendet werden. Zwei von ihnen, der asymmetrische und der symmetrische Schnitt, werden im folgenden erläutert und ihre Auswirkungen auf das gemessene Signal diskutiert. Die im vorausgegangenen Abschnitt erläuterten Korrekturen wurden dabei auf die Ladungssignale angewandt (vgl. Tabelle 4.1).

Der asymmetrische Schnitt

Bei dem sogenannten asymmetrischen Schnitt werden nur die Ladungen in den Kanälen zum Gesamtsignal aufsummiert, die größer als ein Vielfaches f der Standardabweichung der Gaußverteilung der Rauschsignale (σ_r) ist. Für die gemessenen Ladungen im Kanal i bedeutet diese Bedingung:

$$Q_i > f \cdot Q(\sigma_{r,i}),$$

wofür die in ADC-Counts vorliegende Standardabweichung in Ladung konvertiert wurde ($Q(\sigma_{r,i})$). Diese Bedingung wird für jeden Kanal separat geprüft.

Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Ladung pro Strahlenergie von der angewandten Höhe f des Schnittes gegen die Signalbeiträge durch das Rauschen für verschiedene Strahlenergien. Bei 10 GeV ist der Einfluß der Rauschunterdrückung erwartungsgemäß am größten. Während sich die gemessene Ladung relativ zur Strahlenergie bei 10 GeV um ungefähr 20 % ändert, liegt die Variationsbreite für 80 GeV nur bei etwa 2 %. Dieses Verhalten wird verständlich, wenn man annimmt, daß die Rauschbeiträge unabhängig von der Strahlenergie absolut gleich groß sind. In der betrachteten Größe, Ladung pro Strahlenergie, nehmen die Rauschbeiträge dann für höhere Strahlenergien relativ ab. Damit ist die direkte Proportionalität zwischen dem gemessenen Signal und der Teilchenenergie beeinträchtigt.

Mit wachsender Schritthöhe f tragen immer weniger Rauschsignale und auch physikalische Signale zum Gesamtsignal bei, es sinkt ab. Es gibt einen optimalen Wert für die Schritthöhe f , bei dem die verbleibenden Rauschsignale die fehlenden physikalischen Signale für alle Teilchenenergien im Mittel gleich gut kompensieren. Dies wird im Kapitel 7 der vorliegenden Arbeit mit Hilfe von Simulationsrechnungen gezeigt. Für diesen Wert gilt dann wieder die Proportionalität des gemessenen Signals zur Energie der Teilchen. In Abbildung 4.11 wurde die berechnete Ladung pro Teilchenenergie für die verschiedenen Strahlenergien mit Linien verbunden. Diese approximierten Kurven sollten sich im Idealfall für alle Energien im optimalen Wert für f bei der Proportionalitätskonstanten schneiden.

In Abbildung 4.11 ist dieser Wert bei ungefähr $f = 2$ zu finden. Dort liegen die Kurven für 20 GeV, 30 GeV und 50 GeV Strahlenergie sehr dicht beieinander. Die Abweichungen von

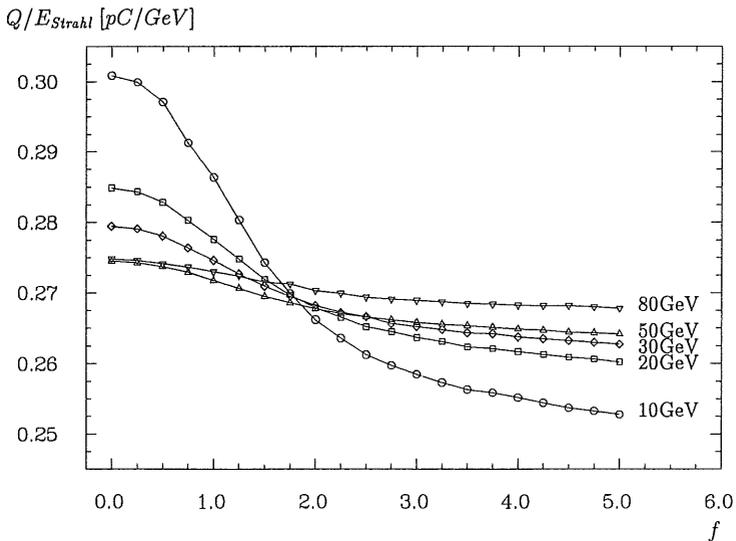


Abbildung 4.11: Gemessene Ladung pro Strahlenergie in Abhängigkeit von der Schnitthöhe f für den asymmetrischen Schnitt.

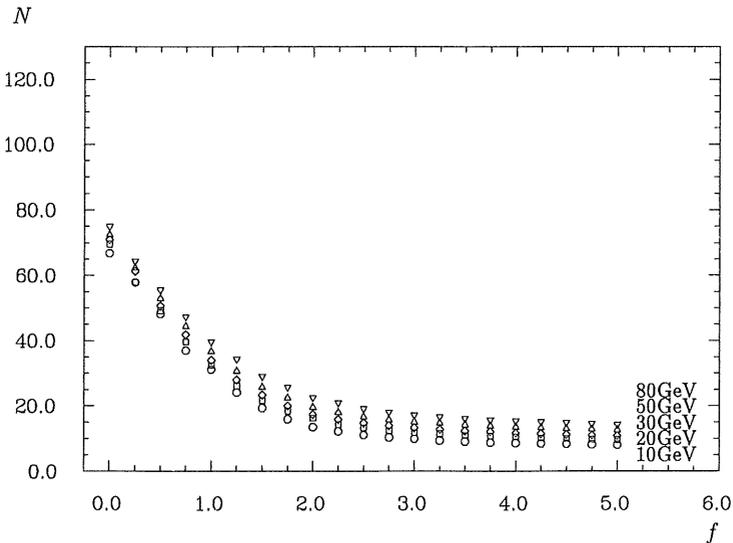


Abbildung 4.12: Anzahl der Kanäle, die zum Signal beitragen, in Abhängigkeit der Schnitthöhe f für den asymmetrischen Schnitt.

der Linearität des Signals mit der Teilchenenergie, in dieser Darstellung die Variationsbreite des Q/E für die verschiedenen Energien bei festem f , sind bei dem optimalen Wert minimal. Die Signale für 10 GeV und 80 GeV weichen im optimalen Wert stärker von der Proportionalitätskonstanten ab. Die Annahme, daß diese Abweichungen im Fall von 10 GeV durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und bei 80 GeV mit einer etwas höheren Strahlenergie erklären lassen, werden durch die Ergebnisse der weiteren Analyse gestützt.

Mit dem angewandten Analyseschnitt zur Unterdrückung der Rauschbeiträge wird die Anzahl der Kanäle, die für das Gesamtsignal aufzusummieren sind, beträchtlich gesenkt. Abbildung 4.12 verdeutlicht die starke Verringerung, wenn die Schritthöhe von $f = 0$ auf $f = 2$ erhöht wird. Oberhalb von $f = 2$ bleibt die Anzahl der Signalkanäle fast konstant, da in diesem Bereich die Rauschsignale fast vollständig unterdrückt sind und nur noch Kanäle mit großem physikalischen Signal vorhanden sind. Dieser Aspekt der Verringerung der Anzahl der Signalkanäle ist wichtig für die Abschätzung der Größe des Speicherplatzes, der zur Abspeicherung der getriggerten Ereignisse benötigt wird.

Der asymmetrische Schnitt gegen die Signalbeiträge durch das Rauschen übt auf die Auflösung keinen Einfluß aus. In Abbildung 4.15 sind die relativen Energieauflösungen in der Form $\sigma(Q)/Q < \sqrt{E}$ in dem linken Teil dargestellt.

Der symmetrische Schnitt

Wenn die Rauschsignale gaußförmig verteilt sind, so ist noch eine andere Methode zur effektiven Rauschunterdrückung denkbar. Bei dem symmetrischen Schnitt werden zum Gesamtsignal alle Ladungen in Kanälen aufsummiert, deren Absolutbetrag größer als ein Vielfaches der Standardabweichung der Gaußverteilung ist:

$$|Q_i| > f \cdot Q(\sigma_{r,i}) .$$

Bei gaußförmig verteilten Rauschsignalen heben sich bei dieser Auswahl der zum Signal beitragenden Kanäle die negativen Rauschsignale und die positiven Rauschsignale auf. Da sich die Rauschsignale im Mittel gegenseitig kompensieren, wird die Unterdrückung des physikalischen Signals mit wachsender Schritthöhe f erkennbar.

Abbildung 4.13 veranschaulicht die Abnahme der gemessenen Ladung mit steigendem f . Es zeigt sich eine unterschiedliche differentielle Abnahme für die verschiedenen Strahlenergien. Durch den symmetrischen Schnitt werden bei allen Energien ähnliche Beträge des Signals unterdrückt, so daß der Effekt in der relativen Größe Ladung pro Strahlenergie für kleine Energien stärker ist als für große Energien. Wie im vorangegangenen Absatz sind in dieser Abbildung die Abweichungen für 10 GeV und 80 GeV am größten. Die Ursachen dafür wurden schon erläutert.

Der symmetrische Schnitt ergibt bei kleinen Schritthöhen f eine niedrigere gemessene Ladung als der asymmetrische Schnitt, da bei letzterem nur positive Rauschsignale zum gemessenen Signal beitragen. Für Strahlenergien größer als 10 GeV liefern beide Methoden ab etwa $f = 2$ nahezu gleiche Ergebnisse. Die Werte bei 10 GeV zeigen aufgrund des relativ kleinen Gesamtsignals eine höhere Sensitivität auf die Schritthöhe. Bei diesem Energiepunkt werden mit den beiden Methoden erst ab einer Schritthöhe von $f = 3$ gleiche Signale gemessen.

$Q/E_{Strahl} [pC/GeV]$

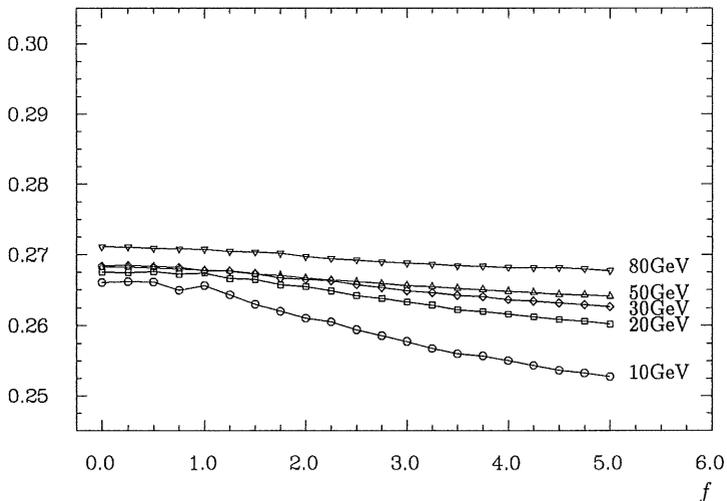


Abbildung 4.13: Gemessene Ladung pro Strahlenergie in Abhängigkeit der Schnitthöhe f für den symmetrischen Schnitt.

N

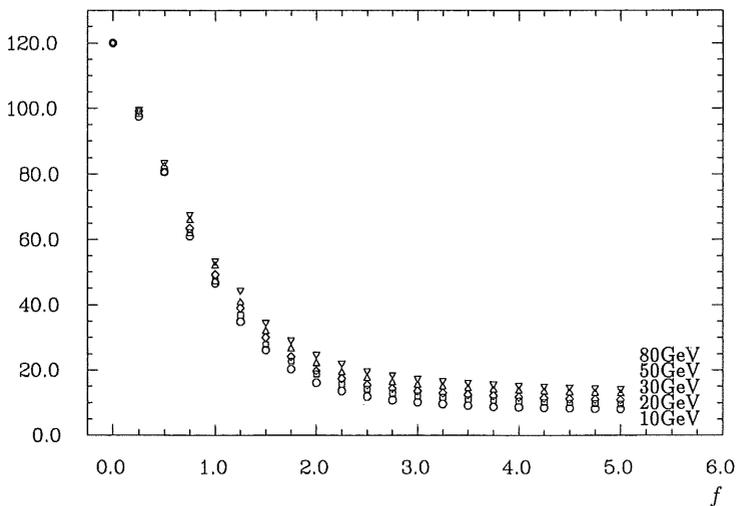


Abbildung 4.14: Anzahl der Kanäle, die zum Signal beitragen, in Abhängigkeit der Schnitthöhe f für den symmetrischen Schnitt.

Die Anzahl der zum Signal beitragenden Kanäle in Abhängigkeit von der Schnitthöhe ist für den symmetrischen Schnitt in Abbildung 4.14 dargestellt. Für diesen Schnitt tragen bei kleinen Schnitthöhen erheblich mehr Signale bei. Zur Reduktion der aufzuzeichnenden Daten ist demnach der asymmetrische Schnitt der effektivere. Wieder sind die Ergebnisse ab einer Schnitthöhe von etwa $f = 2$ nahezu gleich groß.

Im Gegensatz zum asymmetrischen Schnitt zeigt die Auflösung für den symmetrischen Schnitt eine Abhängigkeit von der Schnitthöhe f . In Abbildung 4.15 wurde die relative Energieauflösung $\sigma(Q)/\langle Q \rangle \cdot \sqrt{E}$ gegen f aufgetragen und für die verschiedenen Strahlenergien dargestellt. Bei Energien unter 80 GeV, besonders deutlich bei 10 GeV, zeigen sich größere Werte für die relative Auflösung bei kleinen Höhen des symmetrischen Schnittes. Durch die statistische Kompensation der negativen und positiven Rauschsignale werden zusätzliche Fluktuationen induziert. Mit zunehmender Schnitthöhe reduzieren sich die Fluktuationen und die relative Auflösung verkleinert sich. Ab der schon bekannten Schnitthöhe $f = 2$ zeigen die relativen Auflösungen für beide Arten der Rauschunterdrückung ein gleiches Verhalten.

Für die weitere Analyse wurde der asymmetrische Schnitt gegen das Rauschen verwendet. Mit dieser Methode ist für den BBE-Oktanten bei einer Schnitthöhe von zwei Standardabweichungen der optimale Wert der Rauschunterdrückung mit minimalen Abweichungen von der Linearität des Signals mit der Teilchenenergie erreicht (Abbildung 4.11). Im folgenden, sowie für die bereits dargestellten Ergebnisse, wurde dieser Schnitt angewendet, wenn nicht ausdrücklich ein anderer Schnitt angegeben ist.

$$\sigma(Q) / \langle Q \rangle \cdot \sqrt{E} [\% \sqrt{GeV}]$$

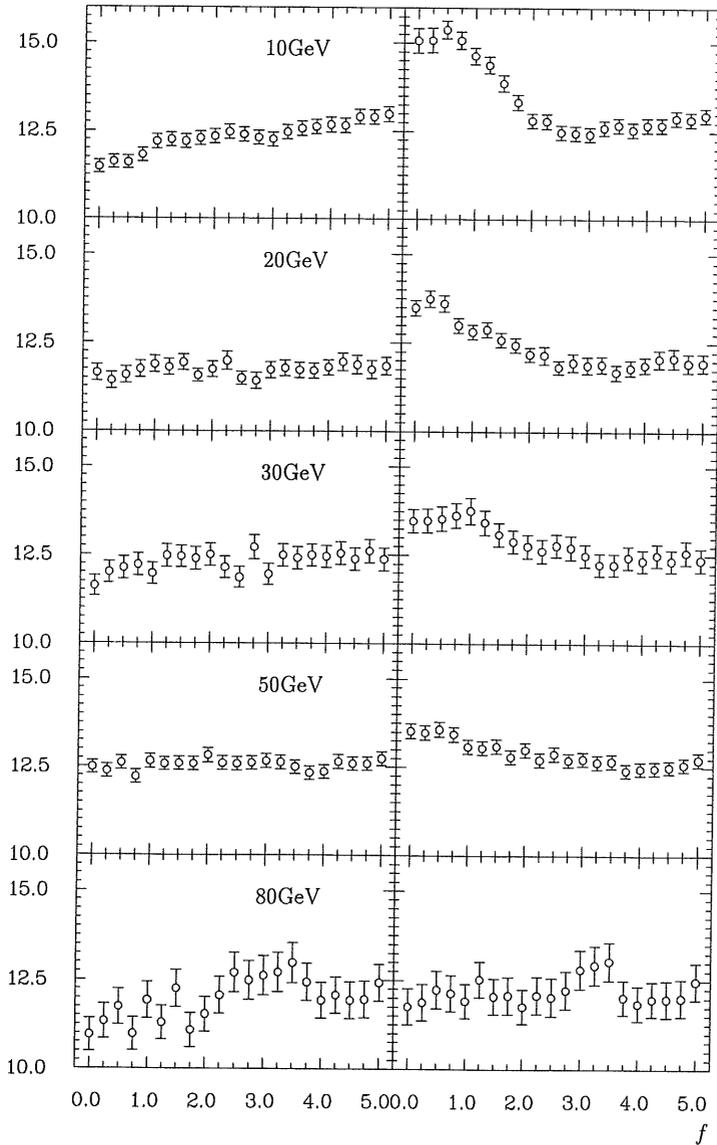


Abbildung 4.15: Relative Auflösung für verschiedene Strahlenergien in Abhängigkeit der Schnitthöhe f links für den asymmetrischen Schnitt und rechts für den symmetrischen Schnitt.

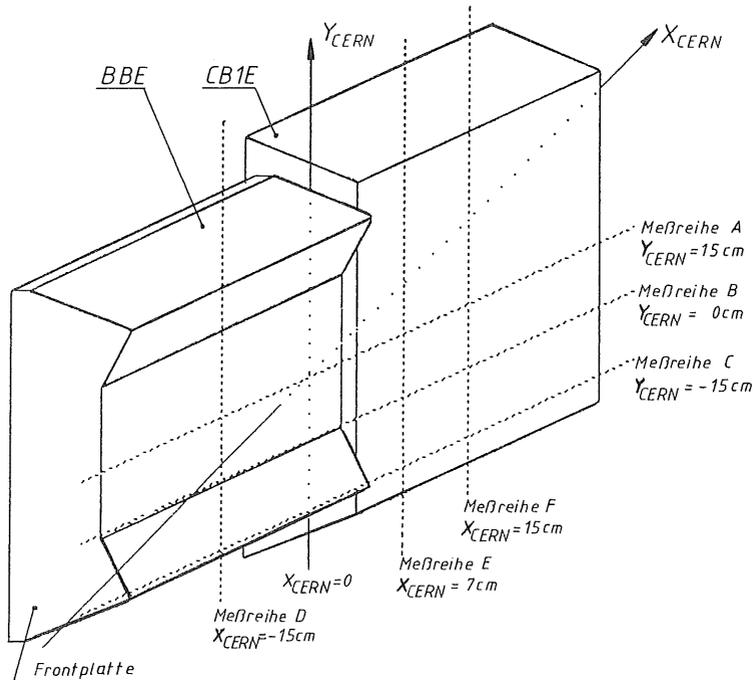


Abbildung 4.16: Meßreihen zur Untersuchung der räumlichen Homogenität des Kalorimetersignals. Der Eintrittsort der Strahlteilchen wurde in diesen Meßreihen in Schritten von 5 cm variiert. Die Richtung des Strahls ist senkrecht zur X_{CERN} - und Y_{CERN} -Achse.

4.4 Die räumliche Homogenität des Signals

Während der Datennahme wurde unter anderem der Eintrittsort des Strahls in das Kalorimeter variiert. Diese Messungen dienen zur Untersuchung der räumlichen Homogenität des Signals, die bei $\pm 1\%$ liegen sollte. Das Signal des Kalorimeters wurde horizontal mit drei Meßreihen (A, B und C) und vertikal in der nominalen X_{CERN} -Position -15 cm in einer Meßreihe (D) aufgenommen. Abbildung 4.16 verdeutlicht die Lage der einzelnen Meßreihen im Oktanten. In dieser Abbildung fällt der Strahl senkrecht zur X_{CERN} -Achse in die Kalorimeter ein. Für die Runs variierte die Eintittsposition der Elektronen mit einer Energie von 30 GeV entlang der eingezeichneten Linien in Schritten von 5 cm.

Die mittleren gemessenen Ladungen bei den verschiedenen Meßpunkten der Linien A, B und C sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Die Abweichungen in den Meßreihen A und B liegen innerhalb der erwünschten $\pm 1\%$. Größere Abweichungen gibt es nur für

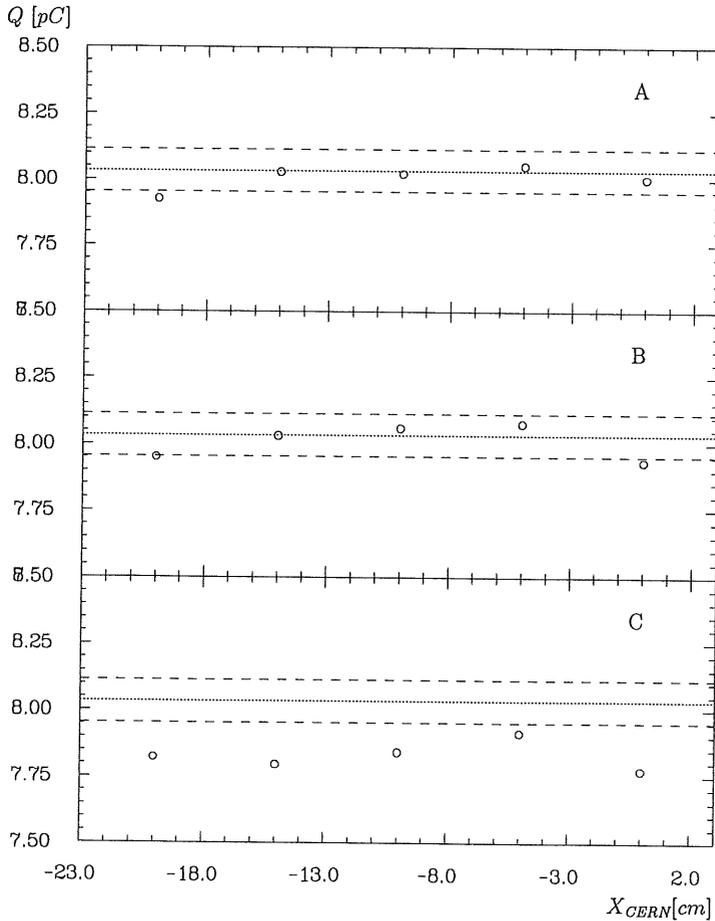


Abbildung 4.17: Für 30 GeV Elektronen im Mittel gemessene Ladung für die Meßreihen A, B und C in Abhängigkeit von der Position X_{CERN} . Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße. Die punktierte Linie markiert die mittlere gemessene Ladung, die in den Stabilitätsruns gemessen worden ist und die gestrichelten Linien eine Abweichung von $\pm 1\%$ von diesem Wert.

die Eintrittsorte $X_{CERN} = 0$ cm und $X_{CERN} = -20$ cm. Bei dem letzten Meßpunkt verläuft die Schauerachse wegen des schrägen Einschusses schon durch die Frontplatte des BBE-Oktanten, so daß in dieser Lage Energieverluste hinter der Frontplatte auftreten (Abbildung 4.16). Im H1 Detektor befindet sich für diesen Einfallswinkel das Kalorimeter BEMC vor dem BBE-Ring. Daher starten die Schauer im H1 Detektor schon früher und die dort deponierte Energie wird im BEMC nachgewiesen, so daß die Energieverluste nicht in diesem Maße auftreten werden. Für den Meßpunkt $X_{CERN} = 0$ cm erreicht der Strahl die Kalorimeterzone direkt zwischen den beiden Oktanten. Hier ist der Aufbau des Kalorimeterbereiches sehr inhomogen. In diesem Zwischenraum befindet sich flüssiges Argon, das nicht ausgelesen wird und inaktives Material der Stützkonstruktion. Die Energieverluste in diesem Spalt sind daher groß. Zur Kompensation der Energieverluste verfügt das BBE-Kalorimeter über eine spezielle Auslesezone, deren Hochspannungs- und Ausleseplatten keinen Bleikern enthalten. Obrock [Obr91] untersuchte diese spezielle Region mit Hilfe simulierter Ereignisse. Es variierten dabei sowohl der Eintrittsort und die Energie der Teilchen, als auch die verschiedenen Parameter der Konstruktion. Die maximalen Abweichungen in der rekonstruierten Energie wurden in dieser Untersuchung zu $+5/-3$ % bestimmt. Die in den horizontalen Meßreihen aufgetretenen Abweichungen von geringfügig mehr als einem Prozent liegt demnach im Rahmen des Erwarteten. Auch die Energieauflösung zeigt für die horizontalen Meßreihen ein konstantes Verhalten mit einer leichten Verschlechterung für den Punkt $X_{CERN} = -20$ cm, die in den Energieverlusten begründet sind.

In der vertikalen Richtung wurde die räumliche Homogenität des Signals entlang der Linie der Meßreihe D überprüft. Die Ergebnisse für die mittlere gemessene Ladung und die relative Auflösung sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Die obere Zeichnung in der Abbildung verdeutlicht die Eintrittsposition im Oktanten. Im Intervall zwischen -10 und 20 cm für die Y_{CERN} -Koordinate liegen die gemessenen Signale innerhalb der geforderten ± 1 %. Für kleinere Y_{CERN} -Koordinaten als -10 cm kann der Schauer räumlich nicht mehr vollständig absorbiert werden. Weil seitliche Energieverluste auftreten, verkleinern sich die gemessenen Signale. Diese Situation entspricht nicht der Konfiguration im H1 Detektor, weil sich im Kalorimeterring dort schon der nächste Oktant befindet, der die Energieverluste nachweist (vgl. Abbildung 3.3). Die Energieverluste am Punkt $Y_{CERN} = -15$ cm sind auch der Grund für das kleinere mittlere Signal der horizontalen Meßreihe C gegenüber den anderen beiden Meßreihen A und B (Abbildung 4.17).

Die Darstellung der Ausleseplatte in Abbildung 4.18 enthält die Positionen der aus Konstruktionsgründen notwendigen Stahlstangen. Danach liegt eine Stange zwischen den Einschußpunkten $Y_{CERN} = -15$ cm und $Y_{CERN} = -10$ cm und wurde von den Strahlteilchen nicht berührt. Eine andere Stange befindet sich links von der Einschußposition $Y_{CERN} = 10$ cm. Diese Stange beeinflusst die Schauerentwicklung und führt mit Energieverlusten durch inaktives Material im Mittel zu einer Absenkung der gemessenen Ladung. Durch konstruktive Maßnahmen in dem Bereich der Stange [Len89] wird bei dieser Meßposition der Signalverlust im Mittel auf -1 % begrenzt. Dieser kleine Signalverlust geht mit einer geringfügigen Verschlechterung der relativen Auflösung bei $Y_{CERN} = 10$ cm einher.

