

1

Kalibration eines elektromagnetischen Kalorimetermoduls für den H1-Detektor

von

Ralf Gräßler

Diplomarbeit in Physik

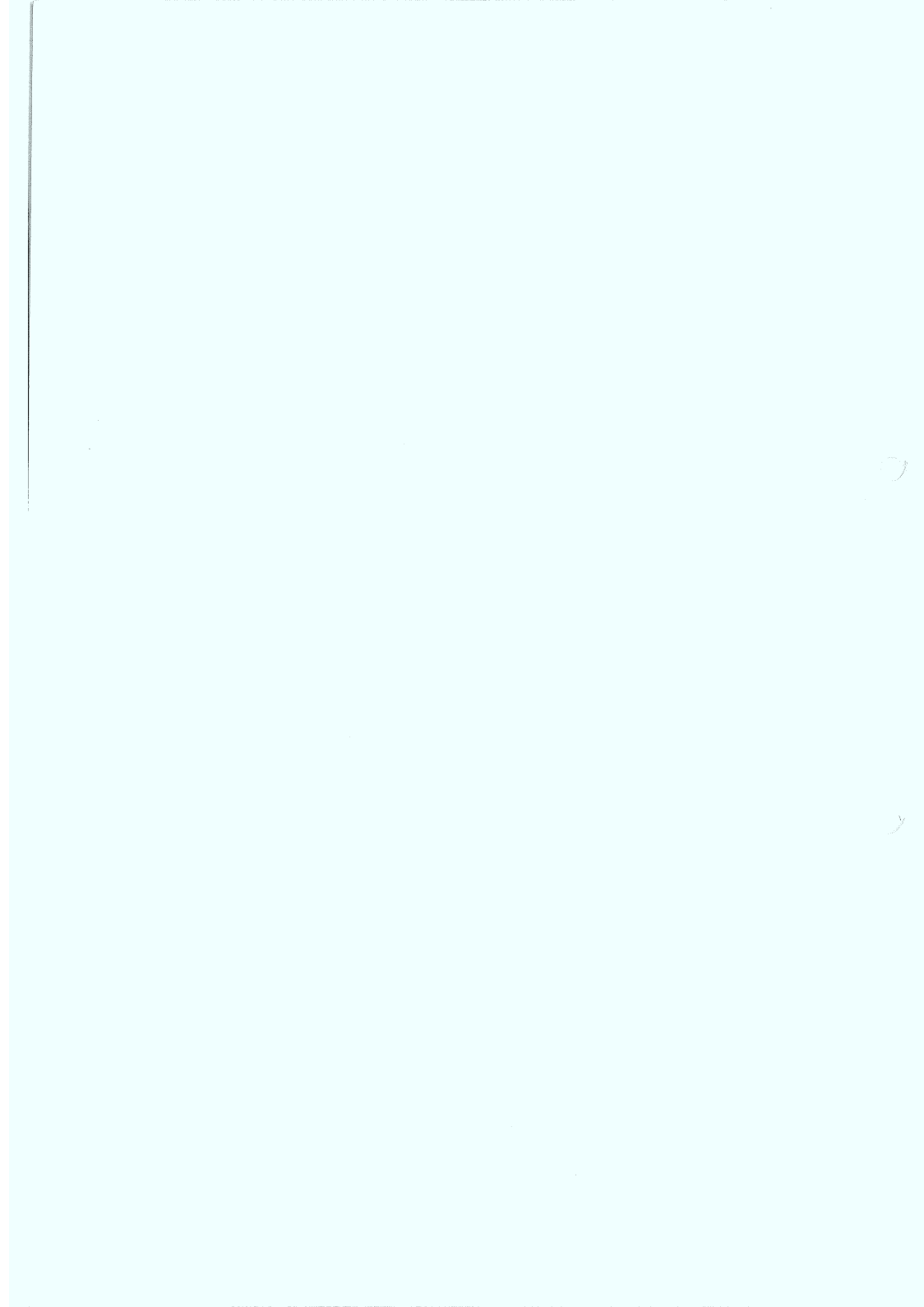
vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Juni 1991

angefertigt im

III. Physikalischen Institut B, Prof. Dr. G. Flügge



**Kalibration eines
elektromagnetischen Kalorimetermoduls
für den H1-Detektor**

von

Ralf Gräßler

Diplomarbeit in Physik

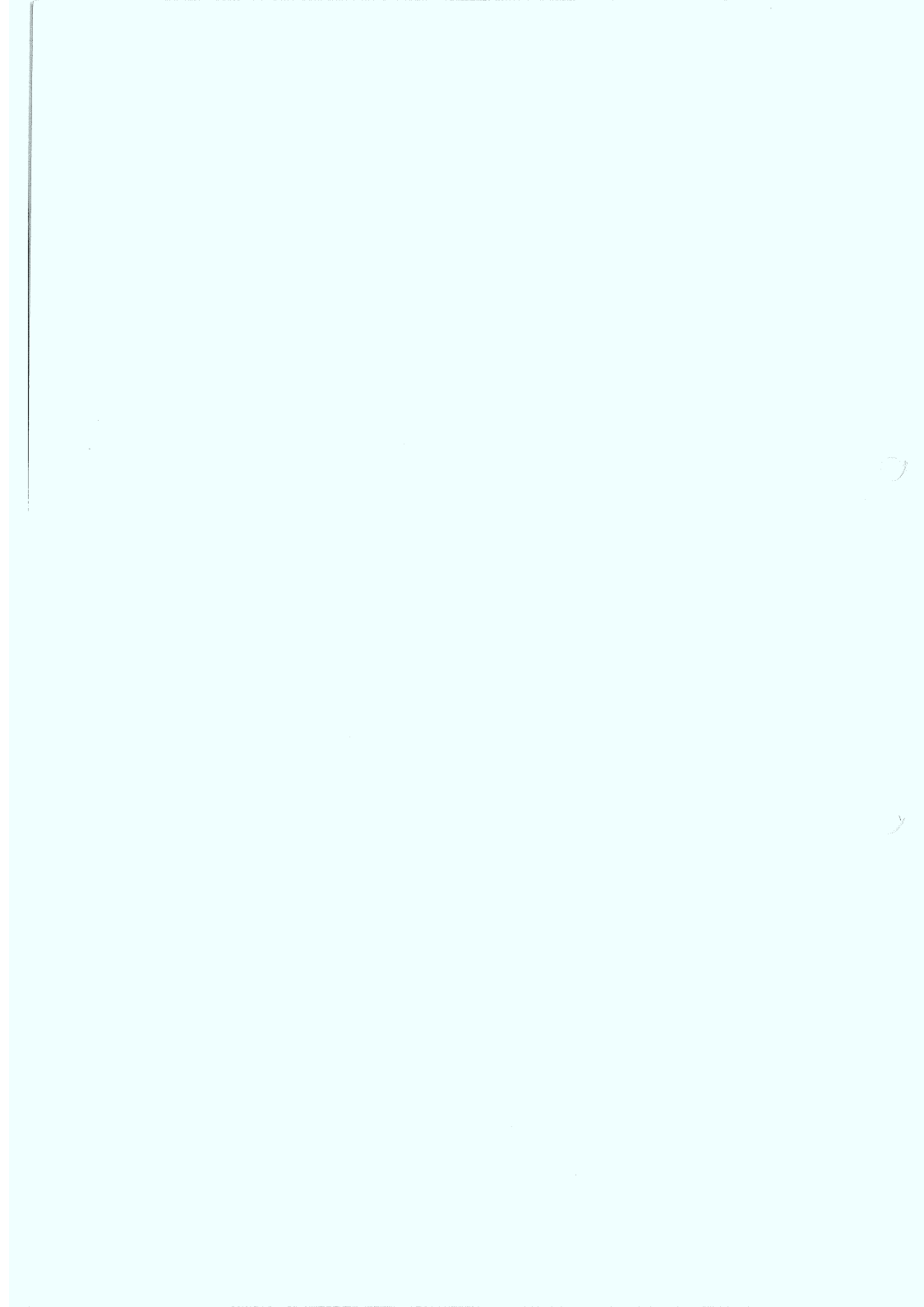
vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Juni 1991

angefertigt im

III. Physikalischen Institut B, Prof. Dr. G. Flügge



Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	7
Tabellenverzeichnis	9
1 Einleitung	10
2 Funktionsweise von Kalorimetern	12
2.1 Das Prinzip eines Schauerszählers	12
2.2 Die beiden Nachweismethoden der Kalorimetrie	13
2.2.1 Homogene Kalorimeter	13
2.2.2 Sampling-Kalorimeter	14
2.3 Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter	15
2.3.1 Das Prinzip der Flüssig-Argon-Ionisationskammer . . .	17
2.3.2 Vorteile von Flüssig-Argon	19
2.3.3 Der Aufbau des H1-Kalorimeters	20
2.4 Elektromagnetische Schauer	23
2.4.1 Absorptionsmechanismen	23
2.4.2 Charakteristik elektromagnetischer Schauer	23
2.4.3 Modell eines elektromagnetischen Schauers	26
2.5 Hadronische Schauer	29
2.6 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter	30
3 Testexperimente am CERN	34
3.1 Einführung	34
3.2 Experimentelle Anordnung am H6-Strahl	35
3.3 Der Trigger	37
3.4 Der Flüssig-Argon-Kryostat	40
3.5 Die Flüssig-Argon-Reinheit	43