In Abbildung 4.19 ist die gemessene Ladung gegen die Y_{CERN} -Koordinate aufgetragen, die mit Hilfe der Position des Tisches und der darauf befindlichen MWPC2 für jedes Ereignis einzeln rekonstruiert wurde. Die Breite des Strahls wird durch die beiden Fin-

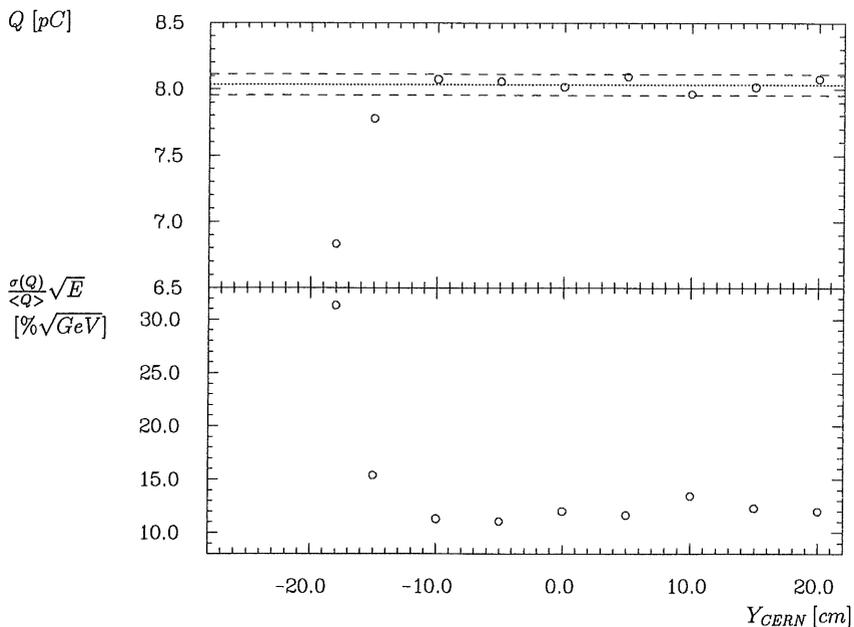
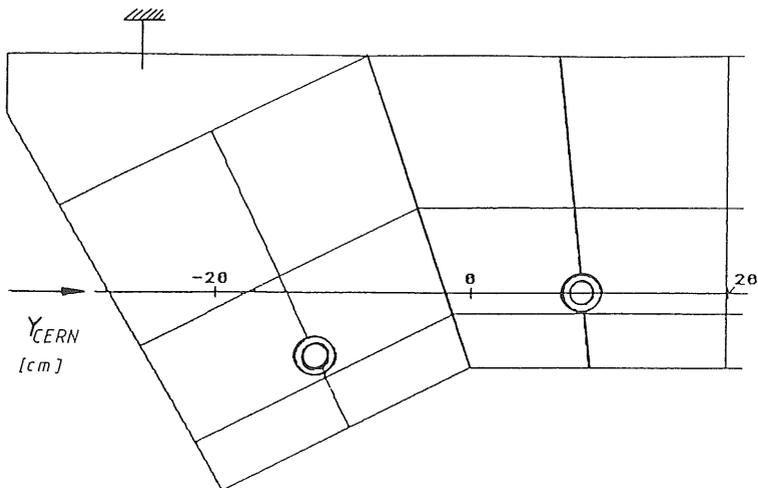


Abbildung 4.18: Die obere Abbildung zeigt die Lage der Y_{CERN} -Achse im BBE-Oktanten. In der mittleren Abbildung ist die gemessene Ladung und in der unteren die relative Auflösung in Abhängigkeit von der Y_{CERN} -Position aufgetragen. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

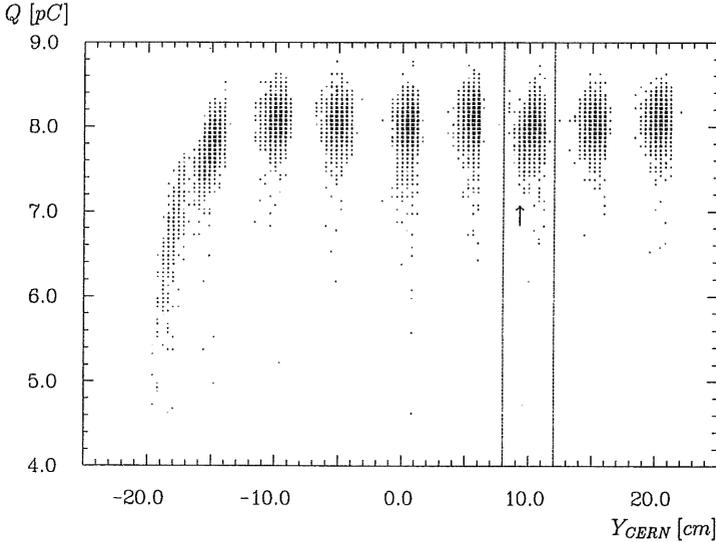


Abbildung 4.19: In einzelnen Ereignissen gemessene Ladung in Abhängigkeit von der Position Y_{CERN} . Der markierte Bereich liegt in der Umgebung einer Stange. Der Pfeil deutet auf die kleinere gemessene Ladung im Einflußbereich einer Stange hin.

gerzähler B1 und B2 auf $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ begrenzt. Dadurch kommt es in dieser Darstellung zu den starken Konzentrationen des Eintrittsortes in Y_{CERN} um die Tischposition herum. In den Zwischenräumen wurden keine Ereignisse aufgezeichnet. Dennoch erkennt man für den mit einem Pfeil markierten Bereich um $Y_{CERN} = 10\text{ cm}$ herum, daß die gemessene Ladung für kleinere Y_{CERN} -Werte systematisch kleiner werden. Hier treten Energieverluste in die Stange hinein auf und führen insgesamt zu der erwähnten Absenkung des mittleren Signals und durch die Erhöhungen der Fluktuationen zur Verschlechterung der relativen Auflösung. Außerdem sind die für kleinere Y_{CERN} -Koordinaten als -15 cm auftretenden Energieverluste zur Seitenfläche hinaus, gut erkennbar, die gemessene Ladung verringert sich stark für diese Y_{CERN} -Werte.

Der Einfluß der Stahlstangen auf das Kalorimetersignal wurde mittels Monte Carlo Simulationen von Obrock [Obr91] analysiert. Danach wird das Signal von 30 GeV Elektronen im ungünstigsten Fall, in dem sich das Schauermaximum in der Stange entwickelt, um $5,5\%$ verkleinert. In dieser Analyse wurde ein Algorithmus entwickelt, der feststellt, ob sich ein elektromagnetischer Schauer in der Nähe der Stahlstangen befindet und der das Signal dann entsprechend verbessert. Die Signale weisen nach der Korrektur nur noch eine Abweichung von weniger als einem Prozent auf. Für alle anderen untersuchten Energien zwischen 10 GeV und 80 GeV werden die Signalverluste von über 7% auf höchstens 2% verringert.

Außerdem wurden in der oben genannten Analyse von Obrock unter anderem auch alle in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse zur Homogenität mit simulierten Ereignissen

verglichen. Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen stimmen mit den gemessenen Signalen innerhalb der Fehlergrenzen mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ überein. Die Eigenschaften der räumlichen Homogenität sind daher ausreichend verstanden und es wird in der vorliegenden Arbeit auf einen weiteren Vergleich verzichtet.

Die Messungen zur Untersuchung der Homogenität haben gezeigt, daß das gemessene Signal bei Variationen des Eintrittsortes der Teilchen nur maximale Schwankungen von $\pm 1\%$ aufweist. Diese geringfügigen Abweichungen könnten auf die Struktur der Schichtdicken des flüssigen Argons zurückzuführen sein. Laporte [Lap91] wandte in einer Untersuchung der Homogenität des BBE-Oktanten eine Korrektur mit den gemessenen Schichtdicken an. Es zeigte sich dabei, daß diese Korrektur die Schwankungen der räumlichen Homogenität des Signals nicht verkleinert. Dies wurde für einen bauähnlichen Oktanten des FB2E-Ringes auch mit Monte Carlo Simulationen von Guzik [Guz91] bestätigt.

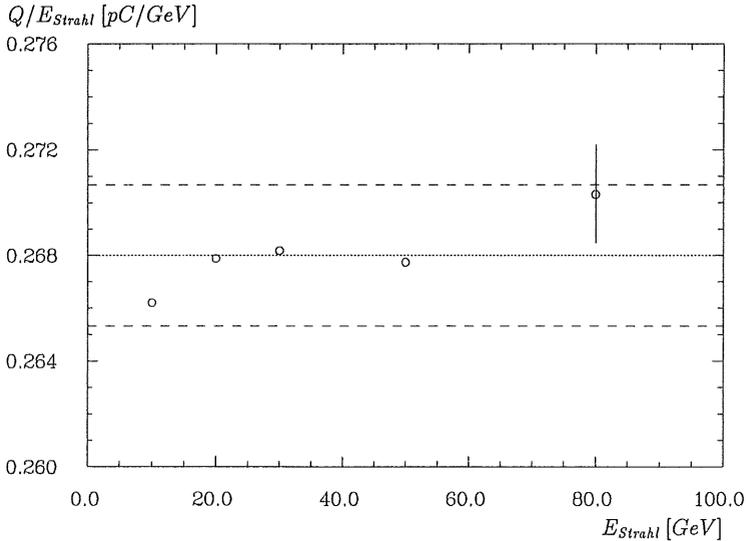


Abbildung 4.20: Mittlere gemessene Ladung pro Teilchenenergie in Abhängigkeit von der Strahlenergie nach Anwendung aller Ladungskorrekturen. Die statistischen Fehler sind so groß wie die Symbole, der Fehlerbalken bei 80 GeV verdeutlicht die Impulsunsicherheit des Strahls, die gestrichelten Linien markieren Abweichungen von $\pm 1\%$.

4.5 Die Linearität des Signals

Die Linearität des Kalorimetersignals bezüglich der Energie der Strahlteilchen ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Die mittlere gemessene Ladung pro Teilchenenergie ist für alle getesteten Strahlenergien innerhalb der erwünschten $\pm 1\%$ konstant. Für die Energien 20 GeV, 30 GeV und 50 GeV wird diese Genauigkeitsgrenze weit unterschritten. Bei der geringeren Energie von 10 GeV gibt es eine größere Abweichung zu einem kleineren Wert hin, es wird zuwenig Ladung nachgewiesen. Dies kann durch vorgelagertes, inaktives Material vor dem Kalorimeter begründet werden. Nach den Ergebnissen aus den simulierten Ereignissen befanden sich etwa 1,06 Strahlungslängen vor dem Kalorimeter. Auf dieses inaktive Material reagieren insbesondere Teilchen mit kleinen Energien sensitiv. Sie deponieren im Vergleich zu Teilchen mit höheren Energien relativ zur gesamten Deposition mehr Energie auf den ersten Strahlungslängen. Der Energieverlust im inaktiven Material ist daher für kleine Strahlenergien größer und es treten Abweichungen von der Linearität zu niedrigen Werten hin auf. Bei dem Bezug der Ladung auf die wirklich im Kalorimeter deponierte Energie statt auf die Strahlenergie werden diese Abweichungen kleiner.

Auch bei der Strahlenergie von 80 GeV gibt es eine Abweichung von der Linearität nahe an der 1 %-Grenze. Hier wird zuviel Ladung nachgewiesen. Im folgenden wird gezeigt werden, daß diese Abweichung auch nach allen angewandten Korrekturen bestehen bleibt. Außerdem liefern die mit 80 GeV simulierten Ereignisse eine kleinere rekonstruierte Ener-

gie als die realen Daten. Die Annahme, daß die Strahlenergie geringfügig über 80 GeV lag, erscheint daher gerechtfertigt. Nach Gleichung 3.1 liegt die Genauigkeit des mittleren Teilchenimpuls für 80 GeV bei $\pm 0,55$ GeV. Diese Unsicherheit wurde für den 80 GeV Energiepunkt in Abbildung 4.20 eingetragen. Man kann erkennen, daß diese erhöhte Ladung pro Teilchenenergie durch die Unsicherheit der Strahlenergie abgedeckt wird.

Aus den ermittelten Werten für die gemessene Ladung pro Teilchenenergie kann die lokale Kalibrationskonstante, die sich auf die Strahlenergie bezieht, durch Kehrwertbildung bestimmt werden. Die Punkte bei 10 GeV und 80 GeV Strahlenergie gehen aus den vorher erläuterten Gründen nicht in die Mittelwertbildung ein. Als lokale Kalibrationskonstante ergibt sich mit den angewandten Ladungskorrekturen nach Tabelle 4.1 und einer Rauschunterdrückung durch einen asymmetrischen Schnitt der Höhe von $2 \sigma_r$:

$$C_{exp, lokal} = (3,732 \pm 0,003) \text{ GeV}/pC \text{ .}$$

Diese Kalibrationskonstante kann auch aus den Stabilitätsruns gewonnen werden. Mit der Mittelwertbildung über die aufgezeichneten Stabilitätsruns ergibt sich ein vergleichbarer Wert von:

$$C_{exp, lokal} = (3,734 \pm 0,004) \text{ GeV}/pC \text{ .} \quad (4.2)$$

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen diese beiden Werte überein.

Kapitel 5

Die Kalibration des Kalorimeterringes BBE

In dem Abschnitt 2.6 über die Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten wurde diskutiert, unter welchen Voraussetzungen die Kalibration der Testmessungen als absolute Kalibration auf den H1 Detektor übertragen werden kann. Nach den durchgeführten Ladungskorrekturen muß die Normierung auf die im Kalorimeter deponierte Energie, statt auf die Energie der Strahlteilchen erfolgen. Diese deponierte Energie ist über Monte Carlo Simulationen zugänglich.

5.1 Der Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Daten

Damit die Kalibrationskonstante innerhalb kleiner Fehler bestimmt werden kann, müssen die Simulationen möglichst realistisch gestaltet sein. Mit der im folgenden beschriebenen Optimierung wurde der Eintrittsort der Teilchen und die Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter dem Aufbau der Testmessungen entsprechend angepaßt. Eine von der Kalibrationskonstanten unabhängige Optimierung ist möglich, wenn relative Größen betrachtet werden, wie die Energieinhalte in Kanälen oder ganzen Kalorimetersegmenten relativ zur gesamten Energie im Oktanten.

Die Optimierung der Simulationen

Für die weitere Analyse wurden die Energieinhalte der einzelnen R-, ϕ - und Z-Lagen relativ zur Gesamtenergie für die simulierten Ereignisse mit denen der realen Ereignisse verglichen. In der Abbildung 3.13 auf Seite 69 ist zu erkennen, daß sich die von Teilchen durchquerten Schichtdicken im Argonverdränger und der inaktiven Flüssig-Argon Schicht vor dem Kalorimeter bei einer Senkung des Eintrittsortes verändern. Um die Optimierung des inaktiven Materials mit der richtigen Geometrie durchzuführen, erfolgte als erstes die Optimierung des Eintrittsortes der simulierten Teilchen. Dabei zeigten die Energieinhalte der einzelnen Lagen der Geometrie entsprechend unterschiedliche Abhängigkeiten. Die

Variation der X_{CERN} -Koordinate bewirkt keine Änderungen in den relativen Energieinhalten der R- und ϕ -Lagen, jedoch große Änderungen in den Z-Lagen. Die Variation der Y_{CERN} -Koordinate zeigt keine Änderungen in den R-Lagen, nur kleine in den Z-Lagen, jedoch große in den ϕ -Lagen. Damit lassen sich die relativen Energieinhalte in den R-Lagen nicht durch die Verschiebung des Eintrittsortes beeinflussen. Sie zeigen nur eine Sensitivität auf das inaktive Material vor dem Kalorimeter, das anschließend an den Aufbau der Kalibrationsmessungen angepaßt wurde.

Im Simulationsprogramm ist die Veränderung des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter durch die Variation der Dichte des Argonverdrängers (Abbildung 3.13) möglich. Die relativen Energieinhalte in den ϕ -Lagen werden dadurch kaum beeinflusst. Mit der Erhöhung des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter wird der Startpunkt der Schauerer im Mittel weiter nach vorn gezogen und mit ihm die gesamte Schauerentwicklung zu den vorderen R-Lagen hin verschoben. Diese R-Lagen zeigen die stärkste Abhängigkeit von der Dichte des Verdrängers. Bedingt durch den schrägen Einschub ist auch in den Z-Lagen eine schwache Abhängigkeit zu verzeichnen. Deswegen war eine Nachjustierung des Einschubpunktes in X_{CERN} -Richtung notwendig.

Mit diesem iterativen Prozeß wurde das inaktive Material unter Benutzung aller simulierten Teilchenenergien gemeinsam 1,06 Strahlungslängen bestimmt. Die Eintrittsorte wurden für jede gemessene Teilchenenergie separat optimiert. Im Mittel ergab sich eine Verschiebung des Kryostaten um 1 cm von -15 cm auf -16 cm, was einer analogen Verschiebung des Oktanten in Richtung X_{CERN} bedeutet. Die mittlere Verschiebung in der vertikalen Richtung Y_{CERN} erfolgte durch die Positionierung des Tisches um 1,6 cm unter der nominalen Position.

Der Vergleich der simulierten und realen Ereignisse

Die Abbildung 5.1 zeigt den Vergleich der relativen Energieinhalte in den einzelnen Lagen für reale und simulierte Ereignisse mit Rauschüberlagerung beispielhaft für Elektronen von 10 GeV. Bei dieser Energie ist die Sensitivität für inaktives Material vor dem Kalorimeter am größten.

Es ist zu erkennen, daß die Mittelwerte der relativen Energieinhalte für die Z- und ϕ -Lagen gut nachgebildet werden. Bei den R-Lagen zeigt die erste Lage eine gute Übereinstimmung, in den Lagen R=1 und R=2 sind geringfügige Abweichungen vorhanden. Eine weitere Steigerung des inaktiven Materials senkt die Erhöhung in der mittleren Lage nicht ab, sondern verschiebt nur die relativen Energieinhalte in den anderen beiden Lagen. In der unteren Lage (R=0) wird in diesem Fall zuviel und in der oberen Lage (R=2) noch weniger Energie nachgewiesen. Das Optimum wurde bei den schon erwähnten 1,06 Strahlungslängen erreicht. Die Abweichungen in den beiden Lagen R=1 und R=2 sind auch in den Verteilungen sichtbar, die rechts in der Abbildung dargestellt sind. Die Verteilungen werden in ihrer Form gut nachgebildet, für die R-Lagen 1 und 2 sind sie geringfügig zu größeren, bzw. kleineren Werten verschoben.

Ein Grund für den höheren Energieinhalt der mittleren Lage könnte in dem Aufbau des Oktanten zu finden sein. Aufgrund des Herstellungsprozesses weist die mittlere Lage eine systematische Abweichung in der Dicke der Flüssig-Argon Schicht auf [Kur91]. Diese

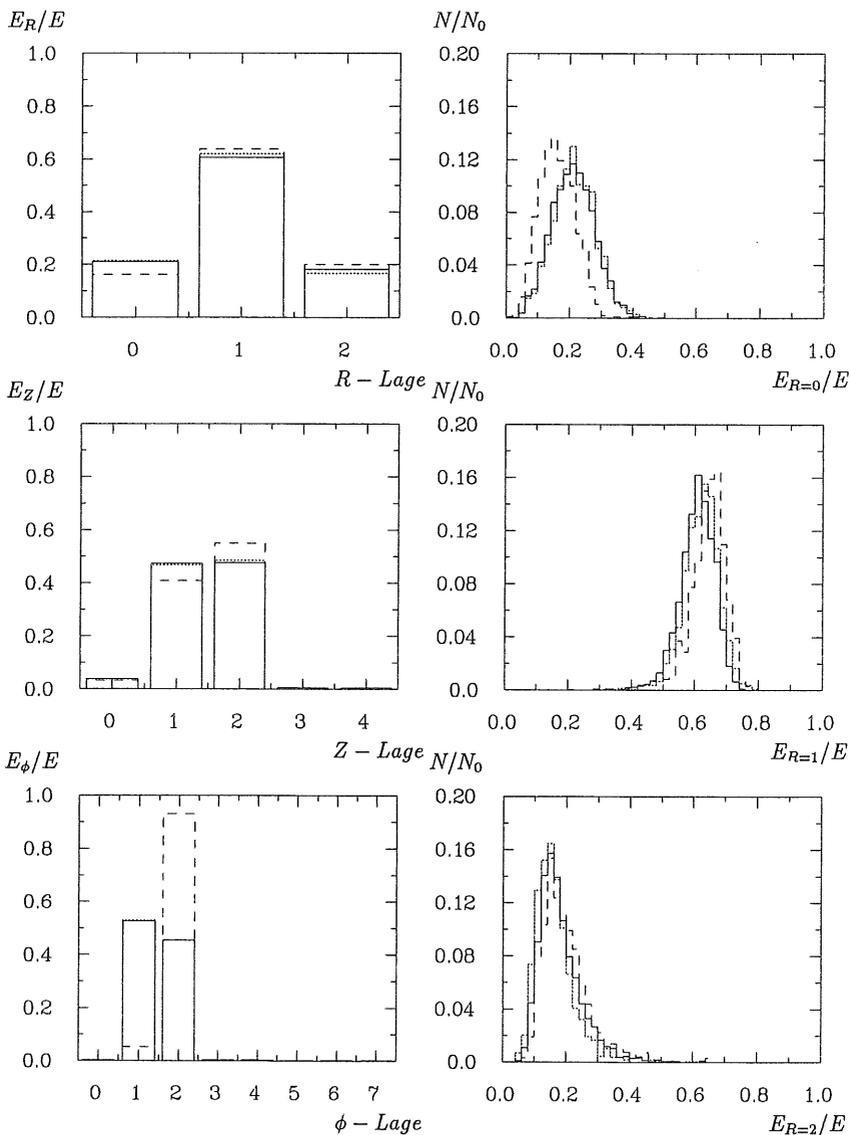


Abbildung 5.1: Nachbildung der realen Ereignisse (Histogramm) durch die simulierten Ereignisse mit Rauschüberlagerung (gestrichelt=nicht optimiert, gepunktet=optimiert); links : Mittelwerte der relativen Energieinhalte in den einzelnen Lagen; rechts : Verteilung der relativen Energieinhalte für die drei R-Lagen.

systematische Abweichung von der über alle Kanäle gemittelten Schichtdicke beträgt etwa $-0,5\%$. Sie ist in der Simulationsrechnung nicht enthalten, da eine Studie für einen baugleichen Oktanten des FB2E-Ringes feststellt, daß sie bei Energien größer als 10 GeV Abweichungen von nur maximal $0,5\%$ im Gesamtsignal verursachen [Guz91]. Weil die gemessenen Abweichungen der Schichtdicken für den BBE-Oktanten kleiner sind als für den FB2E-Oktanten, ist anzunehmen, daß die Abweichungen im Gesamtsignal noch geringer sein werden.

5.2 Die Bestimmung der Kalibrationskonstanten

Im Abschnitt 2.6 wurde das Prinzip der Kalibration erläutert. Danach muß zur Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten die gemessene Ladung auf die im Kalorimeter deponierte Energie normiert werden, die nur über Simulationen zugänglich ist. Für die rekonstruierten Energien der realen und simulierten Ereignisse gilt bei Verwendung der absoluten Kalibrationskonstanten unter gleichen Analysebedingungen:

$$\langle E_{rec,exp} \rangle = \langle E_{rec,mc} \rangle \quad (5.1)$$

mit

$$E_{rec,exp} = c_{exp,abs} \cdot \sum_i^{Kanäle} Q_i \quad (5.2)$$

und

$$E_{rec,mc} = \sum_i^{Kanäle} \{ (c_{mc} \cdot E_{vis,i}) + (c_{exp,abs} \cdot Q_{r,i}) \} \quad (5.3)$$

Daraus lassen sich zwei Schritte für das Verfahren ableiten.

Schritt 1: Bestimmung der dimensionslosen Kalibrationskonstanten c_{mc} für die simulierten Ereignisse aus dem Verhältnis von deponierter zu sichtbarer Energie.

Schritt 2: Iterative Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten $c_{exp,abs}$ durch die Auswertung der Abhängigkeiten der rekonstruierten Energien für reale und simulierte Ereignisse als Funktion der verwendeten experimentellen Kalibrationskonstanten c_{exp} und der Erfüllung von Gleichung 5.1.

Schritt 1: Bestimmung der Kalibrationskonstanten für simulierte Ereignisse

Für den ersten Schritt des Verfahrens wurden Schauerereignisse für Elektronen mit den gemessenen Strahlenergien simuliert. Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgte ohne Überlagerung des elektronischen Rauschens. Die Kalibrationskonstante wurde für die verschiedenen Teilchenenergien aus dem Verhältnis der deponierten Energie zur sichtbaren Energie im Oktanten, gemittelt über viele Ereignisse, bestimmt. Die sich daraus ergebende Kalibrationskonstante ist in Abbildung 5.2 in Abhängigkeit von der Strahlenergie dargestellt. Innerhalb von $\pm 0,2\%$ ist sie von der Teilchenenergie unabhängig.

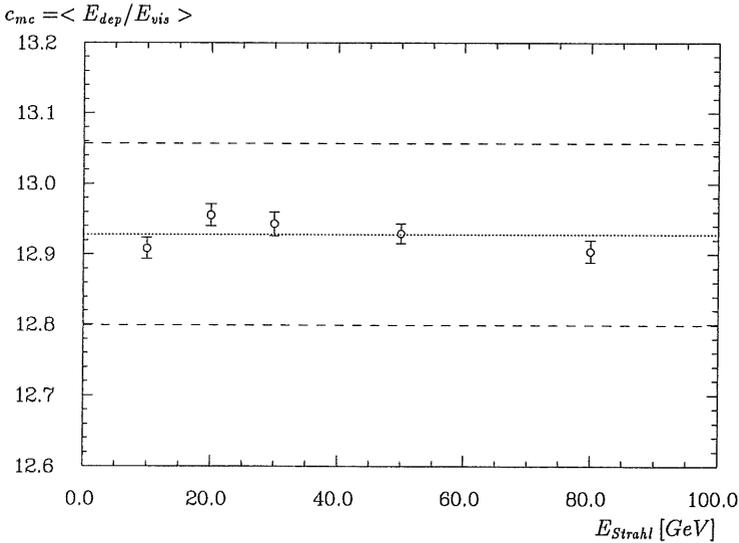


Abbildung 5.2: Dimensionslose Kalibrationskonstante für die simulierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Strahlenergie, ermittelt ohne Rauschüberlagerung. Die Linien der $\pm 1\%$ -Grenze sind gestrichelt markiert.

Die Kalibrationskonstante wurde aus der Mittelung der Werte für die verschiedenen Teilchenenergien zu $c_{mc} = 12,93 \pm 0,02$ errechnet. Die mittlere Genauigkeit, mit der die im Kalorimeter deponierte Energie für die verschiedenen Strahlenergien rekonstruiert werden kann, liegt bei $\pm 0,2\%$ (vgl. Abbildung 5.2 oder Abbildung 5.16).

Schritt 2: Iterative Ermittlung der absoluten Kalibrationskonstanten

Eine iterative Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten ist erforderlich, weil auch die rekonstruierten Energien der simulierten Ereignisse durch die Überlagerung des Rauschens von $c_{exp,abs}$ abhängen (Gleichung 5.3). Zur Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten wurden die mittleren rekonstruierten Energien für reale und simulierte Ereignisse für zwei verschiedene Werte der Kalibrationskonstanten c_{exp} errechnet. Zum einen fand die aus den experimentellen Daten extrahierte lokale Kalibrationskonstante $c_{exp,lokal} = 3,734 \text{ GeV/pC}$ (Gleichung 4.2) Verwendung. Zum zweiten wurde aus dem Verhältnis der mittleren deponierten Energie der simulierten Ereignisse ohne Rauschüberlagerung zur mittleren gemessenen Ladung der realen Ereignisse eine Schätzung für die Kalibrationskonstante von $3,628 \text{ GeV/pC}$ ermittelt und zur Rekonstruktion benutzt. Die Abhängigkeit der rekonstruierten Energien von der experimentellen Kalibrationskonstanten ist für simulierte Ereignisse nur sehr klein, c_{exp} geht nur durch die Überlagerung der Rauschereignisse in die rekonstruierte Energie ein. Die Abhängigkeit der rekonstruierten Energie für reale Daten ist nach der Rekonstruktionsvorschrift in Gleichung 5.2 linear.

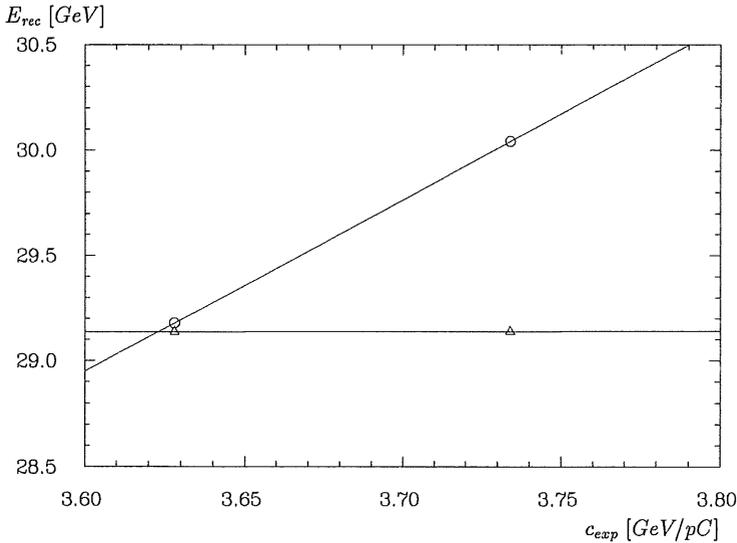


Abbildung 5.3: Rekonstruierte Energien von 30 GeV Elektronen für reale Ereignisse (\circ) und simulierte Ereignisse (\triangle), denen Rauschen überlagert wurde, in Abhängigkeit von der Kalibrationskonstanten.

In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse der Rekonstruktionen für reale Daten und simulierte Ereignisse im Falle einer Strahlenergie von 30 GeV dargestellt. Die beiden Punkte für die realen Daten und die simulierten Ereignisse wurden jeweils mit einer Geraden verbunden. Die absolute Kalibrationskonstante ist durch den Geradenschnittpunkt definiert. Dieses Vorgehen kann folgendermaßen erläutert werden. Die rekonstruierte Energie in den realen Ereignissen ist in erster Näherung :

$$\langle E_{rec,exp} \rangle \simeq c_{exp} \cdot \langle Q \rangle$$

mit der mittleren im gesamten Oktanten gemessenen Ladung $\langle Q \rangle$. Für die mit Rauschen überlagerten simulierten Ereignisse läßt sich formulieren:

$$\langle E_{rec,mc} \rangle \simeq c_{mc} \cdot \langle E_{vis} \rangle + c_{exp} \cdot \langle Q_r \rangle$$

mit der mittleren, im Oktanten sichtbaren Energie E_{vis} und der Rauschladung $\langle Q_r \rangle$. In erster Näherung ändern sich die rekonstruierten Energien der realen Ereignisse linear mit c_{exp} , wobei dann die Steigung der angenommenen Geraden die mittlere Ladung Q ist. Für die mit Rauschen rekonstruierten Energien der simulierten Ereignisse läßt sich auch eine Gerade annähern, mit dem Achsenabschnitt $c_{mc} \cdot \langle E_{vis} \rangle = E_{dep}$ und der Steigung $\langle Q_r \rangle$, der mittleren Rauschladung im Oktanten, die nach Analysen der Rauschergebnisse bei dem hier verwendeten asymmetrischen Schnitt mit zwei σ_r etwa 205 MeV entspricht. Mit der linearen Approximation der Abhängigkeiten kann die absolute Kalibrationskonstante für alle Strahlenergien berechnet werden. In der folgenden Tabelle sind die einzelnen Werte aufgelistet:

E [GeV]	$c_{exp,abs}$ [GeV/pC]
10	$3,625 \pm 0,010$
20	$3,611 \pm 0,008$
30	$3,623 \pm 0,012$
50	$3,622 \pm 0,010$
80	$3,606 \pm 0,016$

Die Streuung ist bei der Energie von 80 GeV am größten und kann mit der schon erwähnten Vermutung, daß die Strahlenergie höher war, begründet werden.

Da die typische Energie der durch tiefinelastische Streuung in den BBE-Ring gelenkten Elektronen im H1 Detektor bei 30 GeV liegt, wird die absolute Kalibrationskonstante dieser Energie weiterverwendet.

5.3 Die Güte der Kalibration

Nach Abschnitt 2.6 kann die Abweichung von der Linearität für das Kalorimeter durch die Differenz der mittleren rekonstruierten Energien für reale und simulierte Ereignisse beschrieben werden. Die Voraussetzung für diese Beschreibung der Linearität ist, daß die Simulationsrechnungen die Linearität des Kalorimetersignals zeigen. Die Erfüllung dieser Voraussetzung ist in Abbildung 5.2 und in Abbildung 5.16 gezeigt. Im folgenden wird die Größe ΔL betrachtet, die definiert ist durch:

$$\Delta L = \frac{\langle E_{rec,mc} \rangle}{\langle E_{rec,exp} \rangle} - 1 . \quad (5.4)$$

Sie ist ein Maß dafür, wie gut die Forderung nach der Gleichheit der rekonstruierten Energien erfüllt ist. In Abbildung 5.4 ist diese Größe ΔL für die verschiedenen Strahlenergien sowohl für die lokale als auch für die absolute Kalibrationskonstante dargestellt.

Für die lokale Kalibrationskonstante liegt die Abweichung der rekonstruierten Energie der realen Ereignisse zu der rekonstruierten deponierten Energie aus den simulierten Ereignissen wegen der Energieverluste durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und durch Leckagen mit unvollständiger Schauerabsorption systematisch bei rund 3 %. Die Verwendung der ermittelten absoluten Kalibrationskonstanten, die sich auf die im Kalorimeter deponierte Energie bezieht, verringert die systematische Differenz um diese 3 %.

Die Abweichung von der Linearität liegt für die Strahlenergie 80 GeV bei $-0,7$ %. Für diesen Energiepunkt ist wieder zu beachten, daß die Strahlenergie vermutlich höher war. In diesem Fall zeigt die Größe ΔL für alle Kalibrationskonstanten eine große Abweichung zu negativen Werten hin, weil die rekonstruierte Energie aus den Daten in jedem Fall größer ist als die aus den mit 80 GeV simulierten Ereignissen. Eine Verbesserung ist nur noch durch die Erhöhung der Strahlenergie in den simulierten Ereignissen möglich. Die Genauigkeit des mittleren Teilchenimpulses liegt nach Gleichung 3.1 für 80 GeV bei $\pm 0,55$ GeV. Um die Vermutung einer höheren Strahlenergie zu überprüfen, wurden Ereignisse mit einer Energie von 80,55 GeV simuliert. Die Abweichung von der Linearität liegt dann nur noch bei $-0,4$ %. Dieser Punkt für ΔL wurde mit in die Darstellung 5.4

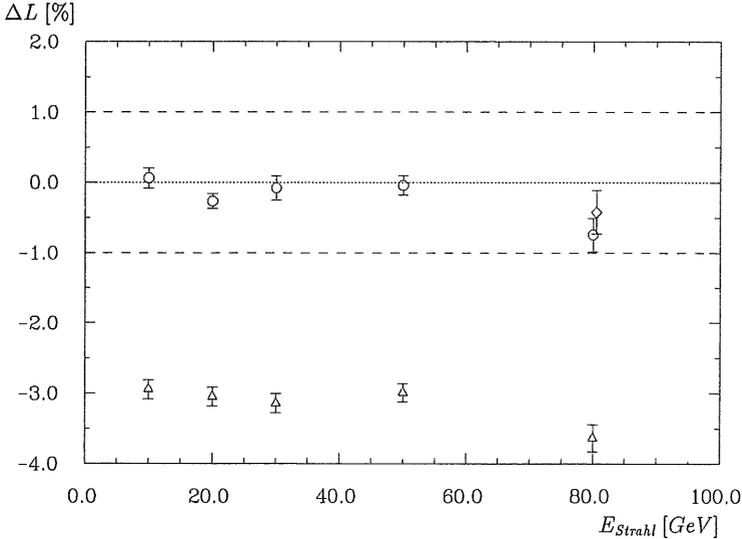


Abbildung 5.4: Abweichungen von der Linearität in Abhängigkeit von der Strahlenergie, dargestellt mit der Größe ΔL , die zum einen mit $c_{\text{exp,lokal}}$ (Δ) und zum anderen mit $c_{\text{exp,abs}}$ (\circ) berechnet wurde. Für den Punkt (\diamond) wurden Ereignisse mit 80,55 GeV simuliert.

aufgenommen. Weil die Strahlenergie bei 80 GeV unsicher ist, wird dieser Meßpunkt nicht mehr mit in die weitere Analyse einbezogen.

Die Abweichungen von der Linearität liegen für die anderen Energien von 10 GeV bis 50 GeV unter 0,3 %.

Für diese Strahlenergien sind die Verteilungen der rekonstruierten Energien für simulierte und reale Ereignisse in Abbildung 5.5 halblogarithmisch dargestellt. Die Übereinstimmung ist über mehrere Zehnerpotenzen sehr gut. In den Verteilungen der simulierten Ereignisse fehlen die kleinen Ausläufer zu niedrigen Energien. In den realen Daten sind diese durch Strahlungsprozesse im Strahl bedingt, bei denen das abgestrahlte Photon von den Triggerdetektoren nicht nachgewiesen wird. Das Elektron hat in diesen Ereignissen eine kleinere Energie beim Eintritt in das Kalorimeter. Die simulierten Teilchen wurden auf dem Tisch vor dem Kryostaten gestartet, so daß ein abgestrahltes Photon im allgemeinen mit im Kalorimeter registriert wird.

Eine andere Darstellung der Linearität ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Bei dieser Abbildung wurden die mit der lokalen und der absoluten Kalibrationskonstanten rekonstruierten Energien gegen die deponierten Energien aufgetragen, die aus den simulierten Ereignissen ohne Rauschüberlagerung rekonstruiert wurden. Für ein lineares Kalorimeter sollte sich als Abhängigkeit zwischen diesen beiden Größen eine Gerade mit der Steigung 1 ergeben. In den beiden dargestellten Fällen wurde daher die Funktion $g(E_{\text{dep}}) = a \cdot E_{\text{dep}} + b$ angepaßt:

N/N_0

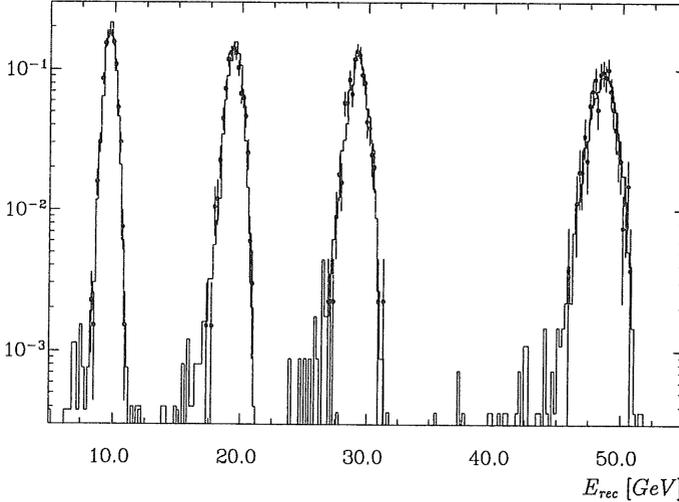


Abbildung 5.5: Verteilungen der rekonstruierten Energien für reale Ereignisse (Histogramm) und simulierte Ereignisse (•) für die Strahlenergien 10 GeV, 20 GeV, 30 GeV und 50 GeV.

c_{exp}	a	b [MeV]	χ^2/DoF
lokal	$1,031 \pm 0,001$	47 ± 9	7,0
absolut	$1,000 \pm 0,001$	45 ± 9	6,1

Für die mit $c_{exp,lokal}$ rekonstruierten Energien errechnet sich eine Geradensteigung die wieder aufgrund der Energieverluste um 3 % von 1 abweicht. Die Steigung der Geraden für die mit $c_{exp,abs}$ rekonstruierten Energien entspricht dem Wert 1. Als Achsenabschnitt zeigen die beiden Geraden einen Wert von etwa 47 MeV. Dieser Achsenabschnitt wird durch das zwar optimierte, aber noch nicht vollständig, unterdrückte Rauschen hervorgerufen. Der Meßpunkt bei 10 GeV bestimmt im wesentlichen diesen Achsenabschnitt. Bei der im Kapitel 7 dargestellten Analyse der Auswirkungen der Rauschunterdrückung wurde der Beitrag des Rauschens bei 10 GeV zu (40 ± 15) MeV bei der Verwendung eines asymmetrischen Schnittes mit der Höhe 2σ , errechnet (vgl. Abbildung 7.3).

Zum Nachweis der Güte der ermittelten Kalibration gehört, wie in Abschnitt 2.6 diskutiert ist, die Überprüfung der Gleichheit der rekonstruierten Energien für simulierte und reale Daten unter Verwendung von anderen Analyseschnitten zur Rauschunterdrückung. Zu diesem Zweck wurde die Höhe des asymmetrischen Schnittes gegen das Rauschen variiert. Abbildung 5.7 verdeutlicht das simultane Verhalten der rekonstruierten Energien für reale und simulierte Ereignisse am Beispiel von Elektronen mit einer Energie von 30 GeV. Die Form der Abhängigkeit von der Höhe des Schnittes wurde schon in Abschnitt 4.3 anhand der gemessenen Ladungen erläutert. Die Übereinstimmung von realen und simulierten

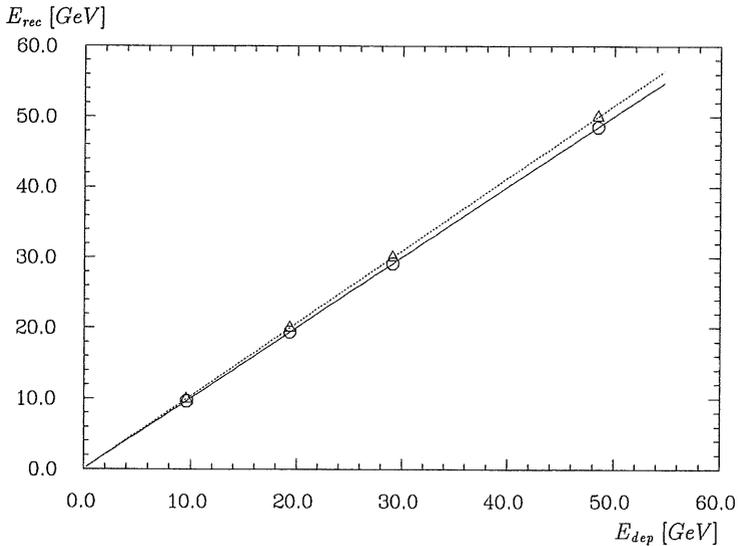


Abbildung 5.6: Linearität der rekonstruierten Energien der realen Ereignisse in Abhängigkeit von der mit den simulierten Ereignissen ohne Rauschen rekonstruierten deponierten Energien. Zum einen wurde die lokale (Δ) und zum anderen die absolute (o) Kalibrationskonstante verwendet. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

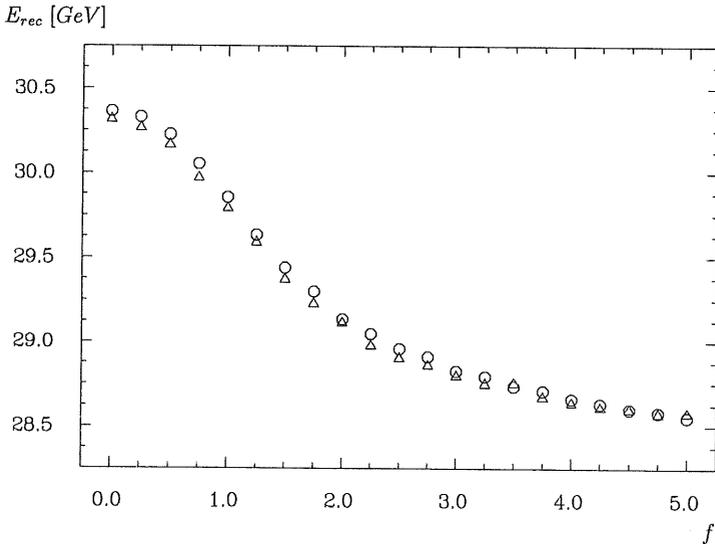


Abbildung 5.7: Rekonstruierte Energien für reale (o) und simulierte (Δ) Ereignisse mit 30 GeV Elektronen in Abhängigkeit von der Schnitthöhe f . Die statistischen Fehler sind so groß wie die Symbole.

Ereignissen ist sehr gut. Auch in der Anzahl der bei der jeweiligen Schnitthöhe aufzusummierenden Kanäle zeigen beide Ereignistypen das gleiche Verhalten (Abbildung 5.8).

Eine deutlichere Darstellung der kleinen Abweichungen erlaubt die Größe ΔL (Gleichung 5.4). Sie wurde in Abbildung 5.9 für die gemessenen Energien zwischen 10 GeV und 50 GeV in Abhängigkeit von der Höhe des asymmetrischen Schnittes eingezeichnet.

Diese Abbildung zeigt, daß auch bei Änderung der Analysebedingungen die maximalen Abweichungen von der Linearität ΔL kleiner als $\pm 0,4\%$ sind.

Die folgende Abbildung 5.10 stellt die absolute Differenz in der Anzahl der aufzusummierenden Signalkanäle für simulierte und reale Ereignisse in Abhängigkeit von der Höhe des asymmetrischen Schnittes dar. Die maximale Differenz liegt bei 2,1 Kanälen unter insgesamt 70 Kanälen bei 50 GeV. Dies stellt eine weitere Bestätigung der guten Qualität der Simulation dar. Es ist eine systematische Abweichung zu einer kleineren Anzahl an getroffenen Kanälen in den simulierten Ereignissen erkennbar. Der Grund hierfür konnte nicht festgestellt werden.

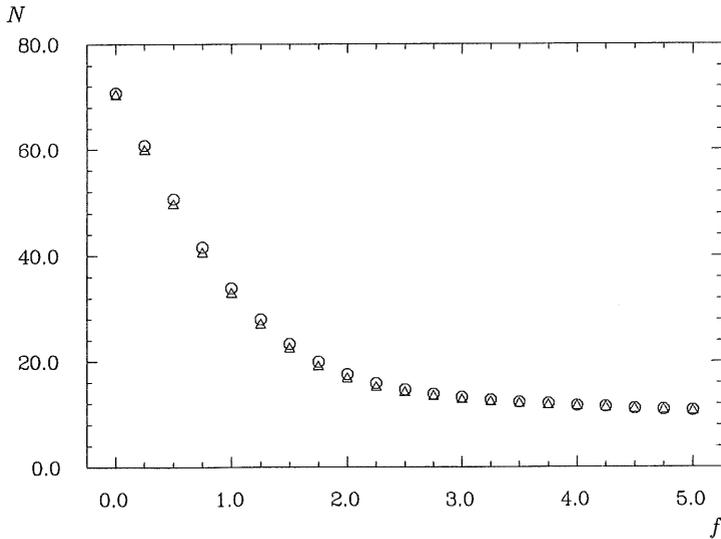


Abbildung 5.8: Anzahl der zum Signal beitragenden Kanäle für reale (\circ) und simulierte (\triangle) Ereignisse mit 30 GeV Elektronen in Abhängigkeit von der Schritthöhe f . Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

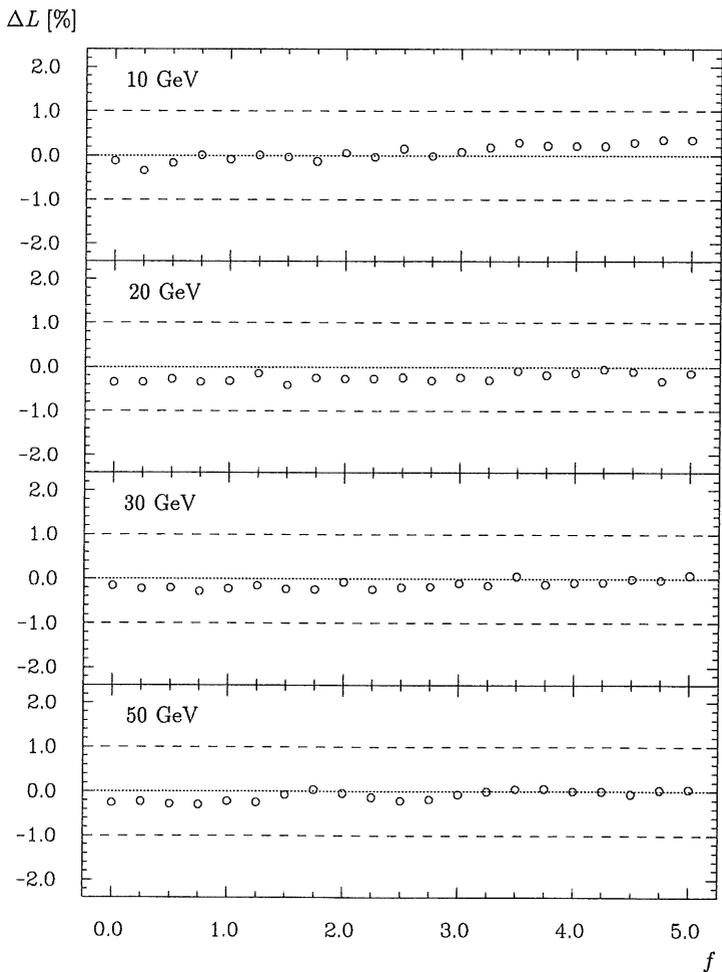


Abbildung 5.9: Abweichung von der Linearität für verschiedene Strahlenergien in Abhängigkeit von der Schmitzhöhe f , die gestrichelten Linien markieren Abweichungen von $\pm 1\%$. Die statistischen Fehler sind so groß wie die Symbole.

ΔN

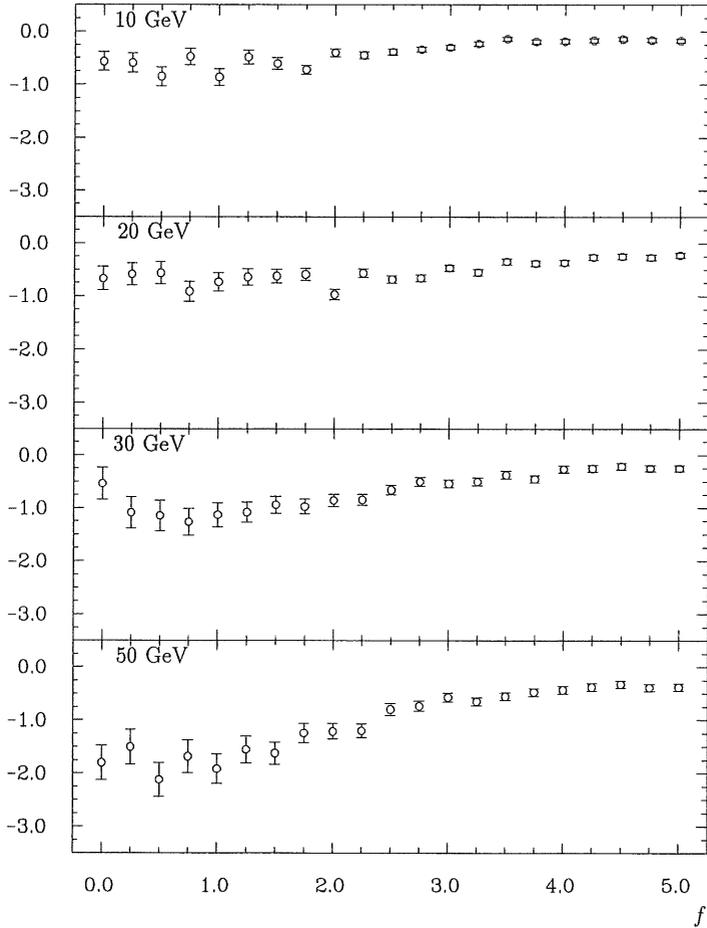


Abbildung 5.10: Differenz der Anzahl der Signalkanäle in simulierten und realen Ereignissen ($\Delta N = N_{mc} - N_{exp}$) für verschiedenen Strahlenergien in Abhängigkeit von der Schritthöhe f .

Systematische Unsicherheiten der Kalibration

Zu den systematischen Unsicherheiten in der ermittelten absoluten Kalibrationskonstanten tragen verschiedene Faktoren bei. Die folgende Tabelle listet sie mit einer Abschätzung ihrer jeweiligen Beiträge auf:

Ursache	Beitrag	Bemerkung
Impulsunsicherheit des Strahls	0,7 %	Gleichung 3.1 bei 30 GeV
experimentelle Daten:		
elektronische Kalibration	0,1 %	Abschnitt 3.3.4
Ladungskorrekturen	0,4 %	Abschnitt 4.2
absolute Effizienzkorrektur	0,5 %	Gleichung 4.1
zeitl. Effizienzkorrektur	0,2 %	Abbildung 4.10
räumliche Homogenität	1,0 %	Abbildungen 4.17 und 4.18
simulierte Daten:		
a) Genauigkeit von c_{mc}	0,2 %	Abbildung 5.2
b) Schichtdicke	0,3 %	Abschnitt 3.4
c) inaktives Material	0,2 %	Abschnitt 5.4.1
Linearität und Rausch- unterdrückung	0,4 %	Abbildung 5.9
insgesamt	1,5 %	

Die einzelnen Beiträge werden durch Ursachen hervorgerufen, die unkorreliert sind. Daher können sie zur Ermittlung einer Gesamtunsicherheit quadratisch addiert werden. Den größten Beitrag liefert die räumliche Homogenität. Die Größe dieser Unsicherheit ist nicht durch Unterschiede im Eintrittsort der realen und simulierten Teilchen gegeben, dieser wurde in der vorliegenden Analyse optimiert, sondern durch die Anwendung der ermittelten Kalibrationskonstanten im H1 Detektor auf andere Bereiche des BBE-Kalorimeters.

Den zweitgrößten Beitrag liefert die Unsicherheit des Impulses der Strahlteilchen. Es wurde die Kalibrationskonstante der Strahlenergie 30 GeV verwendet. Bei dieser Energie liegt die Unsicherheit nach Gleichung 3.1 bei 0,7 %. Die Unsicherheit in den Korrekturen der experimentellen Daten tragen zusammen etwa in der gleichen Größenordnung zum systematischen Fehler bei.

Die Unsicherheit in den Simulationen enthält die Ungenauigkeit der Bestimmung der Kalibrationskonstanten c_{mc} für die simulierten Ereignisse und den Beitrag der unterschiedlichen Dicke der Flüssig-Argon Schichten im Simulationsprogramm im Vergleich zu den gemessenen Schichtdicken im Oktanten. Eine weitere Unsicherheit in den Simulationen bildet das inaktive Material vor dem Kalorimeter, das die im Kalorimeter deponierte Energie beeinflusst. Die Auswirkung des inaktiven Materials auf die Kalibrationskonstante wird im folgenden Abschnitt detailliert dargestellt. Bei der Optimierung der Simulationen wurde die Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter in Schritten von 0,1 X_0 variiert.

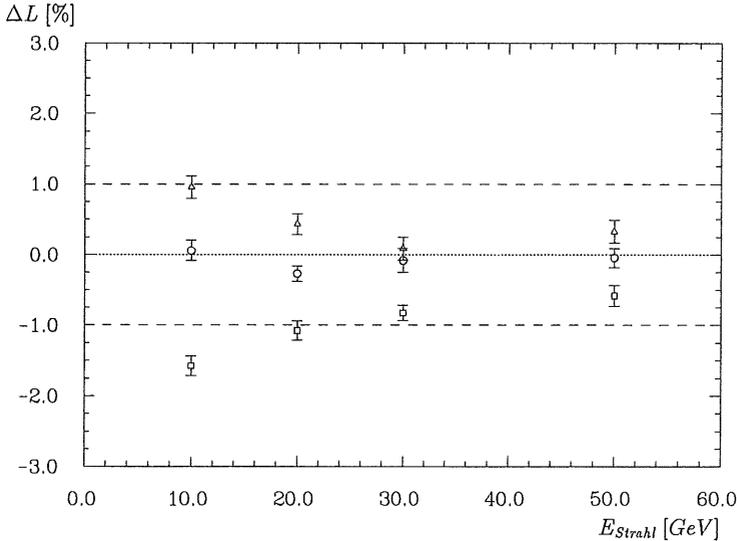


Abbildung 5.11: Abweichung von der Linearität für Simulationsergebnisse mit unterschiedlicher Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter, Δ für $0,66X_0$, \circ für $1,06X_0$ und \square für $1,30X_0$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

Der maximale Fehler, der sich aus einer Unsicherheit von $0,1 X_0$ im inaktiven Material bei der Strahlenergie 30 GeV ergibt, liegt nach diesen Untersuchungen bei $0,2 \%$.

Die Linearität wurde bei unterschiedlichen Rauschunterdrückungen ermittelt und übt gegenüber den anderen Ursachen einen kleineren Einfluß auf die systematische Unsicherheit aus.

5.4 Untersuchungen zu Einflüssen auf die Kalibrationskonstante

5.4.1 Das inaktive Material vor dem Kalorimeter

Vor der Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten erfolgte eine Optimierung der Simulation, in welcher der Eintrittsort der Teilchen und das inaktive Material vor dem Kalorimeter angepaßt wurden. Veränderungen des Eintrittsortes der Teilchen üben aufgrund der guten räumlichen Homogenität des BBE-Oktanten nur einen geringen Einfluß auf das Signal der Teilchen aus. Die Auswirkungen von Variationen in der Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter sind dagegen groß. Der Einfluß des inaktiven Materials auf die absolute Kalibrationskonstante wird im folgenden untersucht.

Abbildung 5.11 stellt die Abweichungen von der Linearität dar, die sich durch die Veränderungen des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter ergeben. Die zur Berechnung der Größe ΔL erforderlichen rekonstruierten Energien wurden mit den am Beginn dieses Kapitels ermittelten absoluten Kalibrationskonstanten bestimmt. Zum einen befinden sich bei der Simulation der Ereignisse ungefähr 0,66 Strahlungslängen vor dem Oktanten und zum anderen entsprechend der Optimierungsanalyse 1,06 Strahlungslängen. Ergänzt wird die Darstellung durch eine Fallstudie, in der das inaktive Material überschätzt wird. In dieser Simulation befanden sich rund 1,30 Strahlungslängen vor dem Kalorimeter. Dadurch werden die rekonstruierten Energien für die simulierten Ereignisse im Mittel verkleinert und ΔL wird negativ.