6	INHALTSVERZEICHNIS	
3.6	Das elektromagnetische Kalorimeter	44
3.7	Das hadronische Kalorimeter	48
3.8	Die Ausleseelektronik	50
4	Datenanalyse	51
4.1	Elektronische Kalibration	53
4.2	Ereignis-Selektion und Datenkorrektur	55
4.2.1	Crosstalk-Korrektur	57
4.2.2	Rauschunterdrückung	58
4.2.3	Hochspannungskorrektur	60
4.3	Hochspannungskurve in Flüssig-Argon	61
4.4	Energieauflösung	63
4.5	Energielinearität	68
4.6	Bestimmung von e/π	71
4.7	Longitudinale Schauarentwicklung	73
5	Zusammenfassung	79
	Anhang	81
	Literaturverzeichnis	83

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schnitt durch den H1-Detektor bei HERA (DESY).	16
2.2	Aufteilung des H1-Kalorimeters in elektromagnetische (E) und hadronische (H) Ringe.	20
2.3	Perspektivische Ansicht eines hadronischen CB-Rings.	21
2.4	Materialtiefe des H1-Kalorimeters im Längsschnitt in Einhei- ten der Strahlungslänge X_0 und der Absorptionslänge λ_0	22
2.5	Segmentierung des H1-Kalorimeters im Längsschnitt.	22
2.6	Wirkungsquerschnitt für Photonen in Blei [FAB85].	24
2.7	Longitudinale Schauerentwicklung für 10 GeV Elektronen in Aluminium, Eisen und Blei, simuliert mit <i>EGS4</i> [FAB89]. . .	26
2.8	Laterale Schauerentwicklung für 1 GeV Elektronen in Blei für verschiedene Tiefen [YUD69].	29
3.1	Kalorimeterpaarungen der CERN-Tests unter ihrem Einschußwin- kel bezogen auf den Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors. .	35
3.2	Vertikale Ebene des H6-Strahls am CERN.	36
3.3	Der Aufbau der CERN-Testexperimente 1989/90.	38
3.4	Die Triggerlogik der CERN-Testexperimente.	41
3.5	Anordnung der Testmodule FB1 und FB2 im Inneren des Kryosta- ten.	42
3.6	Frontansicht eines FB-Kalorimeterringes mit einer Ausschnitt- vergrößerung des FB1E-Moduls [H1P86].	44
3.7	Aufbau einer Auslesezeile des FB1E-Kalorimetermoduls [SAH89].	45
3.8	Struktur der Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters unterteilt in drei Familien.	47
3.9	Aufbau einer Auslesezeile der hadronischen Kalorimetermo- dule FB1H/FB2H [BIN89].	48

3.10 Segmentierung der Ausleseplatten des FB2H-Kalorimeters. . .	49
4.1 Schematischer Aufbau des Kalibrationssystems [GRF90]. . . .	54
4.2 Der Verlauf der Ladungsabhängigkeit vom ADC-Wert für Kanal 501.	55
4.3 Abweichung zwischen Kalibrations-Pedestal und Random-Pedestal für alle Kanäle.	59
4.4 Random-Noise für jeden Kanal am Beispiel von 80 GeV Elektronen.	60
4.5 Die Hochspannungskurve in FB1E für Elektronen mit einer Strahlenergie von 30 GeV.	62
4.6 Entwicklung eines elektron-induzierten Schauers mit einer Energie von 30 GeV in FB1E.	65
4.7 Ladungsverteilungen von Elektronen in FB1E für die Energien 10, 30, 80 und 166 GeV.	66
4.8 Energieauflösung für Elektronen in FB1E.	67
4.9 Energielinearität für FB1E bei einem 3σ -Schnitt.	69
4.10 Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten E/Q von der Höhe des σ -Cuts für alle Energien.	70
4.11 Energielinearität für FB1E bei einem $2,5\sigma$ -Schnitt.	70
4.12 Signalspektren in FB1E für Elektronen und Pionen mit einer Energie von 30 GeV.	72
4.13 Verlauf der nominalen Strahlachse im FB1E-Modul.	75
4.14 Longitudinale Schauerentwicklung in FB1E für Elektronen der Energien 10, 30, 80 und 166 GeV.	77

Tabellenverzeichnis

2.1	Dichte, Strahlungslänge und Energieauflösung einiger aus- suchter Materialien für homogene Kalorimeter [ENG85]. . . .	14
2.2	Konstruktionsparameter und Energieauflösung einiger aus- suchter Kalorimeter [FAB89].	15
2.3	Strahlungslängen und Molièreradien verschiedener im H1-Ex- periment verwendeter Materialien [PAR88].	25
3.1	Strahlungslängen der vor dem Kalorimeter im H6-Strahl be- findlichen Materialien, aufgeführt in Strahlrichtung [KUB88]. .	40
3.2	Aufteilung der z-Lagen nach Anzahl und Familie der Auslese- platten.	46
3.3	Anzahl der Ausleseplatten pro z-Lage für FB1H und FB2H. .	49
4.1	Einfluß der Auswahlkriterien auf die Ereigniszahl.	56
4.2	Einfluß des Containment-Schnitts von 98 % auf die Ereigniszahl.	63
4.3	Ergebnisse der Funktionsanpassung an die Ladungsverteilun- gen für alle Energien, sowie die berechnete Energieauflösung. .	67
4.4	Kalibrationskonstanten für Elektronen und Pionen für FB1E, sowie das effektive $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis.	72
4.5	Punkte der Ladungsdeposition pro Lage und deren Unsicher- heit als halbe Länge in Einheiten der Strahlungslänge X_0	75
4.6	Vergleich der berechneten Gesamtladung aus der Funktionsan- passung mit der aus der Summation errechneten.	78

Kapitel 1

Einleitung

In der Elementarteilchenphysik hat sich das von Glashow, Weinberg und Salam Ende der 60er Jahre entwickelte Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung sowie die Theorie der Quantenchromodynamik für die starke Wechselwirkung hervorragend bewährt. Bis heute gibt es keine eindeutigen experimentellen Hinweise, die nicht in das Bild des Standardmodells passen. Den immer präziseren Experimenten gelang eine immer tiefergehende Bestätigung dieser Theorie. Dennoch bleibt eine Vielzahl noch offener Fragen.

Zur Untersuchung sehr kleiner Strukturen bieten sich Streuexperimente an, bei denen man mit einer punktförmigen Sonde das Objekt abtastet. Um die Substruktur von Hadronen genauer zu untersuchen, ist es naheliegend, sie mit Leptonen zu beschießen, da diese nach heutiger Kenntnis als punktförmig angenommen werden. Elastische Elektron-Proton-Streuexperimente ermöglichten so in den 50er Jahren die Bestimmung der räumlichen Ausdehnung des Protons. Mit den ersten tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuexperimenten in der zweiten Hälfte der 60er Jahre konnte die Existenz punktförmiger Konstituenten (Partonen) im Nukleon nachgewiesen werden, die später als Quarks identifiziert wurden. Neutrino-Proton- und Myon-Proton-Streuexperimente vertieften dann seit Ende der 70er Jahre die Kenntnis von den Eigenschaften der Quarks.