Deutlich ist eine Änderung der Abhängigkeit der Größe ΔL von der Teilchenenergie mit zunehmenden inaktiven Material zu erkennen, da der Einfluß auf die kleinen Strahlenergien besonders groß ist. Diese Änderung ist unabhängig von der verwendeten absoluten Kalibrationskonstanten. Wie in Abbildung 5.4 erkennbar ist, bewirkt die Änderung der Kalibrationskonstanten für alle Energien gemeinsam eine nahezu parallele Verschiebung der Werte.

In Abschnitt 2.6 wurde schon erläutert, daß die Abweichungen von der Linearität minimiert werden, wenn das Simulationsprogramm den Aufbau der Testmessungen gut beschreibt. Unabhängig von der Kalibrationskonstanten kann dafür ein Test erfolgen, indem die Variationen in der Größe ΔL bezogen auf den Mittelwert aus allen Strahlenergien betrachtet wird. Eine Testgröße hierfür ist z.B. : $\chi^2 = \sum_i ((\Delta L_i - \langle \Delta L \rangle)^2 / \sigma_i^2)$, wobei für σ_i^2 die statistischen Fehler der Größen ΔL verwendet werden. Dieses χ^2 wird für die Simulation, welche die Realität am besten beschreibt minimiert. Die folgende Tabelle faßt die Ergebnisse für χ^2 zusammen:

inakt. Material [X_0]	$\langle \Delta L \rangle$ [%]	$\chi^2 / D_o F$
0,66	0,476	4,4
1,06	-0,083	1,0
1,30	-1,01	6,8

In die Berechnungen für χ^2 gingen dabei die Energien zwischen 10 GeV und 50 GeV ein. Für 1,06 Strahlungslängen ist das χ^2 deutlich geringer als für die beiden anderen Konfigurationen.

Die Abbildung 5.11 zeigt, daß sich die durch Änderungen in den Simulationen hervorgerufenen Abweichungen innerhalb von nur -1,5 % bis +1,0 % beim sensitivsten Energiepunkt (10 GeV) bewegen. Für die höheren Energien sind die Abweichungen weitaus geringer. Das angewandte Verfahren zur Bestimmung der absoluten Kalibrationskonstanten gewährleistet also auch bei nicht optimierten Simulationen eine ausreichende Genauigkeit der Kalibrationskonstanten innerhalb ihrer abgeschätzten systematischen Unsicherheit.

5.4.2 Der Transition-Effekt

Das in Abschnitt 2.6 diskutierte Verfahren zur Bestimmung der Kalibration geht sowohl für reale als auch für simulierte Daten von dem Ansatz eines Kalibrationsfaktors

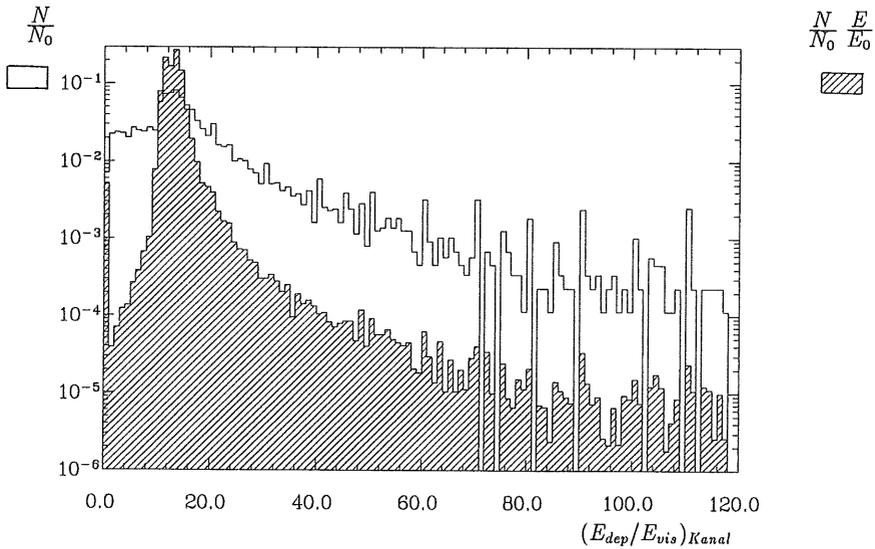


Abbildung 5.12: Häufigkeitsverteilung des Verhältnisses E_{dep}/E_{vis} in den einzelnen Kanälen des BBE-Oktanten, einmal ungewichtet (offenes Histogramm) und einmal mit der Energie im Kanal gewichtet (schraffiert).

aus, mit dem sich aus der Gesamtladung die Gesamtenergie in einem Ereignis berechnet (Gleichung 2.11). Im folgenden wird mit Simulationsrechnungen für den BBE-Oktanten gezeigt, daß dieser Kalibrationsfaktor, wenn er in einzelnen Kalorimeterkanälen bestimmt wird, abhängig vom Ort im BBE-Oktanten und gleichbedeutend damit von der longitudinalen Tiefe der Schauerentwicklung ist.

Für simulierte Ereignisse ist der Kalibrationsfaktor der Quotient aus deponierter und sichtbarer Energie. Abbildung 5.12 stellt die auftretenden Verhältnisse von deponierter Energie zur sichtbaren Energie in den einzelnen BBE-Kanälen am Beispiel von Elektronen einer Energie von 30 GeV dar. Die Verteilung zeigt ein gehäuftes Auftreten bei der ermittelten Kalibrationskonstanten c_{mc} . Diese wurde über das Verhältnis der im gesamten Oktanten deponierten Energie zur sichtbaren Energie zu 12,93 bestimmt (Abschnitt 5.2). Die Verteilung enthält Ausläufer sowohl zu kleinen als auch zu großen Werten hin. Diese von der ermittelten Kalibrationskonstanten abweichenden Werte treten außerhalb der Zone dichter Energiedeposition auf. Die zweite in die Abbildung schraffiert eingezeichnete Verteilung verdeutlicht dies. Bei ihrer Berechnung wurden die Einträge mit der deponierten Energie gewichtet und es zeigt sich eine klare Konzentration auf den Bereich der ermittelten Kalibrationskonstanten. In dieser gewichteten Verteilung treten auch Einträge nahe Null auf. Dies ist eine Folge der unterschiedlichen Granularität für die deponierte und die sichtbare Energie im Rekonstruktionsprogramm. Die deponierte Energie wird in Schritten von 500 keV aufgezeichnet und die sichtbare Energie in Schritten von 50 keV. Im Extremfall erscheint keine deponierte Energie für Kanäle, die aufgrund vorhandener sichtbarer Energie als Signalkanäle klassifiziert worden sind.

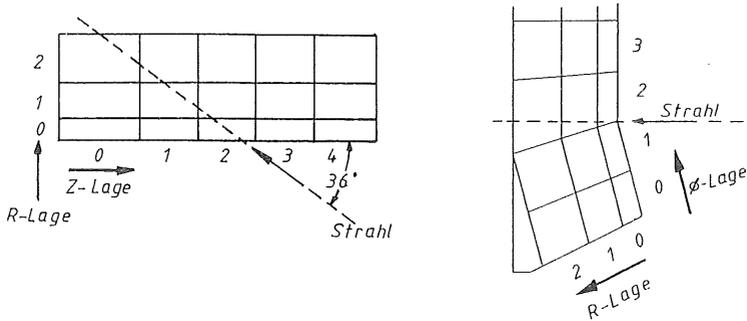


Abbildung 5.13: Prinzipielle Darstellung der Lage der Strahlachse im BBE-Oktanten.

Es ist möglich, die unterschiedlichen Werte des Verhältnisses von deponierter zu sichtbarer Energie einzelnen Bereichen im Oktanten zuzuordnen. Dafür wurden die Verteilungen dieses Verhältnisses in den einzelnen R- und Z-Lagen analysiert. Verwendung fand dabei die energiegewichtete Verteilung, weil mit ihr die Abhängigkeiten klarer zu Tage treten. In den Abbildung 5.14 und 5.15 sind die so bestimmten mittleren Verhältnisse in Abhängigkeit von den R- und Z-Lagen und der Energie der Teilchen eingetragen. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 5.13 die Lage der Strahlachse im BBE-Oktanten bezüglich der einzelnen Lagen dargestellt.

Der Schauer entwickelt sich longitudinal in einer Kombination aus R- und Z-Lagen. Aus der Verbindung der drei Abbildungen 5.13, 5.14 und 5.15 läßt sich schließen, daß das Verhältnis von deponierter zu sichtbaren Energie in den Lagen R=2, Z=0, 1 und 2, die Abhängigkeit von der longitudinalen Schauerentwicklung bestimmt wird. Die Abbildungen zeigen, daß das Verhältnis mit fortschreitender Schauerentwicklung höhere Werte annimmt. In den Z-Lagen 3 und 4 wird kaum Energie deponiert (Abbildung 5.1), so daß aufgrund der niedrigen Statistik in diesen Lagen eine Abhängigkeit von der Schauerentwicklung nicht erkennbar ist.

Außerdem zeigt sich in den einzelnen Lagen eine leichte Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen. Besonders deutlich erkennbar ist an den Lagen R=2, Z=0, 1 und 2, daß für 10 GeV die ermittelten Verhältnisse größer sind als für 80 GeV. Die longitudinale Ausdehnung des Schauers skaliert logarithmisch mit der Energie der Teilchen (Tabelle 2.1). Aufgrund dieser Tatsache und des vorgelagerten Materials vor dem Kalorimeter hat sich ein 10-GeV-Schauer relativ zu einem 80-GeV-Schauer im Mittel schon stärker entwickelt, wenn er das Kalorimeter und die einzelnen Lagen erreicht.

$\langle E_{dep}/E_{vis} \rangle_{Kanal}$

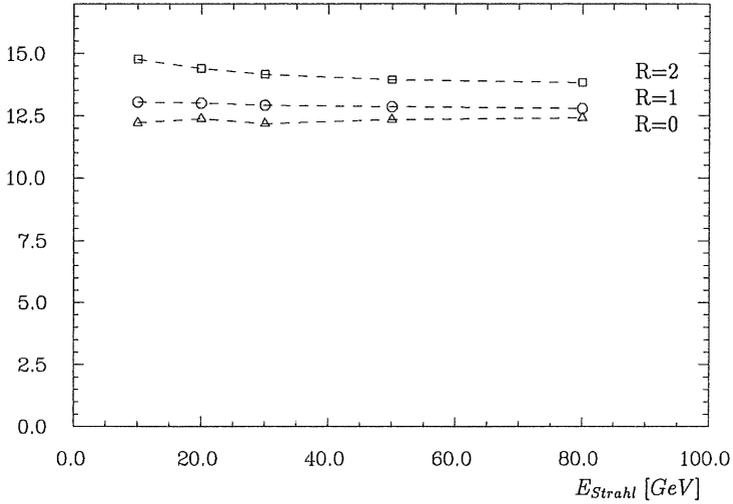


Abbildung 5.14: Mit der Energie gewichteter Mittelwert des Verhältnisses E_{dep}/E_{vis} in den Kanälen der R-Lagen in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

$\langle E_{dep}/E_{vis} \rangle_{Kanal}$

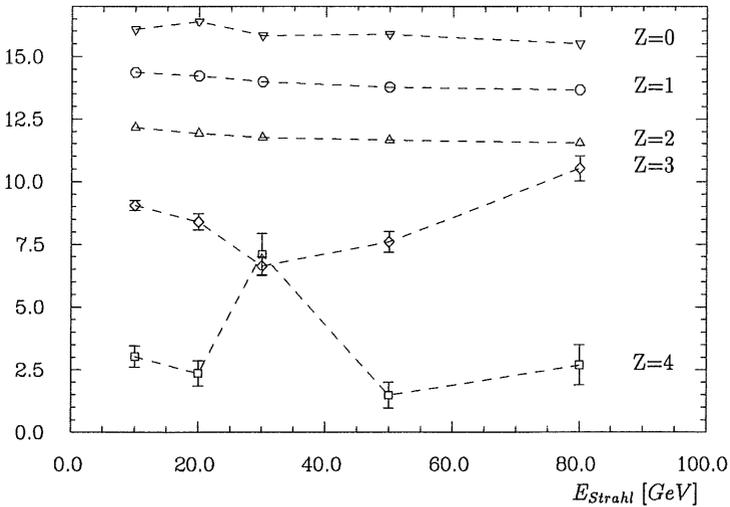


Abbildung 5.15: Mit der Energie gewichteter Mittelwert des Verhältnisses E_{dep}/E_{vis} in den Kanälen der Z-Lagen in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

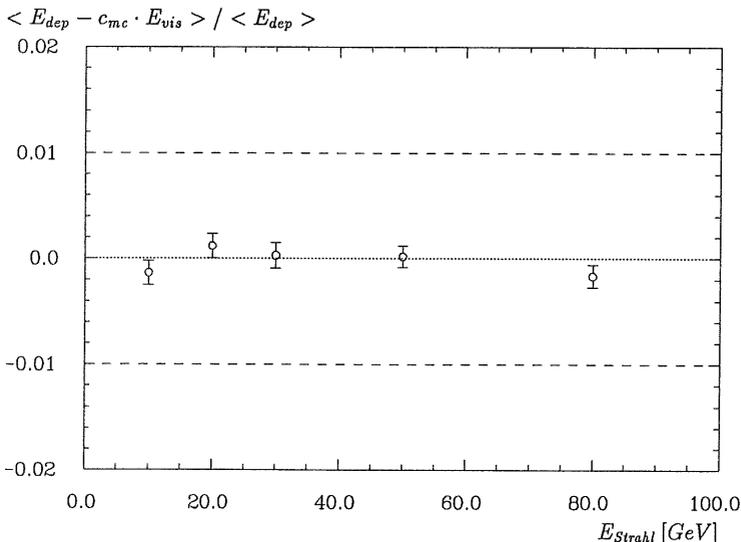


Abbildung 5.16: Abweichung der rekonstruierten Energie von der deponierten Energie in Abhängigkeit von der Strahlenergie für die simulierten Ereignisse ohne Rauschüberlagerung. Die Linien der $\pm 1\%$ -Grenze sind gestrichelt markiert.

Mit dem im Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Transition-Effekt wird diese Abhängigkeit erklärbar. Die betrachteten Verhältnisse aus deponierter und sichtbarer Energie sind gerade der Kehrwert der Sampling Fraction. Diese Sampling Fraction wird für Elektronen stark vom Transition-Effekt beeinflusst. In Abbildung 2.7 wird die Sampling Fraction von Elektronen relativ zur Sampling Fraction eines Mips in Abhängigkeit von der Schauertiefe und damit von der longitudinalen Schauerentwicklung dargestellt. Das e/mip -Verhältnis sinkt mit wachsender Schauertiefe ab. Die Sampling Fraction für Mips ist unabhängig von der Tiefe des Kalorimeters, daher muß das kleiner werdende e/mip -Verhältnis durch eine sinkende Sampling Fraction für Elektronen bedingt sein. Eine sinkende Sampling Fraction bedeutet aber gleichzeitig durch die Kehrwertbildung eine Steigerung des Verhältnisses von deponierter zur sichtbaren Energie. Dies entspricht der festgestellten Abhängigkeit mit zunehmender Schauerentwicklung.

In dem angewandten Verfahren zur Kalibration wird für den gesamten Oktanten ein konstanter Kalibrationsfaktor angesetzt. Die festgestellte räumliche Variation dieses Kalibrationsfaktors in den einzelnen Kanälen des Kalorimeters übt dann keinen Einfluß auf die Genauigkeit der rekonstruierten Energie aus, wenn der angesetzte Kalibrationsfaktor durch Mittelung über den gesamten Schauerbereich bestimmt wird. Die Abbildung 5.12 zeigt mit Hilfe der Simulationsrechnungen, daß in diesem Fall die zum Signal signifikant beitragenden Kanäle gut kalibriert sind. Die Genauigkeit, mit der die deponierte Energie rekonstruiert werden kann, liegt hier bei $\pm 0,2\%$. Dies verdeutlicht Abbildung 5.16.

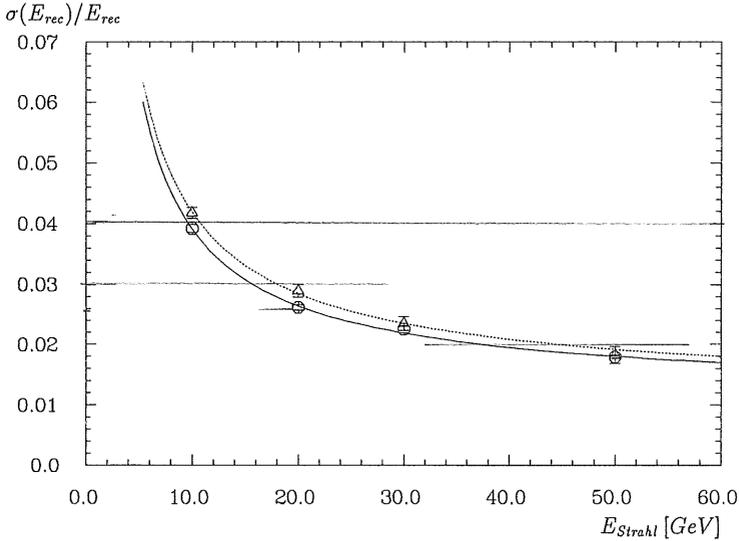


Abbildung 5.17: *Relative Auflösung für reale (\circ) und simulierte (\triangle) Ereignisse in Abhängigkeit von der Strahlenergie.*

5.5 Die Energieauflösung für Elektronen

Zur Bestimmung der relativen Energieauflösung wurden an die Verteilungen der rekonstruierten Energien für reale und simulierte Ereignisse, die in Abbildung 5.5 dargestellt sind, Gaußfunktionen angepaßt. Die Abbildung 5.17 zeigt die Abhängigkeit der relativen Auflösung von der Strahlenergie. Die relative Auflösung wird dabei durch das Verhältnis der Standardabweichung der angepaßten Gaußfunktion zur Strahlenergie ausgedrückt. In der Anpassung wurde das Intervall von drei Standardabweichungen um den Mittelwert berücksichtigt. Für die simulierten Ereignisse errechnen sich leicht höhere Werte als für die realen Ereignisse. Dies wurde auch schon in [Obr91] durch eine unabhängige Simulation mit einem anderen Monte Carlo Programm festgestellt.

Nach Gleichung 2.4 kann diese Abhängigkeit von der Strahlenergie mit

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}$$

parametrisiert werden. Die Anpassung einer solchen Funktion liefert für die realen und simulierten Ereignisse die in der folgenden Tabelle aufgeführten Ergebnisse :

Parameter	Experiment	Simulation
$a [(GeV)^{1/2}]$	$0,094 \pm 0,011$	$0,105 \pm 0,007$
$b [MeV]$	229 ± 41	215 ± 46
c	$0,011 \pm 0,002$	$0,011 \pm 0,003$

In dem Parameter a zeigen sich für die simulierten Ereignisse geringfügig höhere Sampling Fluktuationen. Dennoch stimmen die einzelnen Parameter für die realen und die simulierten Ereignisse im Rahmen ihrer Fehlergrenzen überein. Der Parameter b enthält die Einflüsse des Rauschens. Der Wert, der sich für diesen Parameter durch die Anpassungen ergibt, liegt nah an der mittleren Rauschenergie von etwa 205 MeV. Die angegebene Rauschenergie wurde durch die Analyse der reinen Rauschereignisse mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit der Höhe von zwei Standardabweichungen ermittelt. In den Parameter c gehen die Interkalibration der Kanäle untereinander und die Energieverluste ein. Er wird jedoch im wesentlichen durch die Breite der Impulsverteilung für die Strahlteilchen bestimmt, die nach Gleichung 3.3.1 bei 0,8 % lag.

Kapitel 6

Die Trennung von Elektronen und Pionen mit dem BBE-Kalorimeter

Während der Testmessungen wurden unter anderem Ereignisse mit Pionen einer Energie von 30 GeV für den BBE-Oktanten aufgezeichnet. Die Konversion ihrer Ladungssignale in Energiesignale erfolgte für die weiteren Untersuchungen mit der für Elektronen bestimmten absoluten Kalibrationskonstanten.

6.1 Der Vergleich der Signalverteilungen

Die Verteilungen der rekonstruierten Energien für Pionen und Elektronen werden in Abbildung 6.1 verglichen. Pionen deponieren ihre Energie im allgemeinen durch hadronische Schauer. Die wichtigsten Grundlagen über diesen Schauertyp wurden in dem Abschnitt 2.3.3 erläutert. Der BBE-Oktant ist nur geringfügig tiefer als eine Absorptionslänge λ . Der geringen Tiefe des BBE-Oktanten entsprechend findet in vielen Pion-Ereignissen keine inelastische Wechselwirkung statt. Pionen, die das Kalorimeter ohne inelastische Wechselwirkung durchqueren, hinterlassen entlang ihrer Spur im Oktanten nur die durch Ionisation freigesetzten Ladungen. Ihr gehäuftes Auftreten wird in der Verteilung der rekonstruierten Signale durch die stark erhöhte Anzahl von Einträgen bei Energien bis ungefähr 1 GeV dargestellt. Ein minimalionisierendes Teilchen deponiert theoretisch in den durchquerten Argonschichten etwa 330 MeV. Dieser Energieverlust liegt in der gleichen Größenordnung. Für die anderen Pion-Ereignisse, in denen eine inelastische Wechselwirkung einen hadronischen Schauer auslöst, liegen die rekonstruierten Energien zwischen 1 GeV und der gesamten Energie der Strahlteilchen von 30 GeV. Diese große Schwankungsbreite in der rekonstruierten Energie wird durch die starken Fluktuationen hervorgerufen, denen die Entwicklung eines hadronischen Schauers unterworfen ist. Sie wurden in dem Abschnitt 2.3.3 näher erläutert.

Für die folgenden Untersuchungen wurden mit dem, schon in den vorausgegangenen Analysen benutzten, optimierten Monte Carlo Programm Ereignisse für Pionen simuliert. Außerdem erfolgte die Simulation von Elektronen mit der für die Analyse der Elektron-Pion-Trennung notwendigen hohen Statistik. Abbildung 6.2 zeigt den Vergleich der Verteilungen für Elektronen und Pionen mit den simulierten Daten. Den simulierten Ereignissen

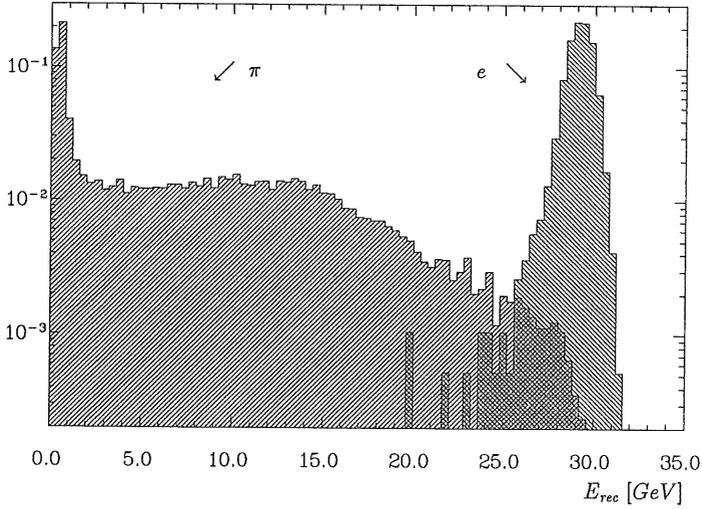
N/N_0 

Abbildung 6.1: Verteilung der aus experimentelle Daten rekonstruierten Energien für 30 GeV Elektronen und Pionen.

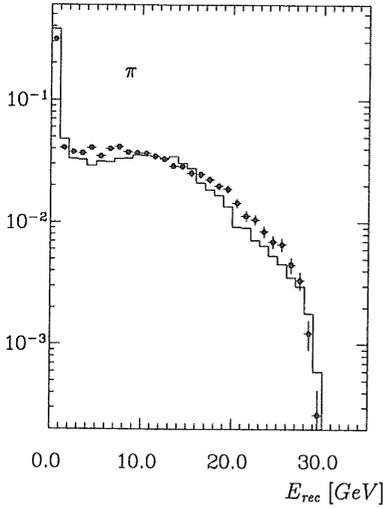
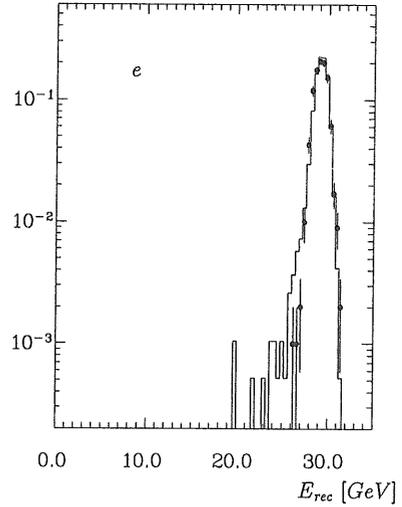
 N/N_0  N/N_0 

Abbildung 6.2: Verteilungen der rekonstruierten Energie für reale (Histogramm) und simulierte (\bullet) Teilchenereignisse.

nissen wurden wieder reale Rauschereignisse überlagert, um einen korrekten Vergleich zu ermöglichen. Die Verteilungen der Elektronen stimmen wie schon im vorausgegangenen Kapitel gut überein. Wieder fehlen die kleinen Ausläufer zu niedrigeren rekonstruierten Energien, die durch Strahlungsverluste im Strahl hervorgerufen werden und bei dem Start der simulierten Teilchen vom Tisch vor dem Kryostaten nicht nachgebildet werden. Für Pionen gibt es geringfügige Unterschiede. In der Verteilung der simulierten Ereignisse sind weniger Pionen enthalten, die den Oktanten ohne inelastische Wechselwirkungen durchqueren, als in den realen Daten. Die erhöhte Anzahl der rekonstruierten Energien bis zu 2 GeV ist kleiner. Dieser Unterschied in den Verteilungen ist eine Eigenschaft des Simulationsprogrammes und wurde auch für andere Kalorimeterringe festgestellt [Loc92].

6.2 Die Trennung von Elektronen und Pionen

In dem Abschnitt 2.4 über die Identifizierung von Teilchen wurden die verschiedenen Methoden zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen diskutiert. Für den H1 Detektor werden die unterschiedlichen Dimensionen der elektromagnetischen und hadronischen Schauer benutzt. In der vorliegenden Untersuchung fand das gleiche Programm wie in den Analysen von Ebbinghaus [Ebb92] Verwendung. Grundlage der Trennung in diesem Analyseprogramm ist die Matrixmethode, die schon von Rauschnabel [Rau78] und Babaev et al. [Bab79] für Flüssig-Argon Kalorimeter eingesetzt wurde. Im folgenden werden die Grundzüge der verwendeten Methode dargestellt, Einzelheiten sind in den Arbeiten von Colombo und Ebbinghaus [Col90, Ebb92] zu finden.