Um eventuelle Substrukturen der Partonen aufzudecken, ist es erforderlich, mit neuen Techniken immer höhere Wechselwirkungsenergien beim Streuprozess des Leptons mit dem Nukleon zu produzieren, denn zur Auflösung feinerer Strukturen ist eine zunehmend kleinere Wellenlänge notwendig.

In diesem Jahr startet im DESY¹ in Hamburg mit der Hadron Elektron Ring Anlage (HERA) das bislang aufwendigste Experiment dieser Art. Hier werden Elektronen mit einer Energie von 30 GeV an Protonen mit einer Energie von 820 GeV gestreut. Derzeit befinden sich dafür zwei große Detektoren – „H1“ und „Zeus“ – im Bau.

Für eine genaue Bestimmung der kinematischen Variablen in der tiefinelastischen Lepton-Quark-Streuung ist eine präzise Messung der Energie und des Streuwinkels der bei der Elektron-Proton-Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen von großer Bedeutung. Ein gut funktionierendes Kalorimeter ist somit von zentraler Bedeutung. Zur Energiemessung eignet sich das H1-Kalorimeter sehr gut, da die Energieauflösung mit zunehmender Teilchenenergie besser wird. Die Streuwinkel können ebenfalls anhand der Energiedeposition oder über die Spuren geladener Teilchen mit dem Kalorimeter bestimmt werden. Um von Beginn des Experimentes an im Kalorimeter sichere Aussagen über Energie und Teilchensorte machen zu können, ist eine vorheilige, möglichst exakte Kalibration der Kalorimeterkomponenten notwendig. Zu diesem Zweck wurden 1989 und 1990 fertige, repräsentative Komponenten des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters beim CERN² in der Schweiz mittels Teilchenstrahlen bekannter Energie und Art geeicht.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Auswertung der Testdaten der sogenannten FB1E-Komponente im Hinblick auf eine Kalibration. Die FB1E-Komponenten gehören zum elektromagnetischen Teil des H1-Kalorimeters und wurden am III. Physikalischen Institut B der RWTH Aachen gebaut. Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird zunächst das Prinzip der Kalorimetrie und die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse erläutert. Eine Beschreibung des prinzipiellen Testaufbaus im CERN ist Thema des dritten Kapitels. Im vierten Kapitel folgt die Analyse der Testdaten, und das fünfte Kapitel bringt eine Zusammenfassung.

¹Deutsches Elektronen-Synchrotron

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Kapitel 2

Funktionsweise von Kalorimetern

2.1 Das Prinzip eines Schauerszählers

In der Elementarteilchenphysik bezeichnet man Instrumente, mit denen die Energie von Teilchen durch ihre Absorption in einem Materieblock bestimmt wird, als Kalorimeter. Das Prinzip beruht auf der Tatsache, daß die zu messenden, teilweise sehr hochenergetischen Teilchen beim Durchgang durch Materie mit dieser wechselwirken und dabei ihre Energie ganz oder teilweise abgeben, welche in eine meßbare Größe umgewandelt wird. Das Medium wird also angeregt oder „aufgeheizt“ – daher der schon aus der Physik der Thermodynamik stammende Begriff der Kalorimetrie.

Ein Kalorimeter funktioniert nach dem Prinzip eines Schauerszählers, bei dem ein hochenergetisches Primärteilchen durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial eine Vielzahl niederenergetischer Teilchen – einen sogenannten „Teilchenschauer“ – erzeugt, deren Energiesumme gemessen wird. Die möglichen Wechselwirkungen bzw. Absorptionsmechanismen sind abhängig von der Natur der Teilchen und deren Energie. Man unterscheidet daher zwischen elektromagnetischen Kalorimetern, die für den Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen konzipiert sind, und hadronischen Kalorimetern, die Teilchen mit einer inneren Substruktur (Hadronen) aufgrund ihrer starken Wechselwirkung mit Materie nachweisen. Beiden Typen von Schauerszählern ist gemein, daß sie die Bildung eines Teilchenschauers erzwingen und die Erzeugung eines registrierbaren elektrischen Signals ermöglichen,

wobei im Falle des elektromagnetischen Kalorimeters eine Elektron-Photon-Lawine erzeugt wird, hingegen beim hadronischen Kalorimeter eine Hadron-Nukleon-Kaskade dominiert.

2.2 Die beiden Nachweismethoden der Kalorimetrie

Beim unmittelbaren Nachweis der absorbierten Energie wird zwischen homogenen und Sampling-Kalorimetern unterschieden. Bei ersteren ist das absorbierende Material identisch mit dem aktiven, die elektrischen Signale messenden Material. Das Verfahren basiert auf der Messung von Szintillations- oder Čerenkovlicht und ermöglicht eine sehr gute Energieauflösung. Sampling-Kalorimeter hingegen bestehen aus abwechselnd angeordneten passiven Schichten mit einer hohen Elektronendichte, die eine gute Schauerentwicklung forcieren, und dünnen, aktiven Schichten, die für die Messung des Signals sorgen. Da bei dieser Methode nur ein Teil der Gesamtenergie zum sichtbaren Signal beiträgt, wird die Energieauflösung in erster Linie durch stichprobenartige Messungen (Sampling) bestimmt und ist somit schlechter als bei homogenen Kalorimetern, bei denen kontinuierlich gemessen wird.

2.2.1 Homogene Kalorimeter

Die aus sensitivem Material aufgebauten Schauerzähler reagieren auf Szintillationslicht oder Čerenkovphotonen. Dies erreicht man durch die Verwendung von optisch durchlässigen Stoffen, wobei NaJ und BGO (Wismut-Germanium-Oxid) für Szintillatoren die gebräuchlichsten Kristalle sind. Aufgrund seiner hohen Dichte hat BGO eine kurze Strahlungslänge (siehe dazu Abschnitt 2.4.2) von 1,1 cm und ermöglicht somit eine kompakte Bauweise, die normalerweise bei homogenen Kalorimetern nur schwer zu realisieren ist, da viel Absorbermaterial benötigt wird, um einen Schauer vollständig zu absorbieren. Ferner bietet BGO den Vorteil, gegen Strahlung resistenter zu sein als es die sonstigen Materialien sind. Die Energieauflösung wird bei BGO- und NaJ-Zählern in erster Linie durch die statistischen Fluktuationen der photonenerzeugenden Prozesse bestimmt.

Bleiglaszähler registrieren das von Elektronen und Positronen produzierte Čerenkovlicht, welches nur von Teilchen mit einer größeren Phasengeschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit ausgesandt wird. Somit werden z.B. Elek-

tronen mit einer Energie von mehr als $0,7 \text{ MeV}$ registriert, und die Energieauflösung von Čerenkovzählern wird durch die Photonenstatistik bestimmt. Tabelle 2.1 gibt einige charakteristische Werte für homogene Kalorimeter wieder.

Material	Dichte ρ [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$]	Strahlungslänge X_0 [cm]	Energieauflösung [$\frac{\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$]
BGO	7,1	1,1	0,4
NaJ	3,7	2,6	0,3
Bleiglas	-	2,4	3,6
Szintillationsglas	4,8	4,3	2,0

Tabelle 2.1: Dichte, Strahlungslänge und Energieauflösung einiger ausgesuchter Materialien für homogene Kalorimeter [ENG85].

2.2.2 Sampling-Kalorimeter

Schauerbildung und Signalauslese findet bei Sampling-Kalorimetern in unterschiedlichen Materialien statt. Die übliche Konfiguration besteht aus einem Kasten mit dichten metallischen Absorberschichten (passiver Bereich), welcher von dünnen Platten kleinerer Dichte (aktiver Bereich) durchsetzt ist. Durch die Möglichkeit, den passiven Bereich aus Materialien mit hoher Kernladungszahl Z bzw. hoher Massenzahl A aufzubauen, sind wesentlich kompaktere Detektoren realisierbar, als dies bei homogenen Kalorimetern der Fall ist. Ein weiterer Vorteil ist die hohe Granularität aufgrund einer möglichen feinen Segmentierung der Auslesezellen, wodurch neben der Energie auch die räumliche Ausdehnung und Richtung des Schauers bestimmt werden kann.

Eine für Sampling-Kalorimeter charakteristische Größe ist das Verhältnis von sichtbarer, d.h. in den aktiven Schichten gemessener Energie zur gesamten im Detektor deponierten Energie. Dieses „Sampling-Verhältnis“ ist abhängig von der Teilchensorte und ist definiert als:

$$(f_{\text{samp}})_i = \left(\frac{E_{\text{aktiv}}}{E_{\text{aktiv}} + E_{\text{passiv}}} \right)_i$$

$$= \left(\frac{d_{\text{aktiv}} \frac{dE}{dx_{\text{aktiv}}}}{d_{\text{aktiv}} \frac{dE}{dx_{\text{aktiv}}} + d_{\text{passiv}} \frac{dE}{dx_{\text{passiv}}}} \right)_i \quad (2.1)$$

Dabei ist d die Dicke der aktiven bzw. passiven Detektorschicht und der Index i beschreibt die Teilchensorte ($i = e, \pi, \mu, \dots$). Bei der Interkalibration verschiedener Kalorimeter verwendet man in der Regel Myonen, die sich wie minimalionisierende Teilchen verhalten.

Durch die unterschiedlichen Wechselwirkungen bzw. Absorptionsmechanismen breiten sich elektromagnetische Schauer in Materie anders aus als hadronische Schauer, so daß es in Abhängigkeit von der Teilchensorte unterschiedliche Anforderungen hinsichtlich Größe, Absorbermaterial und Granularität eines Kalorimeters gibt. Tabelle 2.2 zeigt die Konstruktionsparameter einiger ausgesuchter Kalorimeter.

Experiment/ Beschleuniger	Physikalische Ziele	Aktiver Bereich	Passiver Bereich	Granularität	Energieauflösung
UA1/ CERN pp	QCD-Teste; m _W , m _Z ; Suche nach top	3 mm TMP	em.: 2 mm U had.: 5 mm U	Türme, 25000 Kanäle	$\sigma_{em} = 13.3\%/\sqrt{E}$ $\sigma_{had} = 47.5\%/\sqrt{E}$
Helios/ CERN SPS	pp → Leptonen Studie von 32 S-Kern- Kollisionen	2.5 mm LAr	em.: 1.7 mm ²³⁸ U had.: 3.4 mm ²³⁸ U	em.: 2000 Türme had.: 700 Streifen	$\sigma_{em} = 19\%/\sqrt{E}$ $\sigma_{had} = 50\%/\sqrt{E}$
OPAL/ CERN LEP	Suche nach top und Higgs; Test des Standardmodells	em.: Pb-Glas mit Photo- trioden had.: Prop.- kammern mit Pads	had.: 8 cm Fe	em.: 11700 Türme had.: 20 x 20 cm ² Türme	$\sigma_{em} = 6\%/\sqrt{E}$ $\sigma_{had} = 120\%/\sqrt{E}$
H1/ HERA	Proton- strukturfunktion; Exotische Teilchen	2.4 mm LAr	em.: 2.4 mm Pb had.: 12 mm Fe	proj. Türme; em.: 42000 Kanäle had.: 18000 Kanäle	$\sigma_{em} = 10\%/\sqrt{E}$ $\sigma_{had} = 65\%/\sqrt{E}$

Tabelle 2.2: Konstruktionsparameter und Energieauflösung einiger ausgesuchter Kalorimeter [FAB89].

2.3 Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter

Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau des gesamten H1-Detektors.

Der H1-Detektor besitzt eine Asymmetrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes (WWP) und berücksichtigt damit die nichtisotrope Energie- und Teilchenverteilung, da bei HERA Elektronen mit einem Impuls von $30 \frac{\text{GeV}}{c}$

HERA Experiment H1

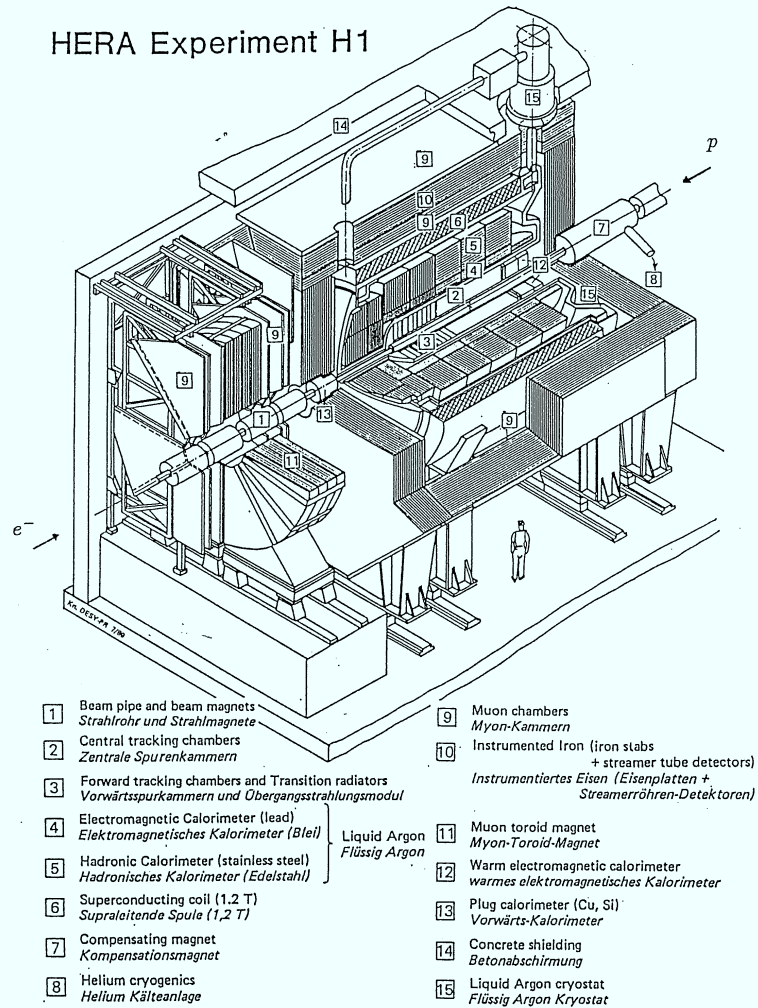


Abbildung 2.1: Schnitt durch den H1-Detektor bei HERA (DESY).

auf Protonen mit einem Impuls von $820 \frac{\text{GeV}}{c}$ treffen. Der Detektor ist so konzipiert, daß die maximale Energie von 314 GeV möglichst vollständig absorbiert wird. Die verschiedenen Komponenten sind schichtförmig um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut.

Im Bereich des Wechselwirkungspunktes sowie im Vorwärtsbereich, d.h. in Richtung des einfliegenden Protons schauend, befinden sich Spurkammern, die der Spurrekonstruktion geladener Teilchen dienen.

Die nächste Schicht bildet ein Sampling-Kalorimeter, bei welchem Flüssig-Argon als aktives Medium verwendet wird. Es besteht aus einem innenliegenden elektromagnetischen Teil und einem außenliegenden hadronischen Teil.

Eine supraleitende Spule umgibt Kalorimeter und Spurkammern und erzeugt ein Magnetfeld mit einer Stärke von 1,2 Tesla. Die dadurch bedingte Bahnkrümmung geladener Teilchen ermöglicht eine Berechnung der Teilchenimpulse.

Instrumentiertes Eisen und Myon-Kammern bilden die äußere Schicht. Die Myon-Kammern dienen zum Nachweis von Myonen und das instrumentierte Eisen sorgt einerseits für die Rückführung des magnetischen Flusses, andererseits werden Reste von hadronischen Schauern, die nur einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponiert haben, registriert. Hieraus resultiert auch die Bezeichnung „Tail-Catcher“ für diesen Teil des H1-Detektors.