Für jedes Ereignis wird in dieser Analyse ein Vektor \vec{x} berechnet, dessen sechs Komponenten aus den im folgenden aufgeführten Größen bestehen:

$$\begin{aligned} x_1 &= \sum_i E_i, \\ x_2 &= \frac{\sum_i l_i \frac{E_i}{V_i}}{\sum_i \frac{E_i}{V_i}} = \langle l \rangle, \\ x_3 &= \frac{\sum_i l_i^2 \frac{E_i}{V_i}}{\sum_i \frac{E_i}{V_i}} - \langle l \rangle^2, \\ x_4 &= \frac{\sum_i r_i \frac{E_i}{V_i}}{\frac{E_i}{V_i}} = \langle r \rangle, \\ x_5 &= \frac{\sum_i r_i^2 \frac{E_i}{V_i}}{\frac{E_i}{V_i}} - \langle r \rangle^2, \\ x_6 &= \frac{\sum_i r_i l_i \frac{E_i}{V_i}}{\frac{E_i}{V_i}} - \langle l \rangle \langle r \rangle. \end{aligned}$$

Die Bedeutung der einzelnen Variablen verdeutlicht die Abbildung 6.3. Die erste Komponente des Vektors ist die im Ereignis rekonstruierte Energie. Die anderen fünf Größen stellen den longitudinalen und lateralen Energiedichteschwerpunkt, sowie die Varianz und

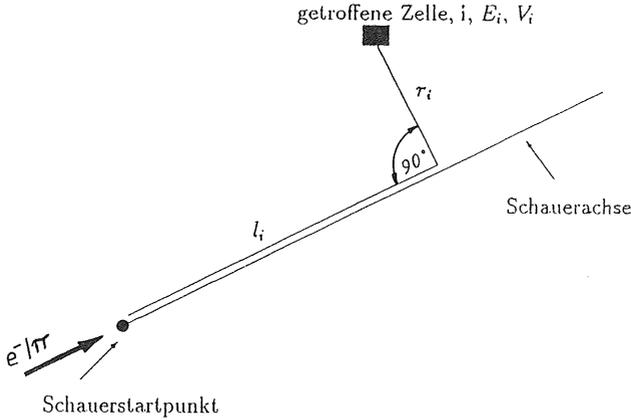


Abbildung 6.3: Prinzipielle Darstellung des Koordinatensystems im Schauer mit der Bezeichnung der einzelnen Größen, die in die Berechnung der Schauermomente eingehen [Ebb92].

die Korrelation der beiden Schwerpunkte dar. Der Vektor \vec{x} beschreibt also die räumliche Ausdehnung des Schauers. Unter der Annahme, daß der Vektor \vec{x} für Elektronen multinormalverteilt ist, gilt für seine Verteilung:

$$f(\vec{x}) \propto \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x} - \vec{\mu}_e)\right) .$$

Der Mittelwert $\vec{\mu}_e$ und die Kovarianzmatrix H_e können mit Hilfe von N Elektronereignissen bestimmt werden:

$$\begin{aligned} (\vec{\mu}_e)_i &= \frac{\sum_N x_i}{N} , \\ (H)_{ij} &= \frac{\sum_N (x_i - (\vec{\mu}_e)_i)(x_j - (\vec{\mu}_e)_j)}{N - 1} . \end{aligned}$$

Zur Separation der Pionen von Elektronen wird mit dem Vektor \vec{x} , eine Testgröße η nach der folgenden Definition errechnet:

$$\eta = (\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x} - \vec{\mu}_e) .$$

In dieser Bestimmungsgleichung für η erfolgt der Vergleich des untersuchten Ereignisses mit dem mittleren Elektronschauer. Für Elektronen sind die Abweichungen nur klein, so daß auch das berechnete η kleine Werte annimmt und unter den gemachten Annahmen einer χ^2 -Verteilung mit sechs Freiheitsgraden folgt. Werden jedoch Pionereignisse mit dem mittleren Elektronschauer verglichen, so ergeben sich durch die größeren Abweichungen auch größere Werte für η . Für die Klassifizierung eines Ereignisses als Pion- oder Elektronereignis kann nach der Analyse der η -Verteilungen ein η_{cut} festgelegt werden, ab dem ein Ereignis als Pion-Ereignis identifiziert wird. Abbildung 6.4 verdeutlicht diesen Sachverhalt [Col90]. Die Trennung wird im folgenden definiert durch :

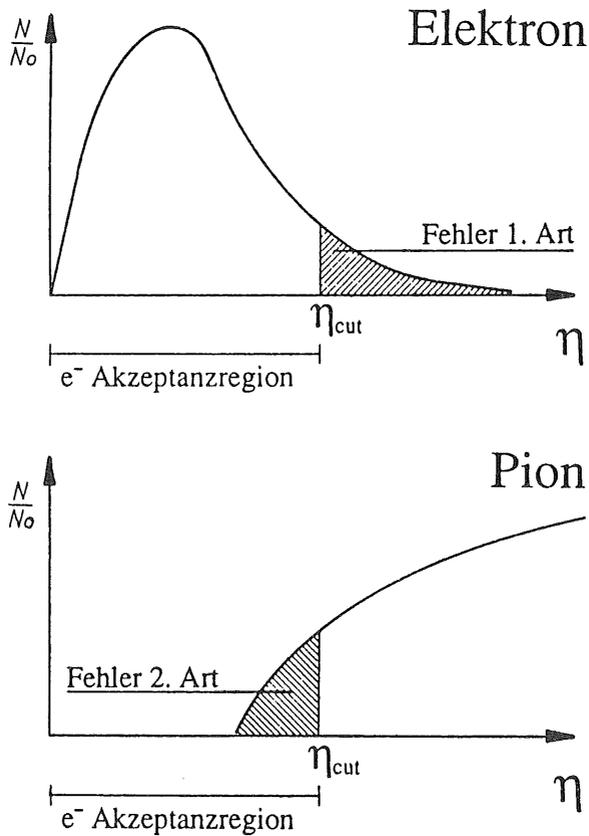


Abbildung 6.4: Prinzipielle η -Verteilungen für Elektronen und Pionen mit markierten Fehlern der 1. und 2. Art [Col90].

$$T = \frac{1 - \text{Fehler 1. Art}}{\text{Fehler 2. Art}} = \frac{\text{relative } e^- \text{-Ausbeute}}{\text{Anteil der falsch identifizierten } \pi^-}$$

Die Trennung ist von der Höhe des η_{cut} abhängig und kann als Funktion der relativen Elektron-Ausbeute angegeben werden. Der statistische Fehler der so berechneten Trennung wird dominiert von der Unsicherheit in der Anzahl der falsch identifizierten Pionen. Der Mittelwert für diese Anzahl ist poissonverteilt und die gemessene Zahl ist eine Schätzung für ihn. Das Konfidenzintervall zum Niveau 90 % kann als Maß für den statistischen Fehler der Trennung verwendet werden [Col90].

6.2.1 Die Trennung für reale Ereignisse

Die angegebenen Momente werden im Koordinatensystem des Schauers berechnet. Für die Kalibrationsmessungen ist es aufgrund des speziellen Aufbaues nicht möglich, die Schauerachse durch Extrapolation vom Vertex im H1-System zu bestimmen. Als Schauerstartpunkt ist darum der nominale Eintrittsort der Teilchen in den Oktanten für alle Ereignisse gewählt worden. Die Richtung der Schauerachse ist mit einem Punkt dichter Energiedeposition im Schauer festgelegt. Für diesen Punkt sind zwei Möglichkeiten getestet worden. Die Fehler, die sich durch diese Festlegung der Schauerachse ergeben, sind kleiner, als wenn sie nur über Schauerstrukturen bestimmt wird, da die Kanäle im BBE-Oktanten relativ groß sind.

Für die Bestimmung des Punktes für die Richtung der Schauerachse können zwei einfache Annahmen gemacht werden. Zum einen kann der Kanal gesucht werden, der das größte Signal besitzt und die Koordinaten seines Mittelpunktes benutzt werden. Zum anderen kann der Energieschwerpunkt des Schauers Verwendung finden. Er wird in diesem Fall durch die Mittelung über die mit der Energiedichte im Kanal gewichteten Koordinaten der Signalkanäle errechnet. Das Ergebnis für die beiden Möglichkeiten zeigt die Abbildung 6.5. Die mit dem Schauerschwerpunkt berechnete Trennung ist geringfügig besser.

Die Trennung ist bei dem verwendeten Verfahren sehr stark davon abhängig, wie gut die Schauerachse des Ereignisses getroffen wird. Es können bei der Verwendung spezieller Algorithmen zur Festlegung der Schauerachse noch Verbesserungen in der Trennung auftreten. Die Entwicklung solcher Algorithmen erfolgt für die Kalorimeterringe im Rahmen des Rekonstruktionsprogrammes für den H1 Detektor, ist aber zur Zeit noch nicht abgeschlossen. Im folgenden wird daher die Schauerachse durch den nominalen Eintrittsort und den Energieschwerpunkt festgelegt und grundlegende Abhängigkeiten aufgezeigt. Außerdem erfolgt ein Vergleich mit den simulierten Ereignissen.

Die Trennung ist leicht vom Grad der angewandten Rauschunterdrückung abhängig. Für Abbildung 6.5 wurde ein asymmetrischer Schnitt in einer Höhe von zwei Standardabweichungen der Rauschsignale benutzt. Die Verbesserung der Trennung mit der Erhöhung des Schnittes ist in Abbildung 6.6 für die Schnitthöhen 2 und $10 \sigma_r$ dargestellt. Die Verbesserungen sind relativ klein. Wird die Schnitthöhe über das zur Rauschunterdrückung notwendige Maß erhöht, so tragen Signalkanäle mit kleinen Energieinhalten nicht mehr zum Gesamtsignal bei. Die Verbesserung wird zum einen durch Pionen hervorgerufen, die nur noch weniger als 3 Signalkanäle aufweisen und somit einwandfrei kein Elektron darstellen. Zum anderen wird der Schauer auf seinen Kern begrenzt und der Unterschied

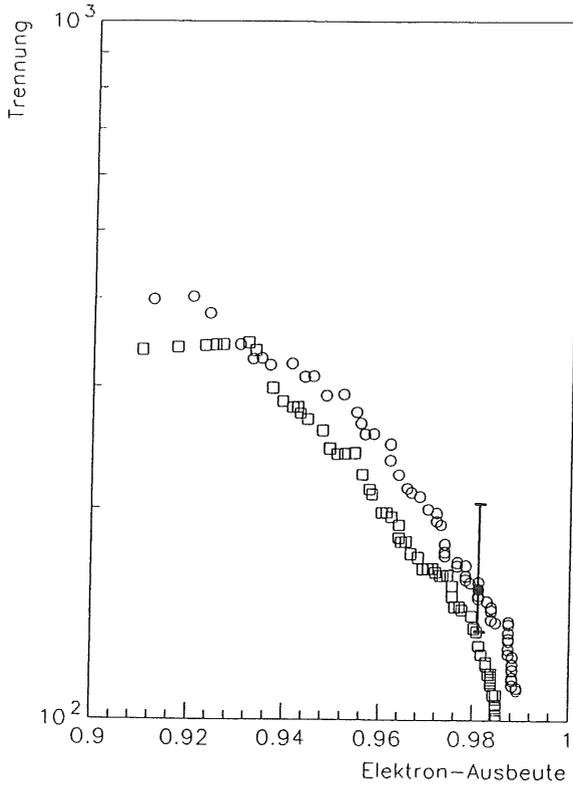


Abbildung 6.5: Trennung von Elektronen und Pionen mit 30 GeV Energie als Funktion der relativen Elektron-Ausbeute für die Festlegung der Schauerachse mit dem Energieschwerpunkt (o) und dem Kanal mit dem größten Signal (□). Der eingezeichnete Fehlerbalken markiert die Größe des statistischen Fehlers zum Konfidenzniveau 90 %.

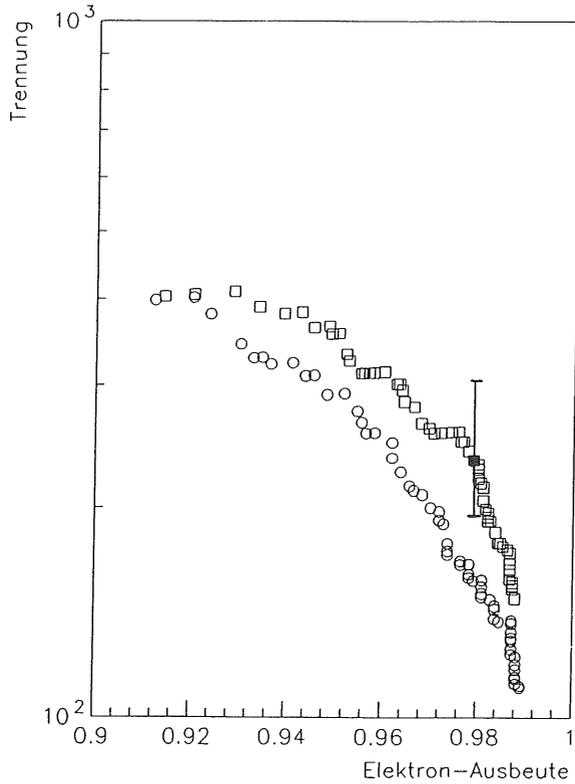


Abbildung 6.6: Trennung von Elektronen und Pionen mit 30 GeV Energie als Funktion der relativen Elektron-Ausbeute, berechnet mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit $2\sigma_r$ (o) und mit $10\sigma_r$ (□). Der eingezeichnete Fehlerbalken markiert die Größe des statistischen Fehlers zum Konfidenzniveau 90 %.

zwischen dem Elektronensignal und dem Pionsignal wird deutlicher. Allerdings darf der Schnitt nicht zu hoch sein, da sonst zuviele Signale des Schauers unterdrückt werden, was zu einer Verschlechterung der Trennung führt.

Diese Interpretation wird durch die Änderungen der Verteilungen der einzelnen Momente mit steigender Schnitthöhe gestützt. In Abbildung 6.7 sind die Verteilungen der Momente für Elektronen und Pionen für den asymmetrischen Schnitt mit der Höhe 2σ , dargestellt. Die Verteilungen der Elektronen sind schmal, hingegen zeigen die Verteilungen für Pionen große Schwankungen in den einzelnen Momenten. Da die Energieinhalte der Kanäle für Pionen nur sehr klein sind, üben die Rauschsignale einen großen Einfluß auf die Berechnung der Schauerachse aus. Diese Rauschsignale sind statistisch über den gesamten Oktanten verstreut, so daß die Schauerachse stark variieren kann und die Momente verzerrt werden. Durch den speziellen Aufbau des BBE-Oktanten mit einer geringen Tiefe, in λ gemessen, und mit einer Segmentierung in wenige Kanäle ist ein zur Trennung wichtiges Moment für dieses Kalorimeter das Moment x_1 , mit dem die rekonstruierten Energien in die Analyse eingehen. Bei diesem Moment ist die Überlappung in der Verteilung für Elektronen und Pionen am geringsten.

Abbildung 6.8 zeigt die Verteilung der Momente, die sich bei der Anwendung eines asymmetrischen Schnittes mit 10σ , ergeben. Sie zeigen sowohl für Elektronen und insbesondere für Pionen eine engere Konzentration der Momente auf kleinere Breiten, da der Schauer auf seinen Kern begrenzt wird. In der Verteilung für das Moment x_4 sind zwei Maxima zu erkennen. Diese Struktur im ersten radialen Momentes wird durch den Einschuß direkt auf eine Kanalgrenze hervorgerufen. In diesem Fall sind die Schwerpunkte des Schauers gleich oft auf der einen Seite und auf der anderen Seite der Kanalgrenzen zu finden. Für das Moment x_3 werden auch negative Werte registriert. Der Schauerstartpunkt liegt bei den Testmessungen durch das inaktive Material vor dem Kalorimeter. Dies wird bei der Festlegung des Schauerstartpunktes mit dem nominalen Eintrittsort im Kalorimeter nicht berücksichtigt. Der Überlappungsbereich im ersten Moment, das für die Trennung wichtig ist, wird durch die höhere Rauschunterdrückung größer. Dennoch verbessert sich die Trennung aufgrund der schmaleren Verteilungen der Momente und durch diejenigen Pionen, die bei dem höheren Schnitt weniger als drei Signalkanäle aufweisen.

6.2.2 Der Vergleich mit simulierten Ereignissen

Für den Vergleich mit realen Daten wurden den simulierten Daten wieder Rauschsignale überlagert und derselbe Schnitt gegen das Rauschen angewandt, wie für die realen Daten. Abbildung 6.9 zeigt etwas bessere Trennungen für die simulierten Daten als für die realen Daten. Eine gute Übereinstimmung zwischen realen und simulierten Ereignissen ergibt sich für den Vergleich der Momentenverteilungen. Diese sind für die simulierten Ereignisse in Abbildung 6.10 dargestellt und für die realen Daten in Abbildung 6.7. Der Grund für die bessere Trennung in den simulierten Ereignissen liegt in den geringfügigen Unterschieden der Verteilungen der rekonstruierten Energien (Moment x_1). In den simulierten Ereignissen sind weniger Pionen mit großer rekonstruierter Energie zu finden als in den realen Ereignissen. Dies ist in der schon gezeigten Abbildung 6.2 zu erkennen. Damit wird der Überlappbereich im Moment x_1 , das stark zur Trennung beiträgt, kleiner.

Mit der Analyse der simulierten Ereignisse ohne Rauschüberlagerung kann der Einfluß

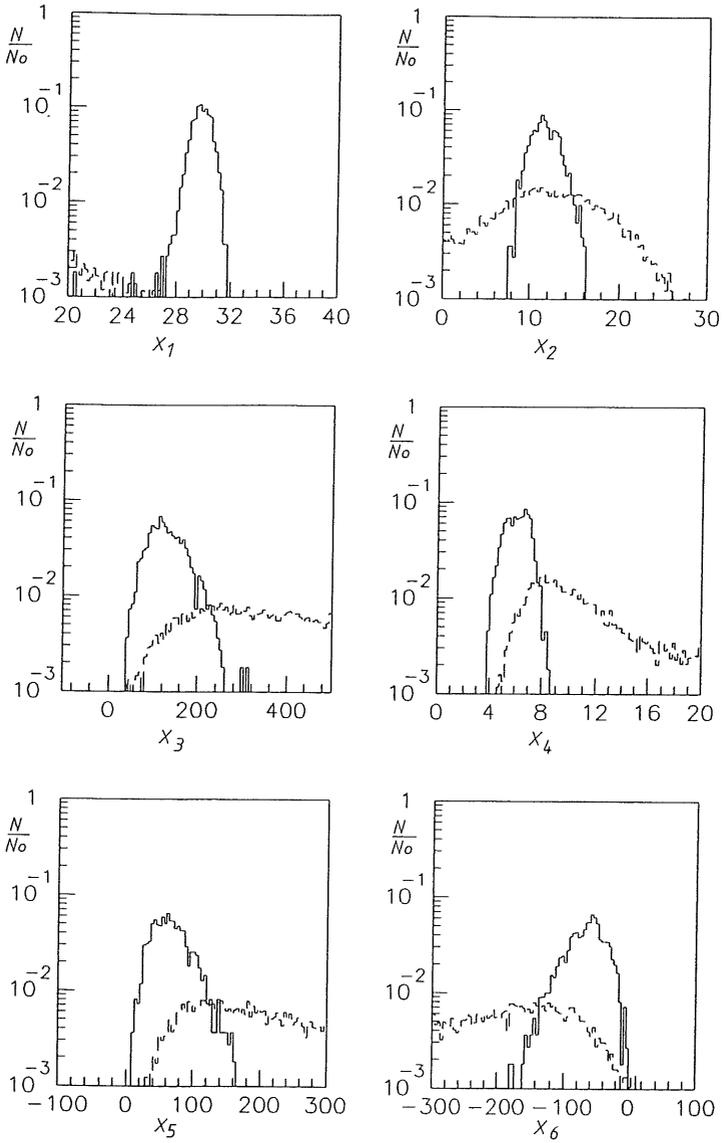


Abbildung 6.7: Verteilung der Schauermomente, berechnet mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit 2σ , für Elektronen (Histogramm) und Pionen (gestricheltes Histogramm).

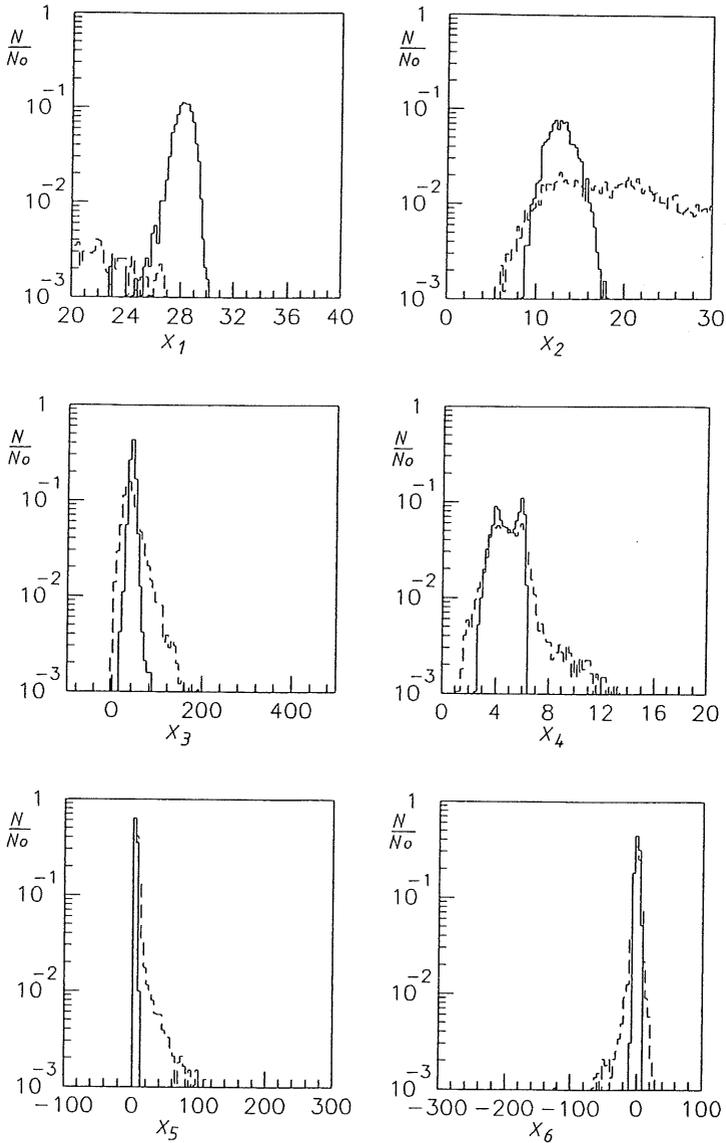


Abbildung 6.8: Verteilung der Schauerermomente, berechnet mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit $10 \sigma_r$ für Elektronen (Histogramm) und Pionen (gestricheltes Histogramm).

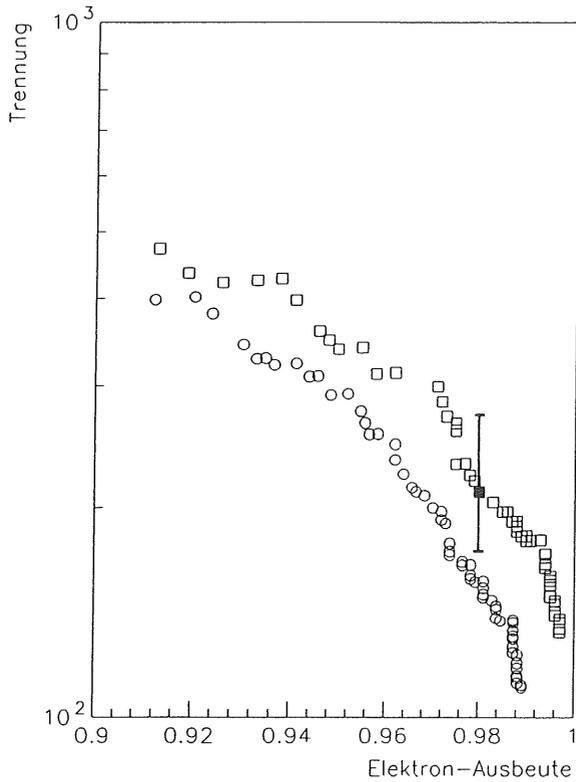


Abbildung 6.9: Trennung von Elektronen und Pionen mit 30 GeV Energie als Funktion der relativen Elektron-Ausbeute, berechnet mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit $2\sigma_r$ für reale Ereignisse (o) und simulierte Ereignisse (\square). Der eingezeichnete Fehlerbalken markiert die Größe des statistischen Fehlers zum Konfidenzniveau 90 %.

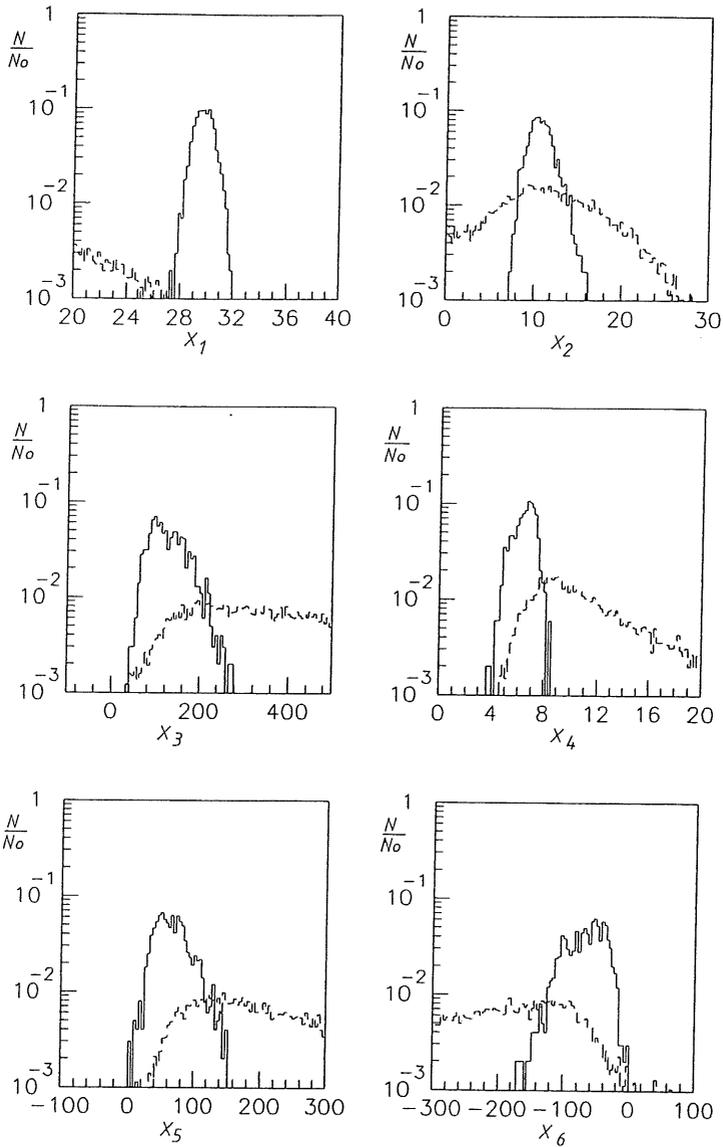


Abbildung 6.10: Verteilung der Schauermomente, berechnet mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit 2σ , für simulierte Elektronen (Histogramm) und Pionen (gestricheltes Histogramm).

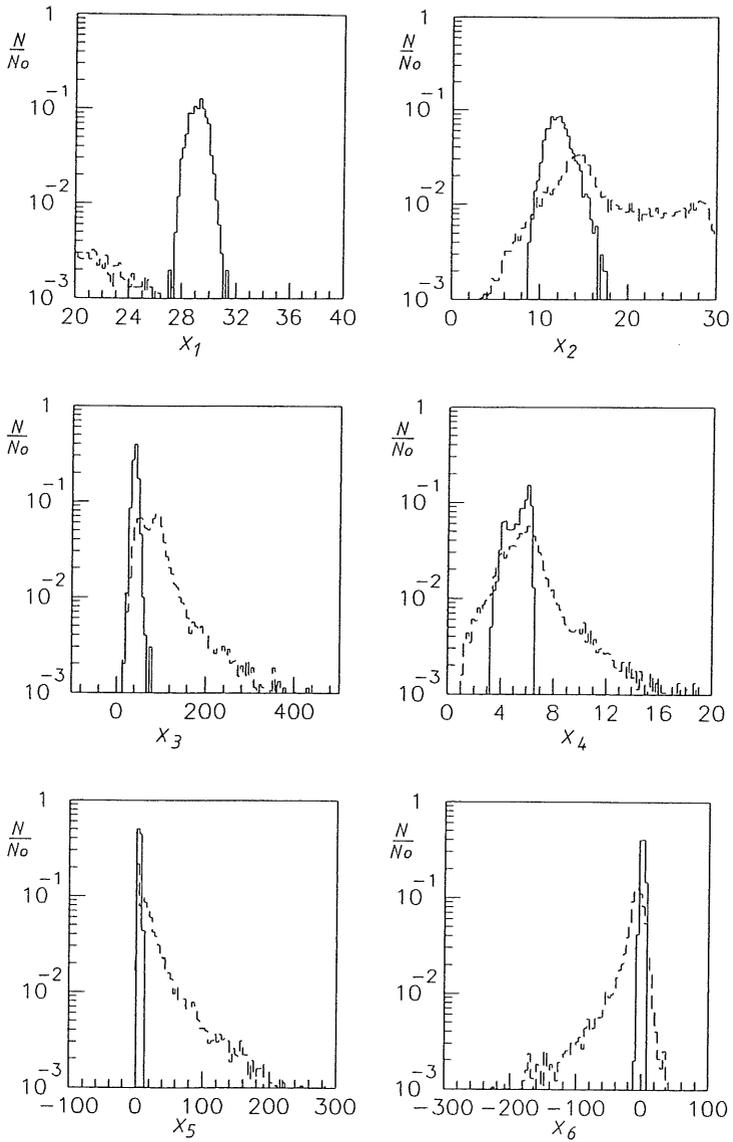


Abbildung 6.11: Verteilung der Schauermomente, berechnet ohne Rauschüberlagerung für simulierte Elektronen (Histogramm) und Pionen (gestricheltes Histogramm).