2.3.1 Das Prinzip der Flüssig-Argon-Ionisationskammer

Im H1-Kalorimeter wird das Prinzip eines Ionisationsdetektors verwendet. Eine Hochspannungsquelle erzeugt zwischen Kondensatorplatten ein homogenes elektrisches Feld. Der Zwischenraum wird mit flüssigem Argon (Liquid Argon) gefüllt. Beim H1-Kalorimeter werden die Plattenkondensatoren aus abwechselnd angeordneten Hochspannungsplatten und Ausleseplatten gebildet, wobei das passive Material in die jeweilige Struktur der Platten integriert ist. Durchquert ein Schauerteilchen ein solches „Gap“, so wird das Medium ionisiert und die dabei freiwerdenden elektrischen Ladungen driften zu den Kondensatorplatten. Bei einer Feldstärke von $1 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ liegt die für Argon typische Driftgeschwindigkeit von Elektronen bei $5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$, wohingegen die Ionen eine um vier Größenordnungen kleinere Driftgeschwindigkeit besitzen. Die Argonionen können demzufolge als stationär angesehen werden und liefern daher keinen meßbaren Signalbeitrag.

Im folgenden wird die im Argon beobachtbare Ladung abgeschätzt. Ein Elektron, das ein Gap der Breite d durchquert, benötigt hierzu die Driftzeit t_d . Der Strom im Kondensator ist durch $I = \frac{e}{t_d}$ gegeben. Die gemessene Ladung Q in Abhängigkeit vom Erzeugungsort x des Elektrons folgt mit $Q = I \cdot t$ und $t = \frac{d-x}{v_d} t_d$ als Driftzeit zu:

$$Q(x) = e \frac{d-x}{d} \quad (2.2)$$

Geht man von einer gleichförmigen Ionisationsspur¹ im Argon aus, so gilt für den gemessenen Strom:

$$I_d(t) = \frac{Ne}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (2.3)$$

Hierbei ist N die Zahl der freigewordenen Ladungsträger. Für die gesammelte Ladungsmenge der Ionisationsspur folgt:

$$Q(t) = \int_0^t I_d(t') dt' = Ne \left(\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_d} \right)^2 \right) \quad (2.4)$$

Die gesamte gemessene Ladung ergibt sich dann zu ($t = t_d$):

$$Q(t_d) = \frac{1}{2} Ne \quad (2.5)$$

Demnach entspricht die an der Anode gemessene Ladung nur zur Hälfte der bei der Ionisation freigewordenen Ladung. Die andere Hälfte wird durch die Ionen transportiert und trägt nicht zum Gesamtsignal bei. Das mittlere Ionisationspotential von Flüssig-Argon beträgt 23,6 eV [MIY74]. Berücksichtigt man ein Sampling-Verhältnis für Elektronen von 0,08, so entspricht die kleinste meßbare Ladung ($1e$) einer Energie von 590 eV, was gleichzeitig die untere theoretisch meßbare Grenze des Energiespektrums darstellt. Somit ergibt sich im Hinblick auf eine Energieeichung ein theoretisch zu erwartender Umrechnungsfaktor von $E/Q = 3,68 \text{ GeV/pC}$.

¹ Aufgrund der hohen Geschwindigkeit eines ionisierenden Schauerteilchens gegenüber der Driftgeschwindigkeit der erzeugten Elektronen kann eine gleichförmige Verteilung entlang der Trajektorie angenommen werden.

2.3.2 Vorteile von Flüssig-Argon

Die gegenüber Gasen hohe Dichte der Flüssigkeit in der Ionisationskammer hat den Vorteil, daß pro Gap ein höherer Energiebetrag deponiert wird. Die damit verbundene höhere Anzahl von Elektronen, die bei Ionisationen frei werden, sorgt für stärkere meßbare Ströme (siehe Gleichung 2.3). Dies ist im Hinblick auf eine erwünschte hohe Granularität, welche eine Vielzahl von elektronischen Kanälen erfordert, von Bedeutung, da die Amplitude der erzeugten Pulse deutlich über dem Niveau des elektronischen Rauschens liegen sollte. Ein weiterer Vorteil von flüssigen Edelgasen ist deren geringe Elektro negativität, die ein Einfangen der Elektronen weitestgehen verhindert. Hinzu kommt eine hohe Driftgeschwindigkeit für Elektronen. Eine geringe Anfälligkeit gegen Strahlungsschäden sowie eine hohe Reinheit, da elektronegative Verunreinigungen meistens ausfrieren, gewährleisten eine langzeitstabile Absoluteichung. Schließlich sprechen auch wirtschaftliche und sicherheitstechnische Aspekte für eine Verwendung von Flüssig-Argon-Kalorimetern. Zusammenfassend seien folgende Vorteile aufgeführt:

- *hohe Dichte* ($\rho_{LAr} = 1,4 \frac{g}{cm^3}$)
- *kaum Anbindung von Elektronen*
- *hohe Elektronenbeweglichkeit* ($\sim 5 \frac{mm}{\mu s}$ bei $1 \frac{kV}{mm}$)
- *kaum Alterung durch Strahlung*
- *hohe Sicherheit, da LAr nicht brennbar ist*
- *LAr ist in hoher Reinheit erhältlich*
- *geringe Kosten*

Nachteilig für präzise Messungen von Jets wirkt sich das ungleiche Signalverhalten des Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen und Hadronen ($\frac{e}{\pi} > 1$) aus, jedoch ist es möglich, unter Anwendung von π_0 -Wichtungsmethoden, ein $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis von $\simeq 1$ zu erreichen. Ein weiterer Nachteil ist die für die Kühlung des flüssigen Argons erforderliche sehr aufwendige Kryogenik.

2.3.3 Der Aufbau des H1-Kalorimeters

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist zylinderförmig um die Elektron-Proton-Achse aufgebaut, wobei man drei Bereiche unterscheidet: Der hintere Bereich, genannt *Backward Barrel* (BB), der zentrale Teil, bezeichnet als *Central Barrel* (CB), sowie der vordere Bereich, welcher in *Forward Barrel* (FB) und *Inner Forward* (IF) bzw. *Outer Forward* (OF) unterteilt ist. Insgesamt besteht das Kalorimeter aus acht unterschiedlich konzipierten Ringen um die Strahlachse. Sechs dieser Ringe sind aus innenliegenden elektromagnetischen Modulen und daran außerhalb montierten hadronischen Modulen aufgebaut. Lediglich der hintere Ring (BB) wird nur aus elektromagnetischen Komponenten gebildet. Hadronische Module bilden wiederum den vordersten Bereich (OF2 und IF2). Die Bezeichnung und Unterteilung der einzelnen Ringe ist aus Abbildung 2.2 ersichtlich. Abbildung 2.3 zeigt eine perspektivische Ansicht eines hadronischen CB-Ringes.

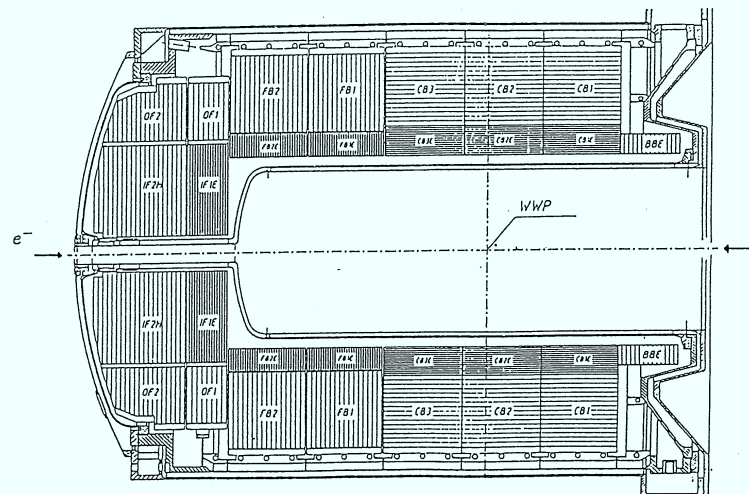


Abbildung 2.2: Aufteilung des H1-Kalorimeters in elektromagnetische (E) und hadronische (H) Ringe.