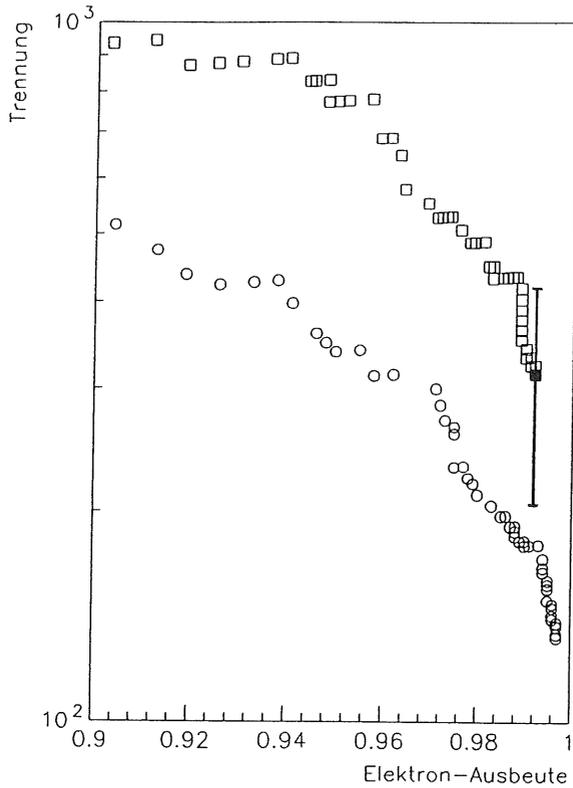


Abbildung 6.12: Trennung von Elektronen und Pionen mit 30 GeV Energie als Funktion der relativen Elektron-Ausbeute, berechnet für simulierte Ereignisse einmal mit Rauschüberlagerung und asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit $2\sigma_r$ (o) und ohne Rauschüberlagerung (□). Der eingezeichnete Fehlerbalken markiert die Größe des statistischen Fehlers zum Konfidenzniveau 90 %.

des Rauschens auf die Trennung untersucht werden. Die Verteilungen der Momente, die ohne Rauschüberlagerung berechnet wurden (Abbildung 6.11), zeigen eine Konzentration auf engere Bereiche als für Ereignisse die mit Rauschen rekonstruiert wurden (Abbildung 6.10). Abbildung 6.12 stellt die Trennung für die mit und ohne Rauschen rekonstruierten Ereignisse dar und verdeutlicht die Verschlechterung der Trennung durch die Rauschsignale. Im Mittel wird sie um den Faktor zwei gesenkt. Die theoretische Trennung aufgrund der Analyse der reinen Schauerstrukturen ist besser als sie durch eine Begrenzung der realen Schauer auf ihren Kern mittels einer hohen Rauschunterdrückung kleiner Signale erzielt werden kann.

Kapitel 7

Die Korrektur der Auswirkungen der Rauschunterdrückung

Die vorangegangenen Untersuchungen zeigten, daß das Rauschen eine wichtige Rolle für die Energiemessung mit Flüssig-Argon Kalorimetern spielt. In dem Abschnitt 4.3 erfolgte auf der Basis der experimentellen Daten eine Analyse des Einflusses der Rauschunterdrückung. In Voruntersuchungen wurde gezeigt, daß der Einfluß der Rauschunterdrückung für alle Energien absolut gleich groß ist [Obr91]. Mit den simulierten Ereignissen ist eine weiterführende Untersuchung und die Entwicklung eines Korrekturverfahrens möglich. Diese Korrektur wird im folgenden sowohl auf simulierte, wie auch auf reale Ereignisse anwendet.

7.1 Der Beitrag des Rauschens

Es wurde schon festgestellt, daß die Größe der rekonstruierten Energie von der Höhe des asymmetrischen Schnittes abhängig ist (Abbildung 5.7). Für die Verteilung der Rauschsignale zeigt Abbildung A.1 im Anhang auf Seite 156 in weiten Bereichen eine Gaußverteilung. Die relative Häufigkeit einer durch Rauschen in einem Kanal i hervorgerufenen Energie $E_{r,i}$ ist bei einer Gaußverteilung gegeben durch:

$$P(E_{r,i}) = P_{0,i} \cdot \exp\left(-\frac{(E_{r,i} - \mu)^2}{2 \cdot \sigma_{r,i}^2}\right), \quad (7.1)$$

in diesem Fall mit dem Mittelwert $\mu = 0$ und der Standardabweichung $\sigma_{r,i}$ des Kanals. Die Analyse der aufgezeichneten Rauschereignisse mit einem asymmetrischen Schnitt der Höhe $2 \sigma_r$ ergab, daß im Mittel 2,7 Kanäle über dem Schnitt liegen und so zum Gesamtsignal beitragen. Bei der Annahme, daß die Rauschsignale in den Kanälen nicht korreliert sind, entspricht diese ermittelte Anzahl demjenigen Wert, den man mit der in Gleichung 7.1 angegebenen Häufigkeitsverteilung für die insgesamt 120 BBE-Kanäle berechnet.

Das Gesamtsignal in einem gemessenen Rauschereignis ergibt sich bei einem asymmetri-

schen Schnitt ab $f \cdot \sigma_r$ zu:

$$E_{Rausch}(f) = \sum_i^{Kanäle} \int_{f \cdot \sigma_{r,i}}^{\infty} E_{r,i} \cdot P(E_{r,i}) dE_{r,i} = \sum_i^{Kanäle} E_{r,i}^0 \cdot \exp\left(-\frac{f^2}{2}\right) .$$

Die Abhängigkeit des Signals der Rauschereignisse von der Höhe des Schnittes ist wieder durch eine Gaußverteilung parametrisierbar, diesmal mit dem Mittelwert $\mu = 0$ und der Standardabweichung $\sigma = 1$. Die Norm der Gaußverteilung ist die Summe der Normen für die Gaußverteilungen in den einzelnen Kanälen ($E_{r,i}^0$). Im folgenden werden an $E_{Rausch}(f)$ Gaußfunktionen angepaßt, für deren Standardabweichung ein freier Parameter c zugelassen ist, dessen Wert nah bei 1 liegen sollte. Die Norm wird in den Anpassungen durch den Parameter b beschrieben. In diesen Parameter geht die Anzahl der analysierten Kanäle ein:

$$E_{Rausch}(f) = b \cdot \exp\left(-\frac{f^2}{2c^2}\right) . \quad (7.2)$$

In Abbildung 7.1 sind die mittleren rekonstruierten Energien der Rauschereignisse in Abhängigkeit von der angewandten Schnitthöhe f dargestellt. Analysiert wurden dabei die Messungen, die zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten Verwendung fanden. An diese rekonstruierten Energien wurde eine Gaußfunktion angepaßt und eingezeichnet. Die folgende Tabelle faßt die Ergebnisse der Anpassungen zusammen:

E_{Strahl} [GeV]	b [GeV]	c	χ^2/DoF
10	$1,453 \pm 0,009$	$1,006 \pm 0,005$	1,4
20	$1,459 \pm 0,008$	$1,007 \pm 0,005$	1,7
30	$1,454 \pm 0,006$	$1,003 \pm 0,004$	3,0
50	$1,456 \pm 0,010$	$1,010 \pm 0,007$	1,8

Der Parameter b nimmt für alle Strahlenergien innerhalb der Fehlergrenzen den gleichen Wert an. Die in Abschnitt 4.3 gemachte Annahme, daß die Rauschsignale von der Strahlenergie unabhängig sind und einen durch die Schnitthöhe bestimmten gleichen absoluten Beitrag zur rekonstruierten Energie liefern, wird hiermit bestätigt.

7.2 Der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das physikalische Signal

Die rekonstruierte Energie in einem Ereignis setzt sich aus dem rekonstruierten physikalischen Energiebeitrag E_{phys} der deponierten Energie und der aus dem Rauschen rekonstruierten Energie zusammen:

$$E_{rec}(f) = E_{phys}(f) + E_{Rausch}(f) .$$

E_{rec} ist von der Höhe f des angewandten asymmetrischen Schnittes abhängig. Will man die ermittelte Form der Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Schnitthöhe f , wie sie in Abbildung 5.7 dargestellt ist, nachvollziehen, so muß noch die Abhängigkeit

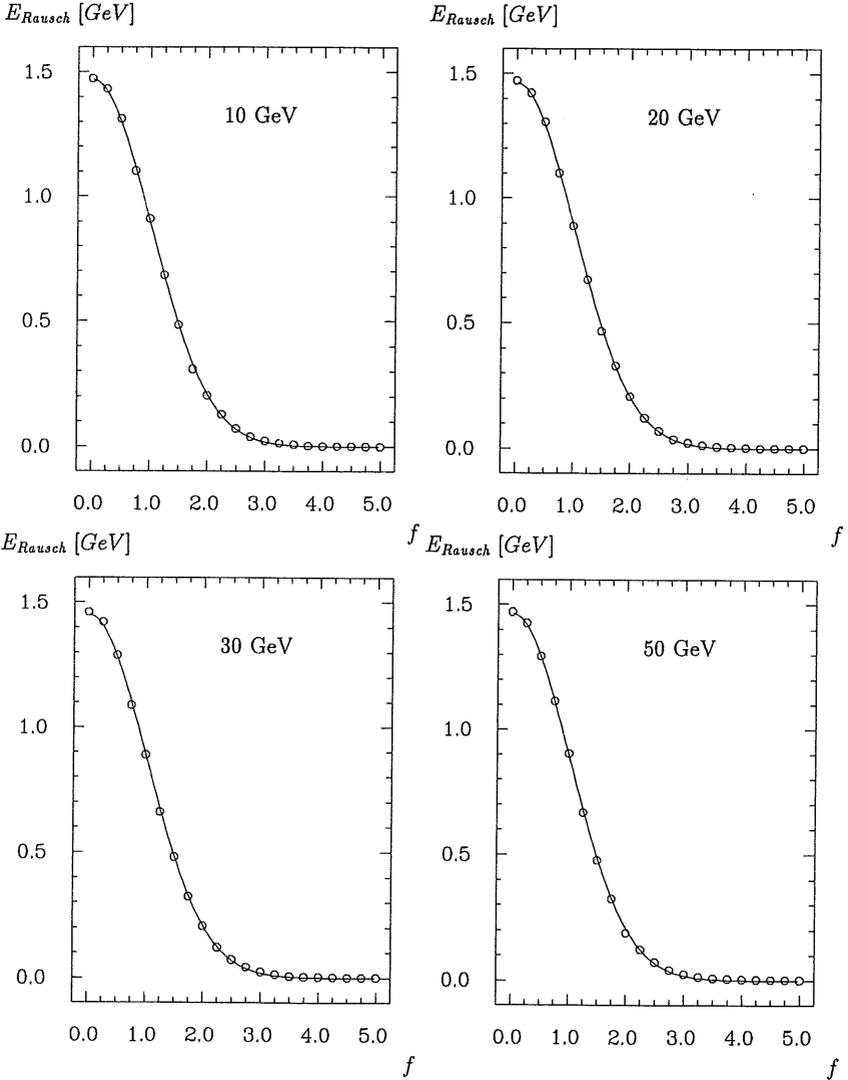


Abbildung 7.1: Rekonstruierte Energien für die Rauschereignisse in den Runs mit unterschiedlicher Strahlenergie in Abhängigkeit von der Schnitthöhe f . Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

des rekonstruierten physikalischen Energiebeitrags E_{phys} von der Schnitthöhe bestimmt werden. Mit den simulierten Ereignissen, denen kein Rauschen überlagert wird, ist es möglich diese Abhängigkeit zu untersuchen. Da mit wachsender Schnitthöhe immer mehr Signale unterdrückt werden, sinkt der rekonstruierte physikalische Energiebeitrag ab. Die Abnahme erfolgt linear mit der Schnitthöhe und kann durch eine Gerade approximiert werden (Abbildung 7.2):

$$E_{phys}(f) = E_0 - a \cdot f \quad (7.3)$$

Die Anpassungen einer Geraden zeigen die folgenden Ergebnisse:

E_{Strahl} [GeV]	E_0 [GeV]	a [GeV]	χ^2/DoF
10	$9,590 \pm 0,004$	$0,087 \pm 0,002$	1,7
20	$19,318 \pm 0,010$	$0,105 \pm 0,003$	0,5
30	$29,078 \pm 0,012$	$0,121 \pm 0,004$	0,2
50	$48,848 \pm 0,024$	$0,121 \pm 0,008$	0,3

Die Tabelle und die Abbildung 7.2 verdeutlichen, daß eine Gerade die Abhängigkeit in erster Näherung gut beschreibt. Die Steigungen der angepaßten Geraden (Parameter a) zeigen eine leichte Energieabhängigkeit. Der Parameter E_0 stellt nach der Anpassung eine gute Schätzung für die ohne Rauschen rekonstruierte Energie $E_{rec,0}$ dar. Diese ist durch $E_{rec,0} = c_{mc} \cdot E_{vis}$ gegeben und beschreibt die im Kalorimeter deponierte Energie nach Abschnitt 5.2 über die Bestimmung der Kalibrationskonstanten bis auf 0,2 % genau.

Nach diesen Überlegungen ist es möglich, die Funktion $E_{rec}(f)$ für rekonstruierte Ereignisse (vgl. Abbildung 5.7) durch eine Zusammensetzung einer Gaußkurve und einer Geraden zu parametrisieren :

$$E_{rec}(f) = E_0 - a \cdot f + b \cdot \exp\left(-\frac{f^2}{2c^2}\right) \quad (7.4)$$

In dieser Funktion beschreiben die ersten beiden Terme den rekonstruierten physikalischen Energiebeitrag nach Gleichung 7.3 und der letzte Summand die rekonstruierten Rauschenergien nach Gleichung 7.2. Die Funktion wurde für die simulierten Ereignisse an die mit Rauschüberlagerung rekonstruierten Energien angepaßt. Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse der Anpassungen :

Parameter	10 GeV	20 GeV	30 GeV	50 GeV
E_0 [GeV]	$9,58 \pm 0,02$	$19,34 \pm 0,04$	$29,10 \pm 0,06$	$48,40 \pm 0,12$
a [GeV]	$0,076 \pm 0,005$	$0,105 \pm 0,01$	$0,111 \pm 0,02$	$0,104 \pm 0,03$
b [GeV]	$1,32 \pm 0,02$	$1,24 \pm 0,04$	$1,22 \pm 0,05$	$1,23 \pm 0,11$
c	$1,07 \pm 0,01$	$1,08 \pm 0,02$	$1,07 \pm 0,03$	$1,14 \pm 0,06$
χ^2/DoF	0,70	0,52	0,34	0,35
$E_{rec,0}$	$9,61 \pm 0,01$	$19,33 \pm 0,02$	$29,09 \pm 0,03$	$48,47 \pm 0,06$

Für die Parameter dieser angepaßten Funktion ergeben sich nicht exakt die gleichen Werte wie für die einzelnen Abhängigkeiten für die reinen Rauschsignale und die ohne Rauschen rekonstruierten deponierten Energien, da sich die Rauschsignale den physikalischen Signalen überlagern. Die Parameter a , b und c zeigen wie erwartet keine Abhängigkeit von der Strahlenergie. Die ohne Rauschen rekonstruierte Energie $E_{rec,0}$ wurde mit in die Tabelle aufgenommen. Der Parameter E_0 stimmt innerhalb von $\pm 0,3$ % mit $E_{rec,0}$ überein und liefert damit eine gute Schätzung für die im Kalorimeter deponierte Energie.

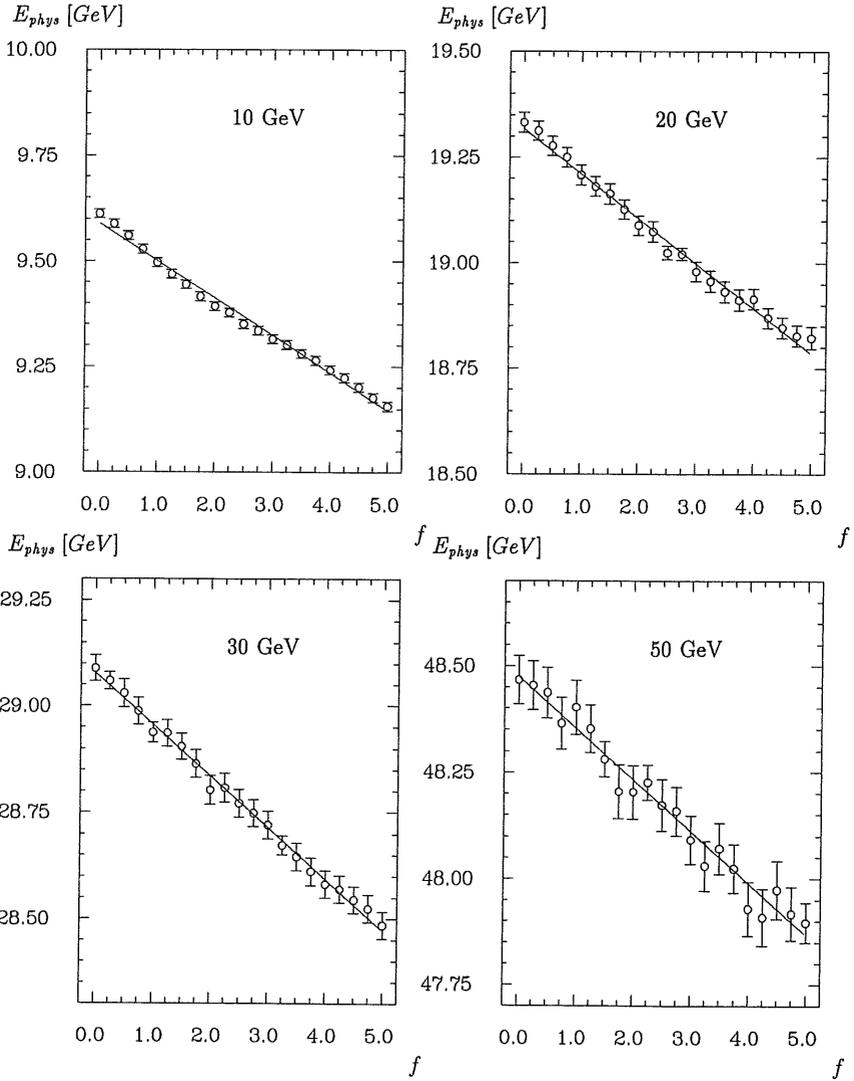


Abbildung 7.2: Rekonstruierter physikalischer Energiebeitrag in Abhängigkeit von der Schmitzhöhe f , ermittelt durch die Analyse der simulierten Ereignisse ohne Rauschüberlagerung. Die Kurven zeigen die Ergebnisse der Geradenanpassung. Aufgrund von Energieverlusten durch inaktives Material vor dem Kalorimeter und unvollständiger Schauerabsorption wird nicht die gesamte Energie der Strahlteilchen im Kalorimeter deponiert.

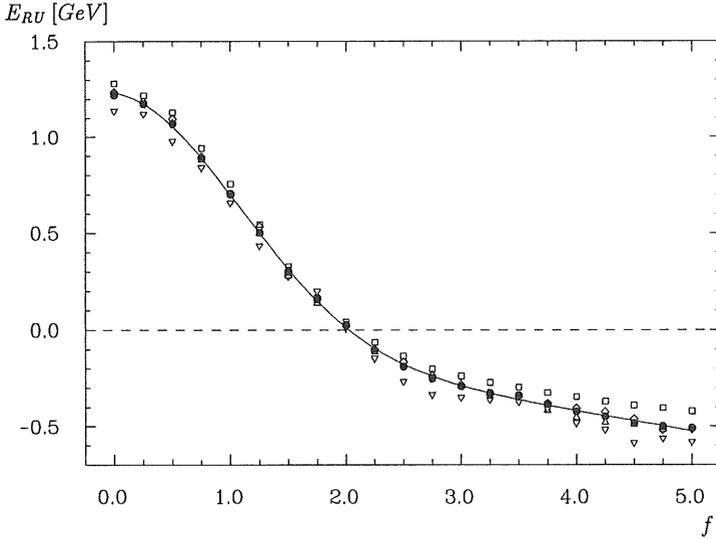


Abbildung 7.3: Der Beitrag der Rauschunterdrückung E_{RU} zur rekonstruierten Energie für die verschiedenen Strahlenergien mit eingezeichneter Anpassung an die Mittelwerte (\bullet) für die Runs der Strahlenergien 10 GeV (\square), 20 GeV (\diamond), 30 GeV (\triangle) und 50 GeV (∇).

7.3 Das Korrekturverfahren

Die angewandte Rauschunterdrückung verändert die rekonstruierte Energie für alle Ereignisse mit unterschiedlicher Strahlenergie in gleicher Weise. Daher stimmt die rekonstruierte Energie nicht mehr mit der ohne Rauschen rekonstruierten Energie $E_{rec,0}$ überein. Die Abweichung der rekonstruierten Energie von der ohne Rauschen rekonstruierten Energie wird im weiteren mit E_{RU} bezeichnet und kann folgendermaßen berechnet werden:

$$E_{RU}(f) = E_{rec}(f) - E_{rec,0} = -a \cdot f + b \cdot \exp\left(-\frac{f^2}{2c^2}\right). \quad (7.5)$$

E_{RU} wurde für alle analysierten Teilchenenergien aus den simulierten Ereignissen mit Rauschüberlagerung berechnet. Anschließend erfolgte eine Mittelung über die Teilchenenergien und eine Anpassung nach Funktion 7.5, die $a = (0,105 \pm 0,001)$ GeV, $b = (1,23 \pm 0,01)$ GeV und $c = (1,08 \pm 0,01)$ ergibt.

Abbildung 7.3 zeigt das Ergebnis für die analysierten Strahlenergien und die Anpassung an die Mittelwerte. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß der Beitrag des Rauschens bei einer Schritthöhe von $f = 2$ minimal ist. Dies bestätigt die im Abschnitt 4.3 ermittelte optimale Höhe für den asymmetrischen Schnitt und gibt ihm damit eine physikalische Bedeutung. Bei $f = 2$ wird das unterdrückte physikalische Signal durch die verbleibenden Rauschsignale kompensiert.

Die rekonstruierten Energien können folgendermaßen korrigiert werden:

$$E_{rec,korr}(f) = E_{rec}(f) - E_{RU}(f) = E_{rec}(f) + a \cdot f - b \cdot \exp\left(-\frac{f^2}{2c}\right), \quad (7.6)$$

wobei die Parameter a , b und c aus der vorher durchgeführten Anpassung an E_{RU} übernommen werden. Damit ist $E_{rec,korr}(f)$ eine gute Schätzung für die ohne Rauschen rekonstruierte Energie $E_{rec,0}$, beziehungsweise für die im Kalorimeter deponierte Energie.

Die Abweichungen der Mittelwerte der so korrigierten rekonstruierten Energien von der ohne Rauschen rekonstruierten Energie kann mit der Größe ΔR angegeben werden:

$$\Delta R(f) = \frac{\langle E_{rec}(f) \rangle}{\langle E_{rec,0} \rangle} - 1. \quad (7.7)$$

In Abbildung 7.4 ist die Größe ΔR für die korrigierten ($E_{rec,korr}$) und die nicht korrigierten (E_{rec}) rekonstruierten Energien der simulierten Ereignisse mit Rauschüberlagerung in Abhängigkeit von der Schnitthöhe f dargestellt. Der Beitrag des Rauschens ist im absoluten Betrag für alle Strahlenergien gleich. Er nimmt daher relativ mit steigender Strahlenergie ab, ΔR wird kleiner. Mit der angewandten Korrektur werden die Abweichungen von maximal 13,5 % auf unter 1 % gesenkt. Mit Abbildung 7.4 wird gezeigt, daß die Korrektur zu rekonstruierten Energien führt, die für alle Strahlenergien unabhängig von der Höhe des angewandten asymmetrischen Schnittes sind.

7.4 Anwendung des Korrekturverfahrens auf experimentelle Daten

Das Korrekturverfahren soll im folgenden auf reale Daten angewendet werden. Die vorher mit Hilfe der simulierten Ereignisse bestimmten Parameter der Gleichung 7.6 werden dafür übernommen. Die Abweichungen der rekonstruierten Energien, sowohl für die korrigierten als auch für die unkorrigierten Werte, von $E_{rec,0}$ aus den simulierten Ereignissen ohne Rauschüberlagerung werden wieder mit der Größe ΔR (Gleichung 7.7) berechnet. In Abbildung 7.5 sind die Verbesserungen durch die Korrektur dargestellt. Die gute Übereinstimmung der Größen ΔR für die unkorrigierten rekonstruierten Energien für reale und simulierte Ereignisse (Abbildung 7.4) entspricht der Forderung für die absolute Kalibrationskonstante nach Gleichheit der mittleren rekonstruierten Energien in realen und simulierten Ereignissen und wurde schon in der Abbildung 5.7 für Elektronen mit 30 GeV Energie gezeigt. Auch die korrigierten rekonstruierten Energien der realen Daten zeigen dasselbe Verhalten wie diejenigen der simulierten Ereignisse. Wieder lassen sich die Abweichungen von fast 13,5 % durch die Korrektur unter 1 % senken. Auch für die realen Daten werden die rekonstruierten Energien für alle Strahlenergien mit der angewandten Korrektur unabhängig von der Höhe des asymmetrischen Schnittes.

Das angewandte Korrekturverfahren hat keine Auswirkungen auf die relativen Energieauflösungen. Diese sind in Abbildung 7.6 mit der Größe $\sigma(E_{rec}) / \langle E_{rec} \rangle \cdot \sqrt{E}$ in Abhängigkeit von der Schnitthöhe f dargestellt, wobei für E die jeweilige Strahlenergie eingesetzt wurde. Für die Strahlenergien 20 GeV, 30 GeV und 50 GeV gibt es nur wenige

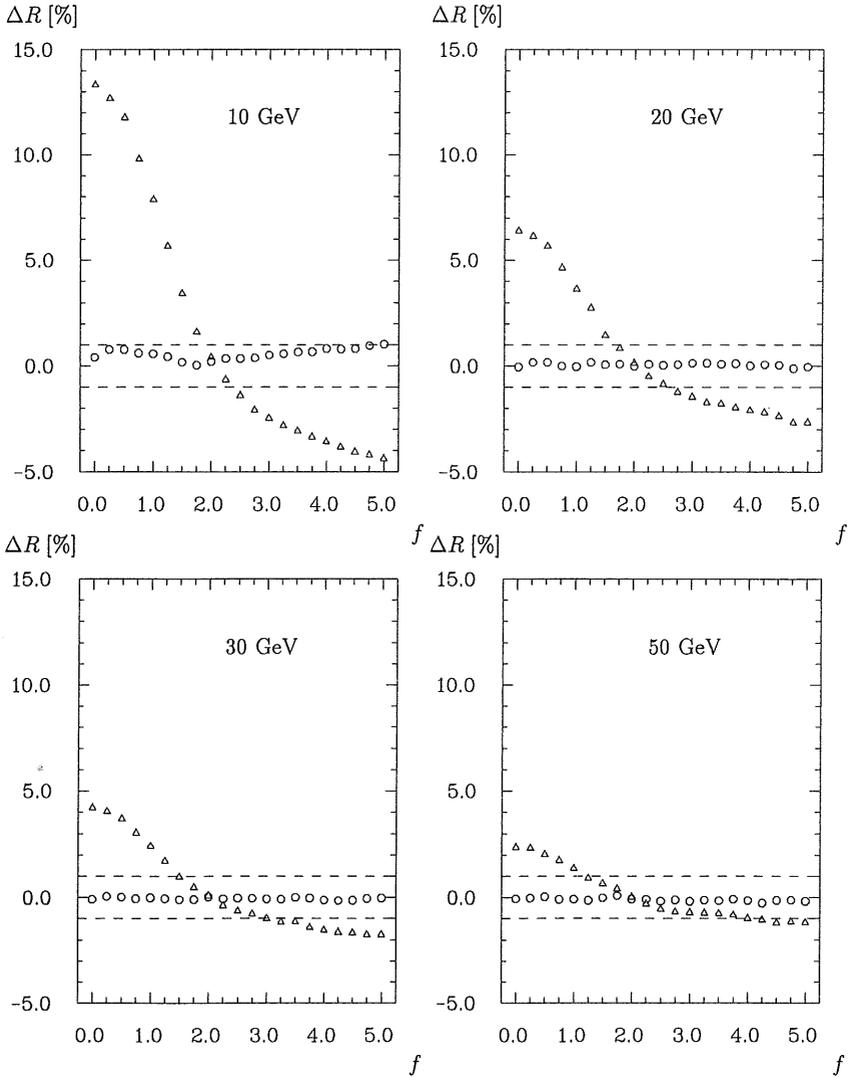


Abbildung 7.4: Abweichung der aus simulierten Ereignissen mit Rauschüberlagerung rekonstruierten Energie von der ohne Rauschen rekonstruierten Energie ($E_{rec,0}$) ohne (Δ) und mit angewandter Korrektur (\circ) in Abhängigkeit von der Schritthöhe f . Die Fehler sind kleiner als die Symbolgröße. Die gestrichelten Linien markieren Abweichungen von $\pm 1\%$.