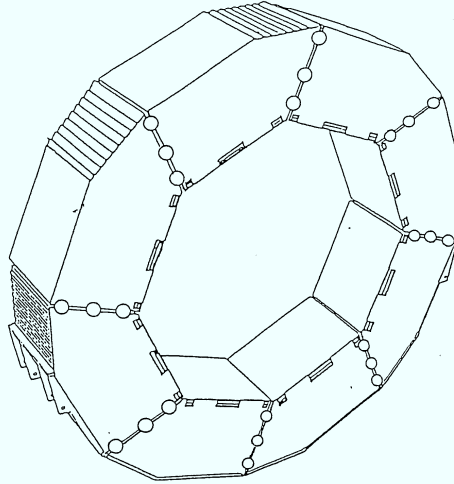


Abbildung 2.3: Perspektivische Ansicht eines hadronischen CB-Rings.

Die Asymmetrie des gesamten H1-Detektors zeigt sich auch in der Verteilung der Absorbermasse des Kalorimeters. Da die Teilchenenergie mit steigendem Winkel Θ relativ zur Protonenflugrichtung abnimmt, ist die im mittleren Bereich benötigte Menge an Absorbermaterial geringer als in Vorwärtsrichtung. Abbildung 2.4 zeigt die Materialtiefe des H1-Kalorimeters in Einheiten der Strahlungslänge X_0 und der Absorptionslänge λ_0 (siehe dazu Abschnitte 2.4.2 und 2.5).

Einerseits ist man bestrebt, eine möglichst hohe räumliche Auflösung zu erreichen, andererseits sollte die Zahl von elektronischen Kanälen ein gewisses Maß nicht überschreiten. Die Segmentierung der Ausleseplatten ist daher von der unter einem bestimmten Winkel Θ zur Strahlrichtung zu erwartenden Teilchendichte abhängig gewählt. Zudem werden projektive Schauer-Türme gebildet, d.h. es werden mehrere Auslesekanäle gemäß der räumlichen Ausdehnung von Schauern, bezogen auf den Wechselwirkungspunkt, zusammengefaßt. Abbildung 2.5 zeigt die Segmentierung des H1-Kalorimeters im Längsschnitt. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der Segmentierung der FB-Module erfolgt in Kapitel 3.

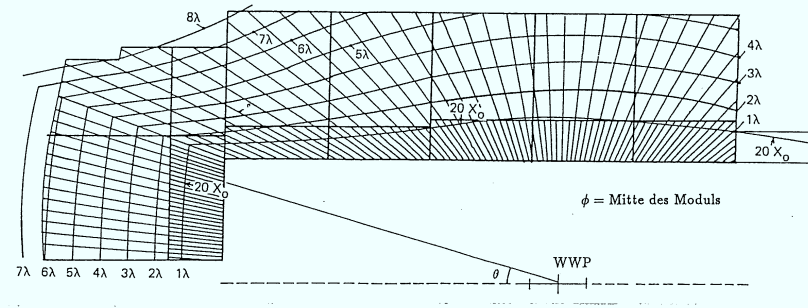


Abbildung 2.4: Materialtiefe des H1-Kalorimeters im Längsschnitt in Einheiten der Strahlungslänge X_0 und der Absorptionslänge λ_0 .

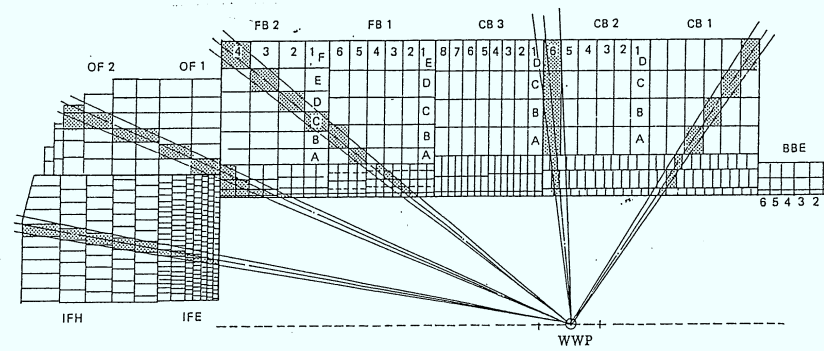


Abbildung 2.5: Segmentierung des H1-Kalorimeters im Längsschnitt.

Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit den zugrundeliegenden physikalischen Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Schauer.

2.4 Elektromagnetische Schauer

2.4.1 Absorptionsmechanismen

Die durch elektromagnetische Wechselwirkung bestimmten Energieverlustmechanismen bei Absorption in Materie sind heutzutage sehr gut verstanden. Ein geladenes Teilchen ionisiert das Medium, falls seine Energie ausreicht, die Elektronen vom elektromagnetischen Kernfeld loszulösen. Ferner können geladene Teilchen Atome oder Moleküle anregen, ohne sie zu ionisieren. Kehren diese in einen energetisch niedrigeren Zustand zurück, so werden γ -Quanten ausgesandt, die beispielsweise von Szintillationszählern registriert werden können. Falls geladene Teilchen sich mit einer höheren Geschwindigkeit als die für das durchquerte Medium charakteristischen Lichtgeschwindigkeit bewegen, so verlieren sie Energie durch die Emission von Čerenkovlicht. Bei sehr hochenergetischen Teilchen dominieren Prozesse wie Bremsstrahlung, und es können durch elektromagnetische Wechselwirkung induzierte Kernreaktionen auftreten.

Das Photon als elektromagnetisches Feldquantum ist bei den drei Prozessen Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung beteiligt. Beim Photoeffekt überträgt das Photon seine gesamte Energie an ein an den Atomkern gebundenes Elektron. Bei der Comptonstreuung wird hingegen nur ein Teil der Energie übermittelt. Für Energien, die das zweifache der Elektronruhemasse betragen, zerstrahlt das γ -Quant in ein Elektron-Positron (e^+e^-)-Paar. Die Wirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 2.6) dieser Prozesse sind stark abhängig von der Energie des Photons sowie von der Elektronendichte ($\sim Z$) des Mediums.

2.4.2 Charakteristik elektromagnetischer Schauer

Bei sehr hohen Energien dominiert bei den Energieverlustmechanismen geladener Teilchen die Bremsstrahlung. Durch die Coulomb-Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit dem elektrischen Feld des Kerns können Photonen emittiert werden, wobei deren Energiespektrum mit $1/E$ abfällt. Für Photonenergien grösser als $5 - 10 \text{ MeV}$ konvertieren diese in e^+e^- -Paare,

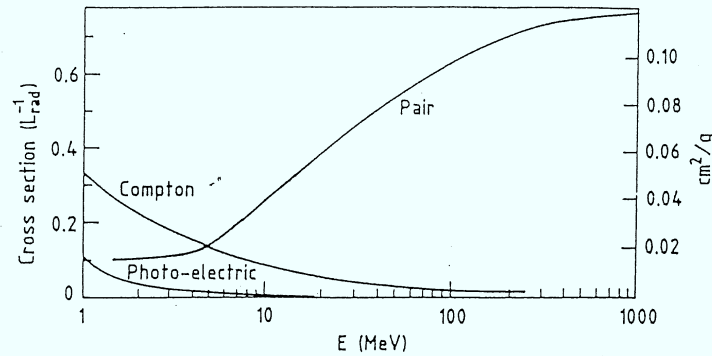


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitt für Photonen in Blei [FAB85].

deren Teilchen ihre Energie wiederum durch Strahlung abgeben. Hierdurch entsteht im Endeffekt ein aus vielen Elektronen, Positronen und Photonen gebildeter Schauer.

Da die Entwicklung elektromagnetischer Schauer primär durch die Elektronendichte des absorbierenden Mediums bestimmt wird, ist es naheliegend, die den Schauer charakterisierenden Größen universell zu wählen.

Die longitudinale Komponente wird in Einheiten der *Strahlungslänge* X_0 angegeben, welche definiert ist als die von einem hochenergetischen ($E > 1 \text{ GeV}$) Elektron zurückgelegte Distanz, welches 63,2% (das entspricht $1 - 1/e$) seiner Energie durch Bremsstrahlung abgegeben hat.

Die transversale Ausdehnung wird durch den *Molière-Radius* ρ_M beschrieben. Dieser wird aus dem Verhältnis von X_0 und E_c gebildet, wobei die kritische Energie E_c die Elektronenergie ist, bei der die Wirkungsquerschnitte von Bremsstrahlung und Ionisation gleich sind.