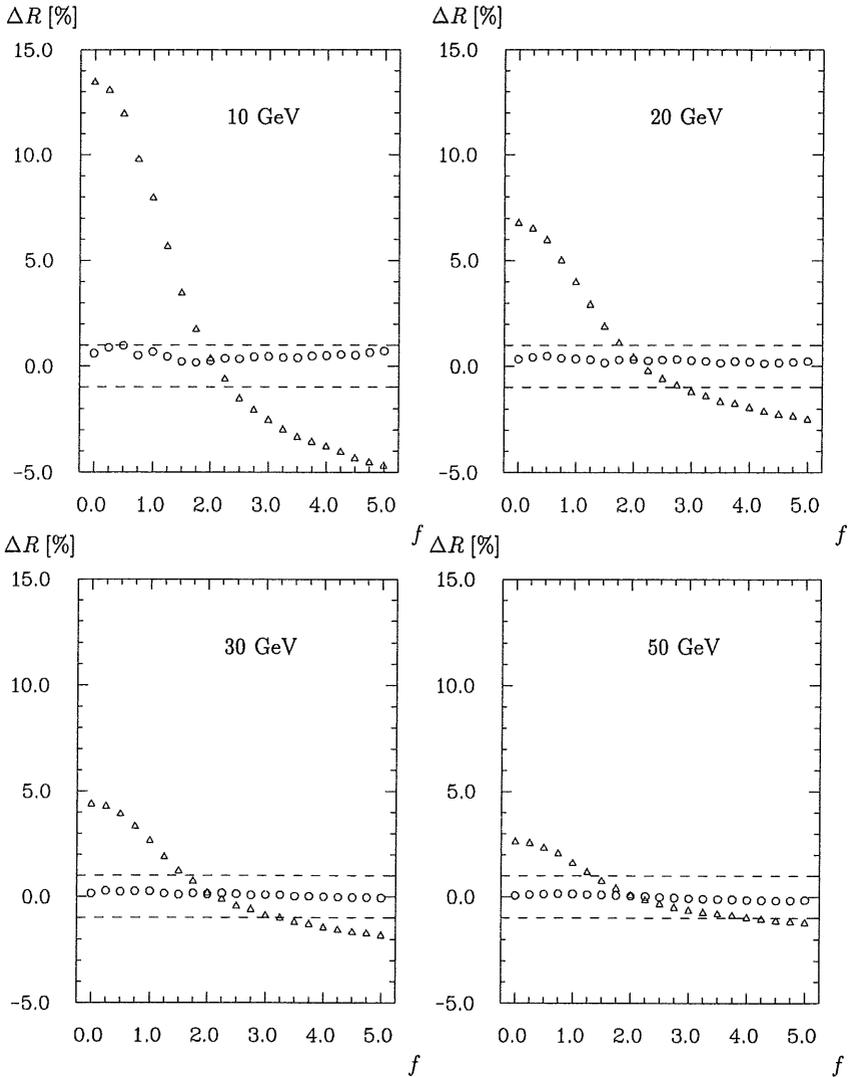


Abbildung 7.5: Abweichung der aus realen Ereignissen rekonstruierten Energie von der aus simulierten Ereignissen ohne Rauschen rekonstruierten Energie ($E_{rec,0}$) ohne (Δ) und mit angewandter Korrektur (\circ) in Abhängigkeit von der Schritthöhe f . Die Fehler sind kleiner als die Symbolgröße. Die gestrichelten Linien markieren Abweichungen von ± 1 %.

Punkte, in denen die Werte mehr als eine Standardabweichung voneinander abweichen. Für die Strahlenergie 10 GeV ist die Tendenz nicht eindeutig. Bei kleinen Schritthöhen verschlechtert sich die relative Auflösung für die korrigierten Werte um etwa 1,5 %. Sie verbessert sich jedoch für größere Schritthöhen geringfügig. Diese Abweichungen sind durch die gewählte Größe für die relative Auflösung bedingt und sie verringern sich bei der Auftragung von $\sigma(E_{rec})/\sqrt{\langle E_{rec} \rangle}$.

Das vorgeschlagene Verfahren zur Korrektur des Effektes der Rauschunterdrückung kann für den H1 Detektor übernommen werden, wenn auch dort, wie im Testexperiment, gaußförmig verteilte Rauschsignale in den einzelnen Kanälen vorliegen. Entsprechende Verbesserungen in der Rekonstruktion der deponierten Energie ergeben sich naturgemäß dann, wenn das Signal auf einen Oktanten begrenzt ist und der Situation bei den Testmessungen gleicht. Im Experiment können für die Analyse der Ereignisse größere Bereiche oder, durch topologische Schnitte begrenzte, kleinere Bereiche des Kalorimeterringes zugelassen werden. In diesen Fällen muß dann der Parameter b in der Beschreibung des Rauschsignales angepaßt werden, da er unter anderem von der Anzahl der Kanäle abhängt, die insgesamt in die Analyse eingehen.

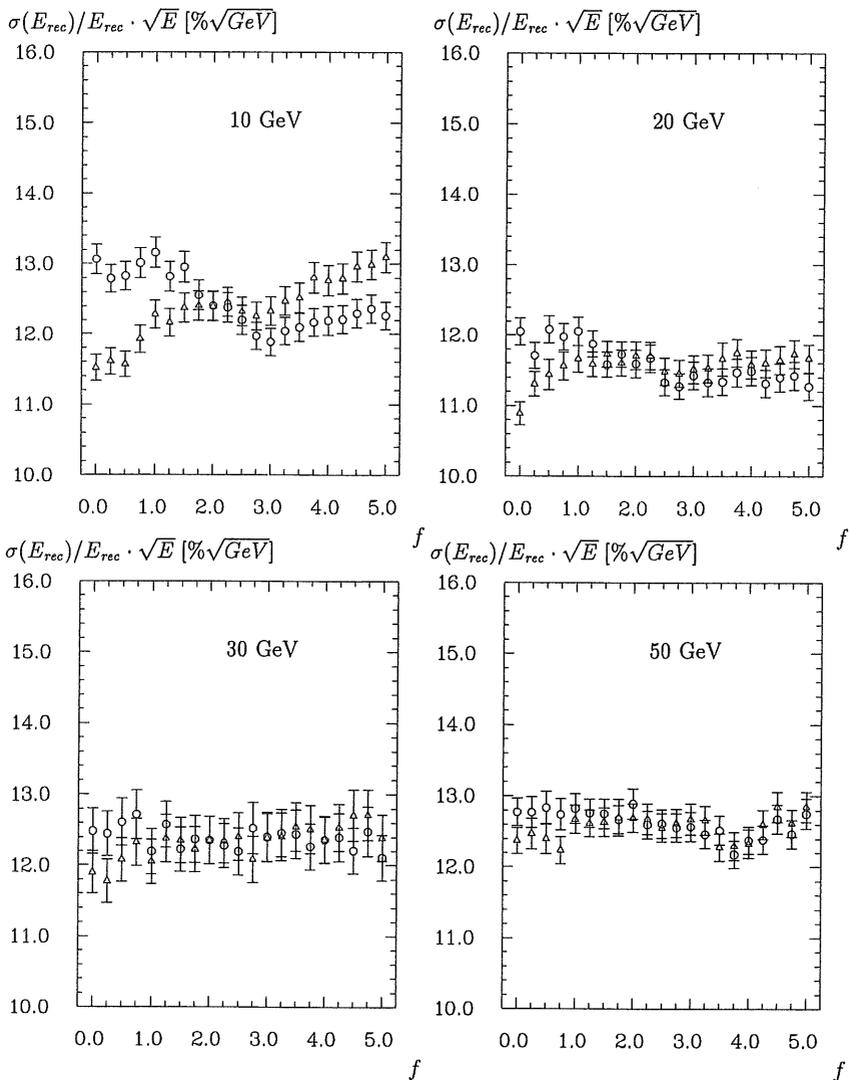


Abbildung 7.6: Relative Auflösung mit den rekonstruierten Energien ohne (Δ) und mit angewandter Korrektur (\circ) in Abhängigkeit von der Schnitthöhe f für reale Ereignisse.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt einen Teil der Entwicklung eines elektromagnetischen Flüssig-Argon Kalorimeters im rückwärtigen Bereich des H1 Detektors, das den Anforderungen aus der HERA-Physik gerecht wird. Die wichtigsten Forderungen sind eine gute räumliche Homogenität, sowie eine sehr gute Energiemessung mit kleiner systematischer Unsicherheit.

Der aus diesen Forderungen und den räumlichen Gegebenheiten im rückwärtigen Bereich des H1 Detektors resultierende Aufbau des BBE-Kalorimeters wurde detailliert beschrieben.

Zur absoluten Kalibration und zur Bestimmung der Eigenschaften des entworfenen Kalorimeters wurden Messungen mit einem Teilchenstrahl im europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführt. Die räumliche Homogenität wurde mit der Variation des Eintrittsortes der Teilchen in den Detektor untersucht. Sie liegt innerhalb der erforderlichen $\pm 1\%$.

Durch den Vergleich mit Simulationsrechnungen wurde eine absolute Kalibrationskonstante bestimmt, die vom speziellen Aufbau der Kalibrationsmessungen weitestgehend unbeeinflusst ist und auf den H1 Detektor übertragen werden kann. Die systematische verbleibende Unsicherheit dieser Kalibrationskonstanten wurde zu $1,5\%$ abgeschätzt.

Die Abweichung von der Energielinearität kann mit der Festlegung dieser absoluten Kalibrationskonstanten für alle Teilchenenergien, als Differenz zwischen den mittleren rekonstruierten Energien aus den experimentellen und den simulierten Ereignissen, definiert werden, da die Simulationsrechnungen ein lineares Kalorimetersignal zeigen. Die maximale Abweichung von der Linearität ist bei der Rauschunterdrückung durch einen asymmetrischen Schnitt mit optimierter Schnitthöhe kleiner als $0,3\%$. Bei der Variation dieses Schnittes zur Rauschunterdrückung bleiben die Abweichungen von der Linearität kleiner als $0,4\%$.

Die relative Energieauflösung wurde für die experimentellen Daten untersucht und zu $\sigma(E)/E = 0,094\sqrt{GeV}/\sqrt{E} \oplus 229MeV/E \oplus 0,011$ ermittelt. Dabei beinhaltet der erste Term die Sampling Fluktuationen, der zweite ist durch das Rauschen bestimmt und der letzte Term ist durch die Impulsauflösung des Teststrahls dominiert. Die simulierten Ereignisse zeigen mit einer Rauschüberlagerung etwas höhere Sampling Fluktuationen ($0,105\sqrt{GeV}/\sqrt{E}$), aber alle Terme stimmen innerhalb des Fehlers überein.

Es wurden verschiedene Einflüsse auf die Kalibrationskonstante untersucht. Die Energieverluste durch inaktives Material vor dem Kalorimeter verändern die absolute Kalibrationskonstante nur geringfügig. Wird die Menge an inaktivem Material um etwa $\pm 0,3$

Strahlungslängen variiert, so ist die Änderung der Kalibrationskonstanten kleiner als ihre systematische Unsicherheit. Dies bedeutet eine Stabilität des angewandten Kalibrationsverfahren gegenüber ungenauer Geometriebeschreibungen im Simulationsprogramm.

Weiterhin wurde gezeigt, daß der Transition-Effekt zu einer räumlichen Variation in dem Verhältnis der deponierten zur sichtbaren Energie in den einzelnen Kanälen führt. Diese räumliche Variation ist von der Schauertiefe abhängig. Sie hat keine Auswirkungen auf die Kalibrationskonstante und auf die Genauigkeit der Rekonstruktion der Energie, wenn die absolute Kalibrationskonstante über den gesamten Schauer gemittelt bestimmt wird. In diesem Fall sind die signifikant zum Signal beitragenden Kanäle gut kalibriert.

Die Eigenschaften des Kalorimeterringes BBE bezüglich der Elektron-Pion-Trennung wurden mit Pion-Ereignissen aus den Testmessungen untersucht. Bei einer Rauschunterdrückung durch einen asymmetrischen Schnitt mit optimierter Schnitthöhe beträgt die Trennung 154_{-20}^{+50} bei einer relativen Elektron-Ausbeute von 98 %. Im Vergleich zu Simulationsrechnungen es ergibt sich für die simulierten Ereignisse eine ähnliche Trennung von 213_{-41}^{+58} . Außerdem wurden die Einflüsse des elektronischen Rauschens und seiner Unterdrückung auf die Trennung untersucht.

Das elektronische Rauschen besitzt für die Energiemessung mit einem Flüssig-Argon Kalorimeter eine wichtige Bedeutung. Abhängig von der Höhe des angewandten asymmetrischen Schnittes gegen das Rauschen weicht die rekonstruierte Energie von der deponierten Energie um maximal 13,5 % ab. Bei dieser Art der Rauschunterdrückung mit einem asymmetrischen Schnitt wird eine optimale Schnitthöhe festgestellt, in der die Abweichungen gleichzeitig für alle Teilchenenergien minimal sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein physikalisches Modell für die Abhängigkeit der Abweichungen von der Schnitthöhe entwickelt, mit dem dieses empirische Resultat erklärt werden kann. Auf der Basis dieses Modells wurde für das verwendete Verfahren zur Rauschunterdrückung eine Korrektur entworfen. Die Anwendung der Korrektur senkt die Abweichungen sowohl für die simulierten, als auch für die experimentellen Ereignisse auf maximal ± 1 %. Außerdem werden die rekonstruierten Energien durch die Korrektur für alle untersuchten Strahlenergien unabhängig von der Schnitthöhe der Rauschunterdrückung. Die Energieauflösung wird durch die Korrektur nicht beeinflusst.

Anhang A

Der Pileup-Effekt

Für die vorliegende Analyse wurden nicht nur die experimentellen Daten für den BBE-Oktanten mit den erforderlichen Ladungskorrekturen versehen, sondern auch einige für den CB1E-Oktanten. Dabei wurden in verschiedenen Runs auffällig viele Ereignisse mit hohen, negativen Ladungen registriert, die keinem physikalischen Signal entsprechen können. Im CB1E-Oktanten sind die negativen Ladungen in sehr viel stärkerem Maße zu beobachten als im BBE-Oktanten. Deshalb werden im folgendem zur Verdeutlichung auch die Analysen für CB1E dargestellt.

Zunächst ist zu klären, ob diese negativen Ladungen durch statistische Schwankungen der Rauschsignale verursacht werden. Eine Bewertung der negativen Ladung mit ihrer absoluten Höhe erscheint nicht sinnvoll, da die einzelnen Kanäle über eine unterschiedliche Kapazität verfügen. Die Rauschsignale weisen daher in den Kanälen eine unterschiedliche Schwankungsbreite auf, die mit der Standardabweichung (σ_r) ihrer Verteilung angegeben werden kann (vgl. Abbildung 4.3 auf Seite 75). Eine davon unabhängige Bewertung ist möglich, wenn die Ladungen in Einheiten der Ladung ausgedrückt werden, die dem σ_r in dem betreffenden Kanal entspricht. Man gewinnt dabei eine Aussage darüber, ob die negative Ladung durch statistische Schwankungen im Rauschen möglich ist. Abbildung A.1 zeigt die Verteilungen der Signalladungen in den einzelnen Kanälen, ausgedrückt in Einheiten von σ_r , sowohl für Elektron-Ereignisse als auch für die Rauschereignisse der analysierten Runs. In dem oberen Bild sind die Verteilungen für den CB1E-Oktanten dargestellt und in dem unteren diejenigen für den BBE-Oktanten. Analysiert wurde jeweils der erste Stabilitätsrun der Oktanten. In ihnen war der Effekt am deutlichsten erkennbar. An den eingetragenen Rauschereignissen ist sichtbar, daß in dieser Testperiode von gaußverteilten Rauschsignalen ausgegangen werden kann. Die Ausläufer für die realen Ereignisse zu positiven Ladungen hin sind die durch 30 GeV Elektronen induzierten Signale. Die negativen Ladungen zeigen sich in den Ausläufern zu negativen Werten hin. Für die Erstellung der Verteilungen wurden die Rauschereignisse ausgewertet, die während des Teilchenpulses aufgenommen wurden. In den Rauschereignissen sind keine negativen Ladungen vorhanden, es handelt sich also bei diesen nicht um Effekte, die mit dem Rauschen verknüpft sind.

Negative Ladungen können auftreten, wenn das digitalisierte Signal unter dem ADC-Pedestal liegt. Es konnten die folgenden Gründe dafür ausgeschlossen werden:

- das Pedestal entspricht nicht der Nullage des ADCs,

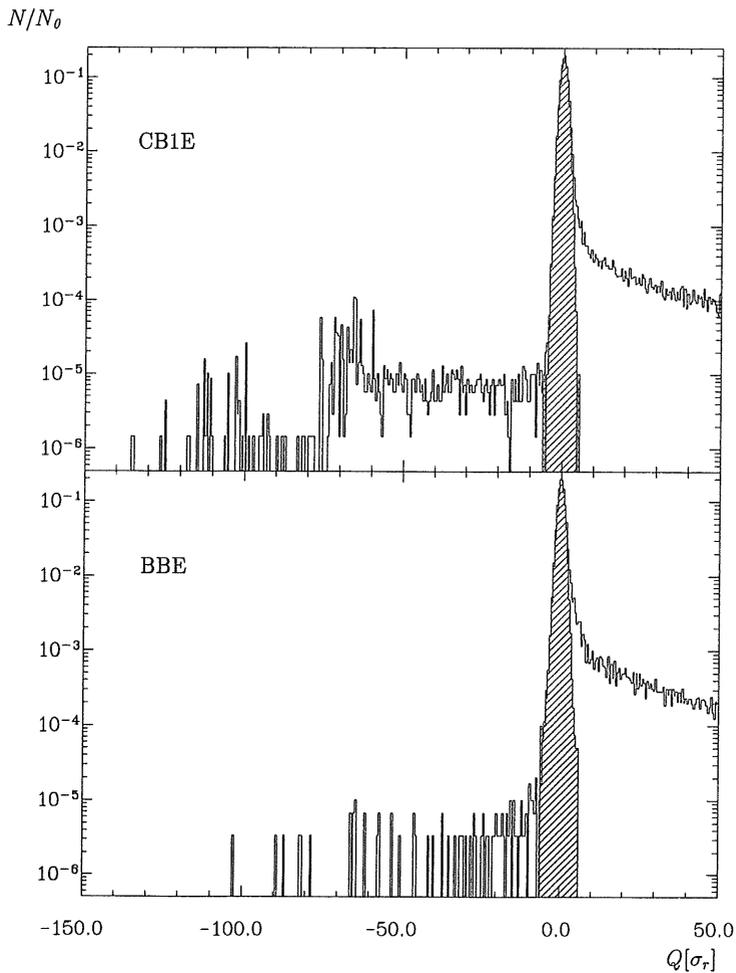


Abbildung A.1: Verteilungen der gemessene Ladung in Einheiten von σ_r für Elektron-Ereignisse (Histogramm) und für Rauschereignisse (schraffiertes Histogramm) im CB1E- und BBE-Oktanten.

- die Ladungskalibration ist nicht korrekt,
- das Signal ist größer als der dynamische Bereich des ADC,
- der ADC ist in seiner Funktion gestört.

Als Ursache ist eine zeitliche Überlagerung von Ereignissen (Pileup) anzunehmen. Dies soll im folgenden näher erläutert werden, da dieser Effekt zum ersten Mal bei den hier untersuchten Messungen auftrat. Abbildung A.2 [Pas91] verdeutlicht die zeitliche Entwicklung des analogen Signals (vgl. Abschnitt 3.3.3). Ungefähr $2 \mu\text{s}$ nach dem Erreichen des Maximums kehrt sich das Vorzeichen des Signals um und erreicht erst nach etwa $10 \mu\text{s}$ wieder die Nullage. Normalerweise wird das Signal kurz nach dem Maximum digitalisiert, da zu diesem Zeitpunkt nach [Fla86] das kapazitive Übersprechen nahe Null ist. Befand sich vor dem aufgezeichneten Ereignis schon ein Teilchen im Kalorimeter, dessen Signal sich länger als $2 \mu\text{s}$ entwickeln konnte, wird für die vom ersten Teilchen getroffenen Kanäle ein negatives Signal digitalisiert. Das aufgezeichnete digitale Signal, dessen Auslese durch das nachfolgende Teilchen getriggert wird, liegt damit unter dem Pedestal und kann minimal nur Null werden.

Diese Erklärung für die negativen Ladungen wird durch die Tatsache gestützt, daß die negativen Ladungen nur in realen Teilchenereignissen auftreten. Sie sind in Rauschereignissen nicht beobachtbar. Der spezielle Trigger für diese Rauschereignisse ist so eingestellt, daß ein solches Ereignis erst 10 ms nach einem Triggersignal für ein Strahlteilchen mit den Kennzeichen B1 und B2 und $-VM$ aufgezeichnet wird (Abschnitt 3.3.2). Nach dieser Zeit ist das Signal des vorangegangenen Teilchens im Kalorimeter abgeklungen. Die Aufzeichnung des Rauschereignisses geschieht jedoch nur, wenn in dieser Zeit kein weiteres Teilchen in das Kalorimeter eingetreten ist.

Der Pileup ist auch mit der Triggerlogik erklärbar. Verantwortlich für die Kennzeichnung dieser überlagerten Ereignisse ist das Early-Pileup-Signal. Wie im Abschnitt 3.3.2 erläutert wurde, blockiert das Early-Pileup-Signal die Trigger-Signal-Erzeugung für $10 \mu\text{s}$ nach dem Eintritt eines Teilchens in das Kalorimeter. Dieses Early-Pileup-Signal wird mit einem monostabilen Multivibrator realisiert [Rie91]. Mit diesem Baustein und der verwendeten Triggerlogik ist es nicht zu erkennen, ob innerhalb dieser $10 \mu\text{s}$ ein weiteres Teilchen im Kalorimeter ein Signal ausgelöst hat. Wenn also die Dichte der Teilchen im Strahl zu groß ist, kann es durchaus zu der Überlagerung von Ereignissen kommen, ohne daß ein Early-Pileup-Signal erzeugt wird.

Die Lage der Kanäle, in denen negative Ladungen gefunden werden, stützen die These des Pileups. Sie konzentrieren sich auf den Bereich des Kalorimeters, in dem sich die Signale von Strahlteilchen befinden. An einem Beispiel für den BBE-Oktanten soll dies in Abbildung A.3 verdeutlicht werden. Diese Darstellung umfaßt alle Kanäle des BBE-Oktanten, die mit ihren Nummerierungen in ϕ , R und Z charakterisiert sind. Auf der Abszisse ist ϕ aufgetragen und auf der Ordinate eine Kombination aus R und Z. Als erstes wurde in diesem Bild die mittlere Ladung in jedem Kanal für 30 GeV Elektronen der Stabilitätsruns mit Kreisen eingetragen. Die Größe der geschwärzten Kreise entspricht der Höhe der Ladung in diesem Kanal. Man sieht für jeden Kanal mindestens einen eingetragenen Punkt, da durch das Rauschen statistisch in jedem Kanal etwas Ladung zu sehen ist, weil über viele Ereignisse gemittelt wurde. Der Schauer konzentriert sich auf die

Signalhöhe (normiert)

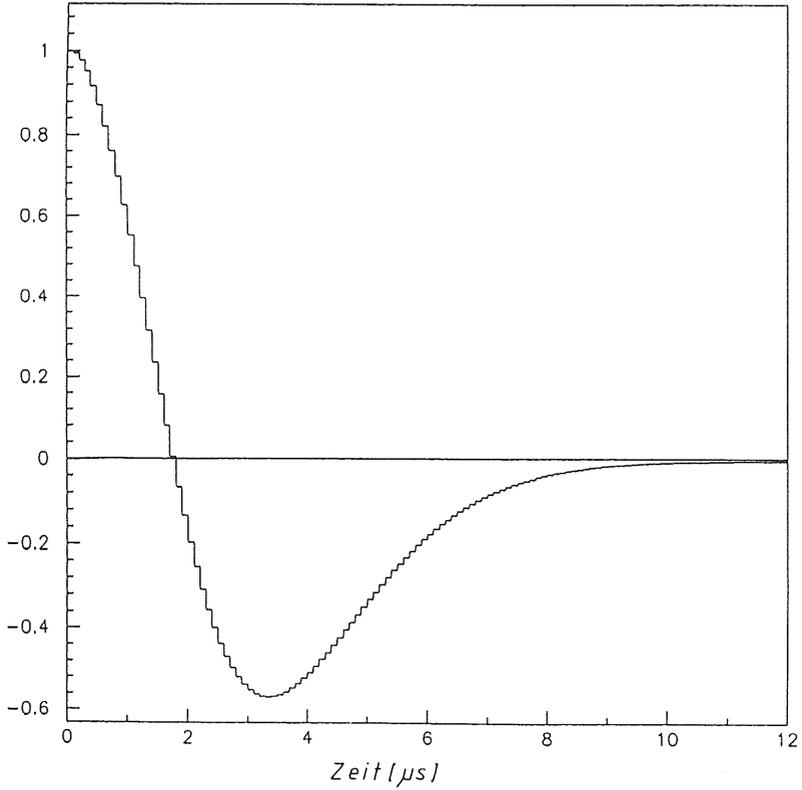


Abbildung A.2: Zeitliche Entwicklung des analogen Signals. Die Digitalisierung erfolgt im allgemeinen kurz nach dem Durchlaufen des Maximums.

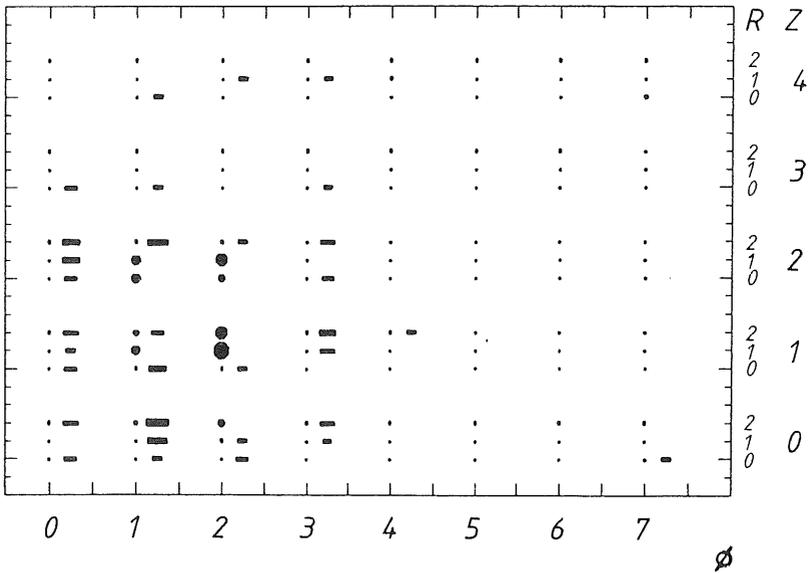


Abbildung A.3: Mittlere gemessene Ladung (●) und Häufigkeit (■) der negativen Ladungen in den Kanälen des BBE-Oktanten. Die Kanäle sind auf der Abszisse nach ihrer ϕ -Lage und auf der Ordinate nach ihrer R- und Z-Lage nummeriert. Die Größe der Symbole entspricht der Höhe der gemessenen Ladung, bzw. der Anzahl der registrierten negativen Ladungen im jeweiligen Kanal.

ϕ -Lage 1 und 2 und in den Z-Lagen 0, 1 und 2. Als nächstes wurden für die Kanäle, in denen negative Ladungen gefunden wurden, rechts von den mittleren Ladungen Vierecke eingetragen. Die Größe der Vierecke bestimmt sich durch die Häufigkeit, mit der sie auftraten. In den acht Kanälen mit der höchsten mittleren Ladung konnten keine negativen Ladungen festgestellt werden. Hier reicht das große positive Signal des zweiten Ereignisses aus, damit das Gesamtsignal, das sich additiv aus beiden Ereignissen in dem Kanal zusammensetzt [Pas91], positiv wird. Außerdem ist das Signal des späteren Ereignisses im Absolutbetrag immer größer, als das Signal des vorangegangenen Ereignisses, wenn sich die Signale in gleichen Größenordnungen bewegen. Dies trifft für diese acht Kanäle vorwiegend zu und kann mit Abbildung A.2 nachvollzogen werden. Die räumliche Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers ist statistischen Fluktuationen unterworfen und die beiden Ereignisse werden sich im allgemeinen nicht in allen Kanälen überdecken. Daher ist es sehr wahrscheinlich, das negative Signal des vorangehenden Ereignisses in einem Kanal zu finden, der im späteren Ereignis nur ein kleines oder kein Signal enthält. Diese Situation ist in der Umgebung des Schauermaximums gegeben, nach Abbildung A.3 treten an diesen Orten auch die meisten negativen Ladungen auf.

Eine weitere unabhängige Bestätigung des Pileup-Effektes findet sich in der Nachbildung der Verteilungen der Ladungssignale in Einheiten von σ_r , dargestellt in Abbildung A.1, die von Pascaud [Pas91] errechnet wurde. Unter der Annahme, daß zu einer bestimmten Zeit vor dem aufgezeichneten Ereignis ein Teilchen im Kalorimeter ein Signal ausgelöst hat und ein bestimmter Anteil der Signalkanäle betroffen ist, läßt sich die Verteilung nachvollziehen. Je kleiner die Zeit angenommen wird, um so besser gleichen sich die Verteilungen. In Abbildung A.4 ist eine solche Verteilung dargestellt, bei der ein Teilchen $3 \mu\text{s}$ vor dem getriggerten Ereignis in das Kalorimeter eintrat und etwa 0,2 % der Signalkanäle betroffen sind. Wenn die Tatsache mit einbezogen wird, daß der ADC minimal Null für ein negatives Signal anzeigen kann, wird sogar die erhöhte Anzahl der Einträge zwischen -80 und -60 Standardabweichungen erreicht. Die Übereinstimmung zwischen der Verteilung der realen Ereignisse und der Verteilung, die unter den genannten Annahmen nachgebildet wurde, ist sehr gut.

Zur Klärung der Frage, welchen Einfluß dieser Pileup auf das Gesamtsignal ausübt, wurde in Abbildung A.5 für den CB1E-Oktanten und in Abbildung A.6 für den BBE-Oktanten die Summe der Ladungen, die größer als $2 \sigma_r$ sind, gegen die Summe der Ladungen, die kleiner als $-2 \sigma_r$ sind, für jedes einzelne Ereignis aufgetragen. Die erste Summe der positiven Ladungen entspricht dabei dem Gesamtsignal, das man mit einem asymmetrischen Schnitt gegen das Rauschen mit zwei Standardabweichungen als Schritthöhe berechnet. Wieder ist der starke Einfluß bei dem CB1E-Oktanten deutlich sichtbar. Im Bereich für große negative Ladungssummen treten viele Einträge auf. Für den BBE-Oktanten sind nur wenige Einträge bei negativen Ladungssummen zu registrieren.

Mit Hilfe der Analyse von Rauschereignissen wurde eine untere Grenze für die negative Ladungssumme zu $-0,4 \text{ pC}$ ermittelt. Alle Ladungssummen, die kleiner sind, können dem Pileup zugeordnet werden. Der Einfluß der Überlagerungen auf das positive Gesamtsignal kann nun aus dem Vergleich der beiden Verteilungen dieses Signals einmal mit einer negativen Ladungssumme kleiner $-0,4 \text{ pC}$ und zum anderen mit einer negativen Ladungssumme größer $-0,4 \text{ pC}$ ermittelt werden. Diese Verteilungen wurden für CB1E in Abbildung A.7 für BBE in Abbildung A.8 dargestellt.

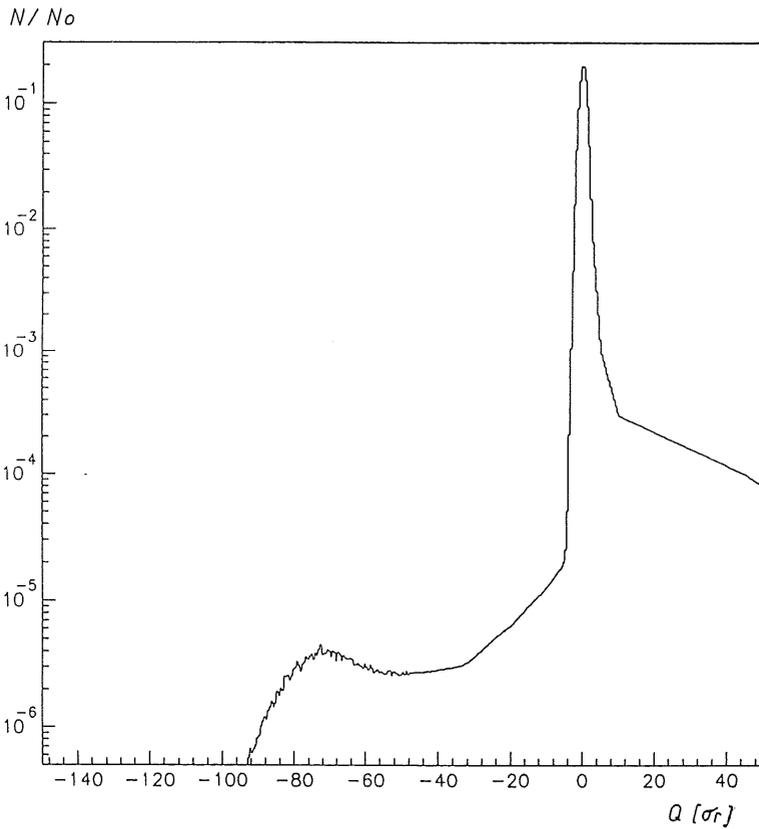


Abbildung A.4: Nachbildung der Signalverteilung in Abbildung A.1, die von Pascaud [Pas91] für den CB1E-Oktanten unter der Annahme eines Pileups berechnet wurde.

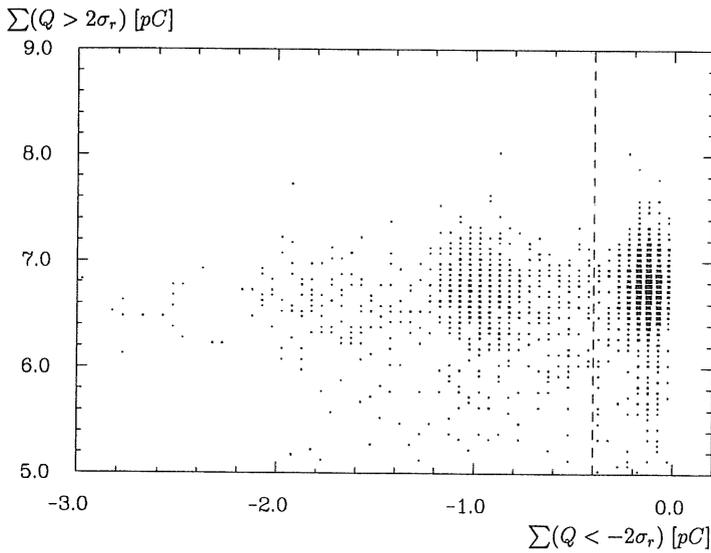


Abbildung A.5: Für CB1E : $\sum(Q > 2\sigma_r)$ gegen $\sum(Q < -2\sigma_r)$, die gestrichelt eingezeichnete Linie markiert $-0,4$ pC.

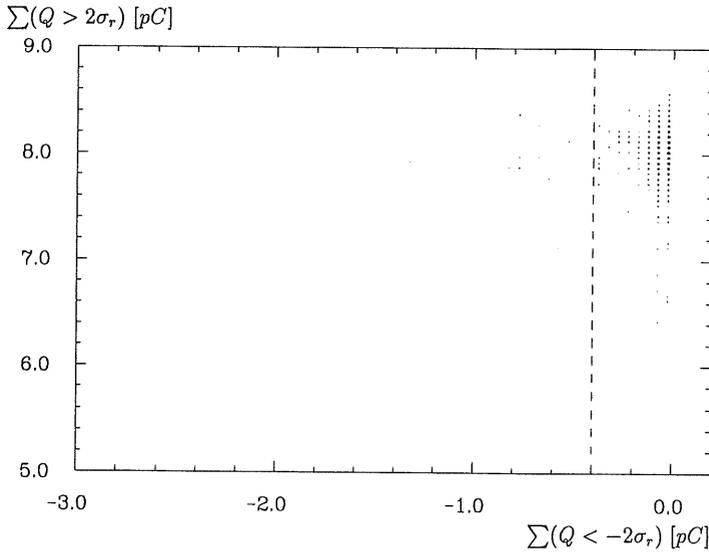


Abbildung A.6: Für BBE : $\sum(Q > 2\sigma_r)$ gegen $\sum(Q < -2\sigma_r)$, die gestrichelt eingezeichnete Linie markiert $-0,4$ pC.

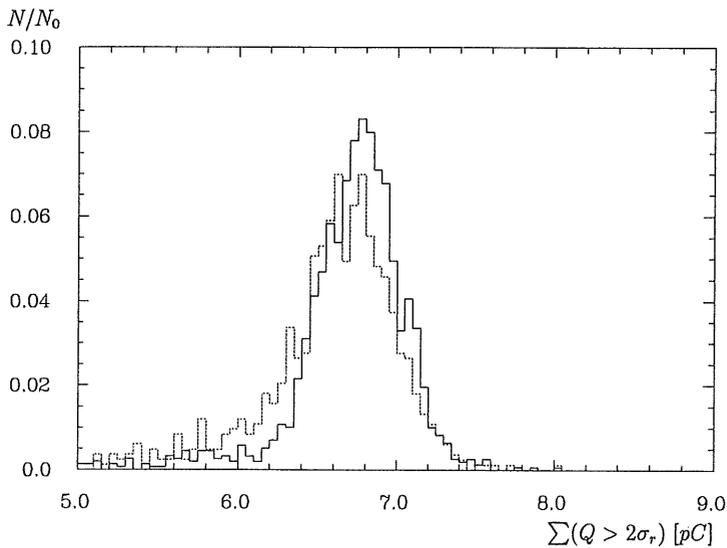


Abbildung A.7: Verteilung der $\sum(Q > 2\sigma_r)$ mit $\sum(Q < -2\sigma_r) > -0,4 pC$ (Histogramm) und $< -0,4 pC$ (gestricheltes Histogramm) für CB1E.

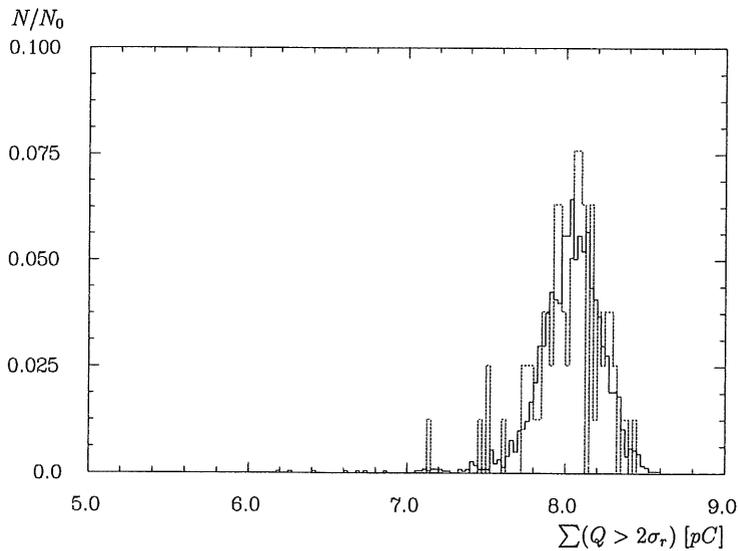


Abbildung A.8: Verteilung der $\sum(Q > 2\sigma_r)$ mit $\sum(Q < -2\sigma_r) > -0,4 pC$ (Histogramm) und $< -0,4 pC$ (gestricheltes Histogramm) für BBE.

Für den CB1E-Oktanten ist eine klare Beeinflussung des Signals zu erkennen. Die Verteilung für hohe negative Ladungssummen ist zu kleinen Signalen hin verbreitert. Bei dem BBE-Oktanten ist die Statistik für die gestörten Ereignisse sehr viel geringer, dennoch ist zu erkennen, daß sich die Verteilungen gut entsprechen. Demnach ist für den BBE-Oktanten keine Beeinflussung durch die Überlagerung zu erwarten.

Für diese Analyse des Pileup-Effektes wurden für den CB1E- und den BBE-Oktanten die jeweils ersten Stabilitätsruns verwendet. Diese zeigten die größte Anzahl an Ereignissen mit negativen Ladungen. Für CB1E lag der relative Anteil der betroffenen Ereignisse bei 36,3 %, für BBE hingegen nur bei 2,5 %. Dieser Anteil an betroffenen Ereignissen ist in den einzelnen Runs verschieden, da die Dichte der Teilchen im Strahl nicht konstant war. In den für die Kalibration wichtigen Runs mit den verschiedenen Strahlenergien lag dieser Prozentsatz für CB1E bei weniger als 3,3 % und für BBE unter 0,3 %. Die niedrige Rate für den BBE-Oktanten bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit einen Kanal mit negativer Ladung zu finden nicht größer ist, als in anderen Testperioden [Har91]. Aufgrund des geringen Prozentsatzes der betroffenen Ereignisse von 0,3 % und der guten Überdeckung der Energieverteilungen für ungestörte und gestörte Ereignisse (Abbildung A.8), ist dieser Effekt für die Kalibration des BBE-Oktanten nicht korrekturbedürftig.

Literaturverzeichnis

- [Abr81] Abramowicz, H., et al., *The Response and Resolution of an Iron-Scintillator Calorimeter for Hadronic and Electromagnetic Showers between 10 GeV and 140 GeV*, Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 429
- [Abo89] D0 Calorimeter Group, *Hadron and Electron response of Uranium/Liquid Argon Calorimeter Modules for the D0 Detector*, Nucl. Instr. Meth. 280 (1989) 36
- [Ako77] Akopdjanov, G.A., et al., *Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Čerenkov Spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. 140 (1977) 441
- [Ama81] Amaldi, U., *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [An91a] Anderson, D.F., et al. *Prospect for Using Photosensitive Dopants to Improve the e/π Ratio in Liquid Argon Calorimeters*, FERMILAB-PUB-91/99 (JUNE 1991)
- [An91b] Anderson, D.F., et al. *The Effects of Photosensitive Dopants on Electron Mobility in Liquid Argon*, FERMILAB-PUB-91/191 (August 1991)
- [Apr85] Aprile, E., et al., *A study of ionization electrons drifting large distances in liquid and solid Argon*, Nucl. Instr. Meth. A241 (1985) 62
- [Bab79] Babaev, A., et al., *Properties of Electromagnetic and Hadronic Showers measured with Liquid Argon Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. 160 (1979) 409
- [Bat70] Bathow, G., et. al., *Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminum at 6 GeV*, Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [Bet30] Bethe, H., *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. d. Phys. 5 (1930) 325
- [Bir51] Birks, J.B., *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*, Proc. Phys. Soc. 64 (1951) 874
- [Blo32] Bloch, F., *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*, Z. f. Phys. 81 (1932) 363
- [Boc81] Bock, R., et al. *Parametrization of the longitudinal development of hadronic showers*, Nucl. Instr. Meth. 186 (1981) 533

- [Bor87] Borras, K., *Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1987)
- [Bov82] Bovet, C., et al., *The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams*, CERN/SPS/82-13 (1982)
- [Bra87] Braunschweig, W., et al. (H1 Collaboration), *Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 419
- [Bra89] Braunschweig, W., et al. (H1 Calorimeter Group), *Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter*, DESY 89-022
- [Bra90] Brau, J.E., Furuno, K., *Proceedings of the First Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, October 1990*, ed. D.F. Anderson, FNAL
- [Brü87] Brückmann, H., et al., *On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters*, DESY 87-064, July 1987
- [Brü85] Brückmann, H., *Proc. Workshop on Compensated Calorimetry*, Pasadena, Sept. 85, CALT-68-1305
- [Bru87] Brun, R., et al., *GEANT 3 Manual*, CERN DD/EE/84-1 (1987)
- [Col90] Colombo, M., *Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1 Detektors*, Diplomarbeit Universität Dortmund (1990)
- [Des89] Desalvo, R., et al., Nucl. Instr. Meth. A 279 (1989)467
- [Dis79] Dishaw, J.P., *The Production of Neutrinos and Neutrino-like Particles in Proton-Nucleus Interactions*, SLAC-Report 216 (1979), Dissertation
- [Dob91] Doble, N. und Laporte, J.F., private Mitteilungen
- [Dre83] Drescher, A., et al., *The ARGUS Electron/Photon Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. 216 (1983) 35
- [Ebb92] Ebbinghaus, R., *Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992)
- [Eng76] Engler, J., et al., *Electron-proton separation with a liquid-argon lead sandwich detector*, Nucl. Instr. Meth. 133 (1976) 521
- [Eng84] Engler, J., *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 525
- [Fab75] Fabjan, C.W., *Proc. of the Calorimeter Workshop*, Batavia, May 1975, ed. M. Atac, Fermilab 1975
- [Fab77] Fabjan, C.W., et al., *Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadron Energy Measurement*, Nucl. Instr. Meth. 141 (1977) 61
- [Fab85] Fabjan, C.W., *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-54 (1985)

- [Fab89] Fabjan, C.W., und R. Wigmans, *Energy Measurement of Elementary Particles*, Rep. Prog. Phys. 52 (1989)1519
- [Fel87] Feltesse, J., *Measurement of Inclusive Differential Cross Sections*, in [Pro87]
- [Fel89] Feltesse, J., *Liquid noble gas and warm liquid detectors*, Talk given at the Wire Chamber Conference, Vienna, Austria, February 1989, Nucl. Instr. Meth. A283 (1989) 375
- [Fes85] Fesefeldt, H.C., *Simulations of Hadronic Showers*, PITHA-Report 85-02, RWTH Aachen (1985)
- [Fla85] Flauger, W., *Simulation of the Transition Effect in Liquid Argon Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A241 (1985) 72
- [Fla86] Flauger, W., *Some Comments on the capacitive crosstalk between Charge Amplifiers*, H1-1/86-47 (1986)
- [Fla87] Flauger, W., *Some Properties of High Resistive Coating (HRC)*, H1-1/87-56 (1987)
- [FKT91] Friedman, J.I., Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 615,
Kendall, H.W., Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 597,
Taylor, R.E., Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573
- [Gay91] Gayler, J., H. Küster, P. Loch, *Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter*, H1-04/91-171 (1991)
- [Grä91] Gräßler, R., *Kalibration eines elektromagnetischen Kalibrationsmodul für den H1 Detektor*, Diplomarbeit RWTH Aachen (1991)
- [Gre90] Greif, H., *Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten*, MPI-PAE/Exp.El. 229 (1990) (Dissertation Technische Universität München)
- [Guz91] Guzik, D., *Monte-Carlo-Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [Har91] Hartz, P., private Mitteilung
- [Hei44] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, second edition, Oxford University Press (1944)
- [H1T86] H1 Collaboration, *Technical Proposal for the H1 Detector*, 1986
- [H1P87] H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, 1987
- [Hei27] Heisenberg, W., *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, Zeitschrift für Physik 43 (1927) 172
- [Hof56] Hofstadter, R., *Electron scattering and nuclear structure*, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

- [Hof76] Hofmann, W., et al., *Production and Transport of Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionization Chamber*, Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 151
- [Hof82] Hofmann, W., et al., Nucl. Instr. Meth. 195 (1982) 475
- [H6-81] Beam H6, SPS/EBP/PC/cp, CERN (1981)
- [Jac89] Jacholskowska, A., *Calibration results for LAr electronics*, Vortrag im Meeting for Calibrating the Calorimeter, DESY, 5. - 6.10.1989, ed. H. Oberlack, H1-MPI-116B (1989)
- [Jaf13] Jaffé, G., *Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen*, Ann. Phys. 42 (1913) 303
- [Kra52] Kramers, H.A., *On a Modification of Jaffé Theory of Column-Ionisation*, Physica XVIII 10 (1952) 665
- [Kru87] Krüger, J., *The Zeus Detector, Status Report 1987*, PRC 87-02, DESY
- [Kur91] Kurzhöfer, J., *Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [Kur91a] Kurzhöfer, J., private Mitteilung
- [Lap91] Laporte, J.F., *Diffusion Profondement Inelastique a HERA et Calibration Absolue de la Mesure en Energie d'un Electron dans le Calorimetre a Argon Liquide de l'Experiment H1*, Dissertation Universite de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1991)
- [Len89] Lenhardt, U., *Optimierungsuntersuchungen an einem elektromagnetischen Flüssig-Argon Kalorimeter des H1 Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)
- [Leo87] Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to-approach*, Springer 1987
- [Ler86] Leroy, C., et al. *An experimental study of the contribution of nuclear fission to the signal of uranium calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A252(1986) 4
- [Loc92] Loch, P., *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation, Universität Hamburg (1992)
- [Lon75] Longo, E., und I. Sestili, *Monte Carlo Calculation of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 283
- [Mar54] Marshall, Rev. Sci. Instr. 25 (1954) 232
- [Mar89] Marks, J., *Eigenschaften eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon zur Messung hochenergetischer Jets unter besonderer Berücksichtigung einer Reduktion der Schauerfluktuationen*, Dissertation, Universität Hamburg 1989, DESY F21-90-01 (1990)
- [Mei30] Meitner, L. und Orthmann, W., Z. Phys. 60 (1930) 143

- [Mil68] Miller, L.S., et al., *Charge Transport in Solid and Liquid Ar, Kr and Xe*, Phys. Rev. 166 (1968) 871
- [Miy74] Miyajima, M., et. al., *Average Energy Expended per Ion Pair in Liquid Argon*, Phys. Rev. A9 (1974) 1439
- [Mol47] Molière, G., *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Z. Naturforsch. 2a (1947) 133 und Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [Moo73] Moore, W., Hummel, D., *Physikalische Chemie*, de Gruyter, Berlin 1973
- [Obr91] Obrock, U., *Monte-Carlo-Untersuchungen zu den Testmessungen an den CB1E- und BBE-Moduln des H1 Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [Ons38] Onsager, L., Phys. Rev. 54 (1938) 554
- [Ott53] Ott, K., *Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten*, in: W. Heisenberg (Herausgeber), *Kosmische Strahlung*, Springer Verlag (1953)
- [Par88] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Letters B 204 (1988)
- [Pas91] Pascaud, C., private Mitteilung
- [Pes90] del Peso, J., Ros, E., *Monte Carlo Investigation of the Transition Effect*, Nucl. Instr. Meth. A295 (1990) 330
- [Pin65] Pinkau, K., *Errors in Electromagnetic Cascade Measurements Due to the Transition Effect*, Phys. Rev. 139B (1965) 1549
- [Pro87] *Proceedings of the HERA Workshop October 12-14, 1987*, ed. R.D. Peccei, DESY 1987
- [Pro91] *Proceedings of the Workshop Physics at HERA, October 1991*, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY 1992
- [Rau78] Rauschnabel, K., *Messung elektromagnetischer und hadronischer Schauer mit Flüssigargon-Kalorimetern*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, KfK-Ext. 3/78-5, Mai 1978, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Rie89] Rietz, M., *Test von Prototypen elektromagnetischer Kalorimeter für den H1 Detektor*, Diplomarbeit RWTH Aachen (1989)
- [Rie91] Rietz, M., private Mitteilung
- [Roe91] de Roeck, A., Klein, K., *Structure Functions and Low Q^2 Physics at HERA*, PHE 91-014, Dezember 1991
- [Ros52] Rossi, B., *High Energy Physics*, Prentice Hall, 1952
- [Rut11] Rutherford, E., *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Phil. Mag. 21 (1911) 669
- [Sax91] Saxon, D.H., *The HERA Physics Programme*, DESY 91-101, September 1991

- [Seg53] Segrè, E., *Experimental Nuclear Physics, Volume I*, John Wiley & Sons (1953)
- [Seg65] Segrè, E., *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin (1965)
- [Ste52] Sternheimer, R.M., *The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [UA1,UA2,83] Arnison, G., et al. (UA1), Phys. Lett. 122B (1983) 103,
Banner, M., et al. (UA2), Phys. Lett. 122B (1983) 476
- [Weg89] Wegener, D., *Hadronkalorimeter — Entwicklung und Anwendung*, Phys. Bl. 45 (1989) 358
- [Wig87] Wigmans, R., *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 389
- [Wig91] Wigmans, R., *Performance and Limitations of Hadron Calorimeters*, CERN-PPE/91-205
- [Wil74] Willis, W.J., und V. Radeka, *Liquid-Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors*, Nucl. Instr. Meth. 120 (1974) 221
- [WSG83] Weinberg, S., Rev. Mod. Phys. 52 (1983) 515,
Salam, A., Rev. Mod. Phys. 52 (1983) 525,
Glashow, S.L., Rev. Mod. Phys. 52 (1983) 539
- [Yud69] Yuda, T., *Electron-Induced Cascade Showers In Inhomogeneous Media*, Nucl. Instr. Meth. 73 (1969) 301
- [Zei91] Zeitnitz, C., *Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor*, Dissertation, Universität Hamburg 1991
- [Zeu89] ZEUS Collaboration, *Test of the Zeus Forward Calorimeter Prototype*, DESY 89-128

Danksagung

Während der Aufbauphase des Kalorimeterringes BBE und der anschließenden Auswertungen der Kalibrationsmessungen erhielt ich hilfreiche Unterstützung von vielen verschiedenen Seiten.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener, der mir die Arbeit ermöglichte und sie durch seine motivierende Betreuung mit zahlreichen Anregungen positiv beeinflusste. Das gute Arbeitsverhältnis zu ihm trug wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herrn Prof. Dr. Hermann Kolanoski danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für seine Bereitschaft zum Korreferenten.

Unersetzlich sind die Hilfestellungen von Herrn Prof. Dr. Kurt Rauschnabel und Herrn Dr. Andreas Drescher während der Aufbauphase und der Kalibrationsmessungen. Beide waren für mich in dieser Zeit wertvolle und freundschaftliche Ansprechpartner.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhles Experimentelle Physik V ist die angenehme Atmosphäre zu verdanken, in der die Durchführung dieser Arbeit Freude bereitete. Insbesondere bedanke ich mich bei Uwe Obrock, der mit Simulationsrechnungen zur Lösung vieler Fragen der Kalibrationsmessungen beitrug. Regina Ebbinghaus bin ich für die Überlassung des Analyseprogrammes zur Elektron-Pion-Trennung dankbar. Für die Hilfe in technischen Fragen möchte ich Matthias Grewe, Markus Kolander und Gottfried Metzke meinen Dank aussprechen.

Für die gute Zusammenarbeit danke ich dem Konstruktionsbüro, der mechanischen Werkstatt, sowie der Elektronik-Entwicklung und -Werkstatt des Fachbereiches Physik der Universität Dortmund.

An die Mitglieder der H1-Kollaboration richtet sich mein weiterer Dank für die Unterstützung während der Durchführung dieser Dissertation.

Den Mitarbeitern der DESY-Gruppe F21 danke ich für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis, die mir den Wechsel nach Hamburg wesentlich erleichterte. Insbesondere danke ich Dr. Peter Loch für seine stetige Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Für das kritische Lesen des Manuskriptes bedanke ich mich bei Michael Colombo, Dr. Jörg Gayler, Dr. Peter Loch und Dr. Albin Walther.

Mein persönlichster Dank gilt meinem Mann Harald. Auf dem Weg vom Studium bis zur Dissertation begleitete er mich hilfreich. In der wenigen gemeinsamen Freizeit verstand er es, meine Gedanken von der Physik zu lösen, wofür ich ihm besonders dankbar bin.

Meinen Eltern danke ich für ihre stets verlässliche Hilfe. Ihre tatkräftige Unterstützung erleichterte mir in vielfältiger Weise das Alltagsleben.

Das Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 05-5DO59I gefördert.