Näherungsweise gelten die Beziehungen [FAB89]:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} [\text{gcm}^{-2}] \quad \rho_M \approx 7 \frac{A}{Z} [\text{gcm}^{-2}] \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnet A die Massenzahl und Z die Kernladungszahl. In Tabelle 2.3 sind Strahlungslängen und Molièreradien der für das H1-Kalorimeter

wichtigsten Materialien aufgeführt.

Material	Z	A [g]	ϱ [$\frac{g}{cm^3}$]	X_0 [$\frac{g}{cm^2}$]	X_0 [cm]	ρ_M [$\frac{g}{cm^2}$]	ρ_M [cm]
LAr	18	39.95	1.40	19.55	14.00	11.73	8.38
Al	13	26.98	2.70	24.01	8.89	10.73	3.97
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76	12.11	1.54
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56	19.39	1.71

Tabelle 2.3: Strahlungslängen und Molièreradien verschiedener im H1-Experiment verwendeter Materialien [PAR88].

Für hochenergetische Photonen berechnet sich der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung zu [KLE87]:

$$\sigma_{\text{paar}} = r_e^2 4\alpha Z^2 \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \equiv \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (2.7)$$

mit r_e = Elektronenradius, α = Feinstrukturkonstante und Z = Kernladungszahl des Mediums. Der Intensitätsverlust ist demnach:

$$\frac{dI}{dx_{\text{paar}}} = -\frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (2.8)$$

Durch Integration erhält man:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{7x}{9X_0}\right) \quad (2.9)$$

Nach Gleichung 2.9 konvertiert also ein γ -Quant nach $\frac{9}{7}X_0$ mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - e^{-\frac{7}{9}} \approx 0,54$ in ein e^+e^- -Paar.

Die Entwicklung des Schauers läßt sich also durch Verwendung obiger Größen nahezu materialunabhängig darstellen. Abbildung 2.7 zeigt die longitudinale Entwicklung eines 10 GeV elektroninduzierten Schauers in Aluminium, Eisen und Blei. Die Ergebnisse stammen aus Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programmpaket *EGS4* [FAB89].

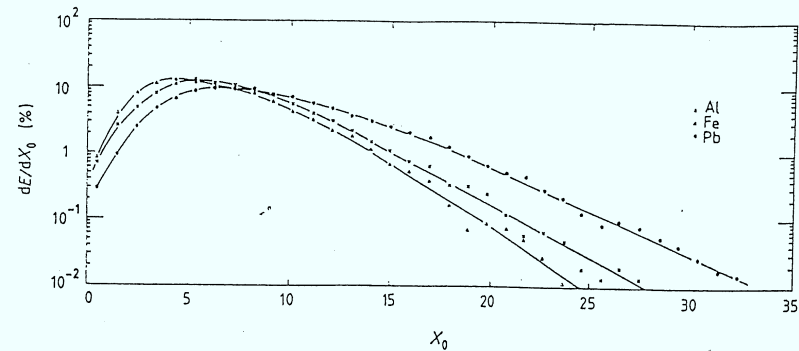


Abbildung 2.7: Longitudinale Schauerentwicklung für 10 GeV Elektronen in Aluminium, Eisen und Blei, simuliert mit EGS4 [FAB89].

Man erkennt, daß nach ungefähr $25X_0$ bereits 99% der Schauerenergie vom Medium absorbiert worden sind, wobei Schauer höherer Energie nur unwesentlich mehr Absorbermaterial benötigen, da ein Photon im Mittel nach $\frac{9}{7}X_0$ in ein e^+e^- -Paar konvertiert, deren Teilchen jeweils die Hälfte der Energie forttragen. Es werden also nur 1,3 Strahlungslängen mehr benötigt, um die doppelte Schauerenergie zu absorbieren. Die unterschiedliche Entwicklung in den verschiedenen Materialien ist durch die Definition der Strahlungslänge begründet, welche nur für Teilchen im GeV-Bereich gültig ist und berücksichtigt somit nicht die bis in den MeV-Bereich fortgesetzte Lawinenbildung. Hierdurch ergibt sich die Verschiebung des Maximums zu größeren Tiefen für Materialien mit hohem Z .

2.4.3 Modell eines elektromagnetischen Schauers

Im folgenden Abschnitt wird ein einfaches Modell der longitudinalen Entwicklung eines elektron- bzw. positroninduzierten Schauers vorgestellt. Ausgehend davon, daß jedes Elektron² der Energie $E > E_c$ innerhalb einer Strahlungslänge ein Bremsquant emittiert, gilt:

²Es wird angenommen, daß die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse für Elektronen und Positronen gleich sind. Die folgenden Überlegungen für Elektronen gelten daher analog für Positronen.

$$e \longrightarrow e' + \gamma \quad \text{mit} \quad E_{e'} = E_e/2 = E_\gamma \quad (2.10)$$

Ebenso konvertiert jedes Photon innerhalb einer Strahlungslänge in ein e^+e^- -Paar:

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^- \quad \text{mit} \quad E_{e^-} = E_{e^+} = E_\gamma/2 \quad (2.11)$$

Dies bedeutet, daß nach n Strahlungslängen ein elektron- oder photoninduzierter Schauer aus 2^n Teilchen mit einer mittleren Energie von $E = \frac{E_0}{2^n}$ besteht. Ausgehend davon, daß die Energieabgabe für Teilchen mit $E > E_c$ nur mittels Bremsstrahlung sowie Paarerzeugung und für die mit einer Energie $< E_c$ durch Ionisation erfolgt, ist die maximale Ausbreitung n_{max} des Schauers durch den Punkt festgelegt, an dem $E(n_{max}) = E_c$ ist. Somit ergibt sich für die Tiefe des Schauermaximums [PER87, KLE87]

$$n_{max} = \frac{\ln(\frac{E_0}{E_c})}{\ln 2} \quad (2.12)$$

und für die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum:

$$N_{e,\gamma}(n) = 2^n = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.13)$$

Die mittlere Länge des Schauers ergibt sich aus dem Wegintegral aller Schauer-erteilchen:

$$\langle L \rangle = \frac{2}{3} \int_0^{n_{max}} N_{e,\gamma}(n) dn \approx \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E_0}{E_c} \approx \frac{E_0}{E_c} \quad (2.14)$$

Genauere Untersuchungen der Entwicklung elektromagnetischer Schauer führen zu einer gebräuchlichen analytischen Beschreibung der Verteilung [LON75]:

$$\frac{dE}{dn} = E_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1) n^\alpha e^{-\beta n}} \quad (2.15)$$

n = Tiefe in Strahlungslängen; $\alpha = \beta n_{max}$, wobei $\beta \simeq 0,5$

Die Materialabhängigkeit (Z -Abhängigkeit) der longitudinalen Schauarentwicklung kann für die differentielle Zahl der Schauerteilchen dN/dn in einer Tiefe n folgendermaßen parametrisiert werden [PAR88]:

$$\frac{dN}{dn} = N_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} n^\alpha e^{-\beta n} \quad (2.16)$$

Dabei ist

$$\begin{aligned} N_0 &= 5,51 \cdot \sqrt{Z} \cdot E_0 \\ \beta &= 0,634 - 0,0021 \cdot Z \\ \alpha &= 2,0 - \frac{Z}{340} + \left(0,664 - \frac{Z}{340}\right) \ln E_0 \quad \text{für } Z \geq 26 \end{aligned}$$

Hieraus ergeben sich die wesentlichen Merkmale des elektromagnetischen Schauers:

- Die Länge des Schauers sowie die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum sind proportional zu E_0 .
- Die Lage des Schauermaximums steigt logarithmisch mit E_0 an.

Die laterale Ausbreitung des Schauers wird im wesentlichen durch zwei Aspekte bestimmt:

- Im frühen, hochenergetischen Energiebereich des Schauers wird die laterale Aufweitung durch den typischen Emissionswinkel für Bremsstrahlung $\theta_{\text{brems}} \sim \frac{p_e}{m_e}$ bestimmt.
- Mit abnehmender Energie bewegen sich die Elektronen aufgrund von immer häufiger auftretender Vielfachstreuung von der Schauerachse weg.

In Abbildung 2.8 ist die laterale Abhängigkeit des Energieverlustes in Blei für einen elektromagnetischen Schauer mit einer Energie von 1 GeV in verschiedenen Tiefen aufgezeigt. Es läßt sich die geringe laterale Ausdehnung ($2 - 3\rho_M$) eines elektromagnetischen Schauers gut erkennen.

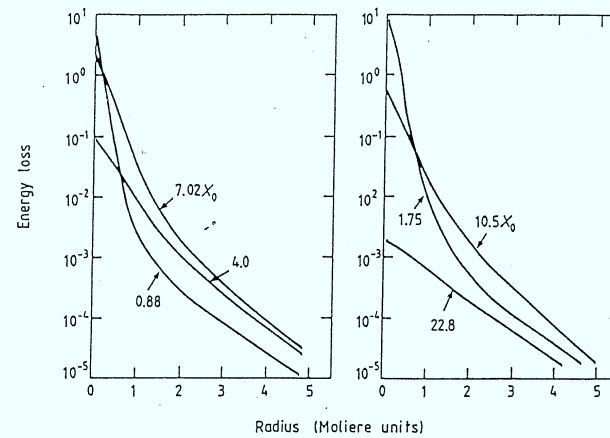


Abbildung 2.8: Laterale Schauerentwicklung für 1 GeV Elektronen in Blei für verschiedene Tiefen [YUD69].

2.5 Hadronische Schauer

Die Absorption von Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen (Hadronen), ist in mehrfacher Hinsicht vergleichbar mit der von elektroschwach wechselwirkenden Teilchen. Hinzukommende Produktionsprozesse komplizieren jedoch die Beschreibung und Analyse von hadroninduzierten Schauern.

Trifft ein hochenergetisches Hadron auf einen Materieblock, so entstehen durch Wechselwirkung mit den Atomkernen des Absorbermaterials zunächst Mesonen (π , K, etc.). Ein Teil der Anfangsenergie E_0 geht über auf den Kern und versetzt diesen in einen angeregten metastabilen Zustand. Diese Energie wird durch Emission von Nukleonen³ und niederenergetischen Photonen wieder abgegeben. Die bis dahin entstandenen Teilchen können nun das Medium ionisieren oder die Bildung einer Teilchenlawine verursachen, wobei ein Teil von ihnen (z.B. π^0, η) überwiegend elektromagnetisch⁴ wechselwirkt. Somit enthält eine Hadron-Nukleon Kaskade immer eine elektromagnetische

³Überwiegend Neutronen, da die Aussendung geladener Elemente durch die Coulombbarriere weitestgehend unterdrückt wird.

⁴Ein π^0 zerfällt in zwei γ -Quanten, welche dann mittels Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen.

Komponente, die jedoch durch Fluktuationen – beispielsweise bei der Mesonproduktion – von Ereignis zu Ereignis variiert.

Es ist üblich, analog zur Beschreibung elektromagnetischer Schauer, die longitudinale und laterale Entwicklung hadronischer Schauer materialunabhängig darzustellen. Die Schauerdimensionen werden hierzu durch die *nukleare Absorptionslänge* λ_0 ausgedrückt. Diese ist definiert als [PAR88]:

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma_i} [gcm^{-2}] \quad (2.17)$$

A = Massenzahl in $[g]$

N_A = Avogadrozahl

σ_i = unelastischer Wirkungsquerschnitt in $[cm^2]$ im Bereich 60 – 375 GeV

2.6 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird primär durch statistische Prozesse bestimmt. Im idealen Fall eines vollständig absorbierten elektromagnetischen Schauers sind dies Fluktuationen der Anzahl n von nichtkorrelierten Prozessen bei der Entstehung einer Teilchenlawine. Die Halbwertsbreite σ_Q der gemessenen Ladungsverteilung für monoenergetische Teilchen der Energie E verhält sich zu n wie:

$$\frac{\sigma_Q}{Q} \sim \frac{\sqrt{n}}{n} \quad (2.18)$$

Bei linearen Kalorimetern führt dies mit $n \sim E$ zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (2.19)$$

Gebräuchlich ist die Angabe eines Wertes für c als Ausdruck für die Energieauflösung eines Kalorimeters. Wesentlich ist, daß $\frac{\sigma_E}{E}$ mit zunehmender Energie besser wird. Es gibt jedoch insbesondere für Sampling-Kalorimeter Beiträge, die zu einer weiteren Verschlechterung der Energieauflösung führen und zum Teil nicht mehr proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E}}$ sind.

Durch die stichprobenartige Messung bei Sampling-Kalorimetern kommt es zu Signalschwankungen (*Sampling-Fluktuationen*), da die Anzahl der Teilchen, welche aktive Schichten durchqueren, statistischen Fluktuationen unterliegt. Der zur Energieauflösung gelieferte Beitrag läßt sich unter der Annahme, daß keine Energieverluste (*Leakage*) auftreten, abschätzen. Die Absorberplatten teilen die gesamte sichtbare Energie in N unabhängige Energieanteile ΔE auf. Hierbei beschreibt ΔE die Energie, welche ein minimalisierendes Teilchen in einer Zelle deponiert. Von der Poisson-Statistik ausgehend, erwartet man für die Energieauflösung [AMA81]:

$$\frac{\sigma_{somp}}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \sqrt{\frac{\Delta E}{E}} = c \cdot \sqrt{\frac{E_c t}{E}} \quad (2.20)$$

Dabei beschreibt t die Dicke der Absorberplatten in Strahlungslängen und E_c die kritische Energie. Letztere ist umgekehrt proportional zur Kernladungszahl Z , so daß Blei ein bevorzugtes Absorbermaterial bildet, da der Teilchenschauer in sehr viele unabhängige Energieanteile zerlegt wird.

Bei Detektoren, deren aktive Teile aus Gas bzw. dünnen Schichten von Flüssig-Argon bestehen, treten weitere Effekte auf, die zu einer Verbreiterung der Auflösungsfunktion führen.

Hierzu zählen Spurlängenfluktuationen und Landau-Fluktuationen. Erstere entstehen durch niederenergetische Elektronen, die in den aktiven Schichten längere Strecken in transversaler Richtung zur Schauerachse zurücklegen können, was zu einer Erhöhung der Anzahl von Ionisationsprozessen führt. Eine Landau-Verbreiterung der Energieverteilung entsteht durch Ionisationen, bei denen hohe Energien auf die Elektronen der Gasatome übertragen werden. Die dabei entstehenden δ -Strahlen bilden bei weiteren Ionisationsprozessen eine Asymmetrie in der Energieverlust-Verteilung.

Die bisher beschriebenen Vorgänge berücksichtigen nicht die in Realität vorhandenen Einflüsse instrumentaler Effekte, welche sehr detektorspezifisch sind und daher hier nicht im Detail behandelt werden. Allgemein läßt sich für die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters folgender Ansatz aufstellen [ENG85]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{A_0}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{A_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (A_2 \ln E)^2 + \left(A_3 \frac{\sqrt{N_{sum}}}{E}\right)^2 + A_4^2 \quad (2.21)$$

Der erste Term A_0 beschreibt die statistischen Schwankungen, bei Sampling-Kalorimetern also den Sampling-Anteil.

Die statistische Unsicherheit in der Anzahl der im Schauerzähler registrierten Photoelektronen drückt sich im zweiten Term A_1 aus. Dessen Anteil ist jedoch vernachlässigbar klein.

Für hohe Teilchenenergien ist oftmals die Absorbermasse nicht ausreichend, um den Schauer vollständig aufzunehmen, so daß Beiträge durch laterales und longitudinales Leakage auftreten. Wie Experimente gezeigt haben, sind longitudinale Verluste normalerweise kritischer als laterale Verluste. Das Leakage entlang der Schauerachse wächst logarithmisch mit der primären Energie und wird durch den dritten Term in Gleichung 2.21 repräsentiert.

Limitiert wird die Energieauflösung ferner durch das von der Elektronik verursachte Rauschen. Dieses spielt bei Sampling-Kalorimetern, die zudem oftmals eine hohe Granularität besitzen, eine große Rolle, da jeder Kanal mit seinem elektronischen Rauschen zum Gesamtsignal beiträgt. Somit ist hier die Gesamtzahl der Kanäle N_{sum} von Bedeutung. Der Anteil des Rauschens ist energieunabhängig und fällt daher bei hohen Energien weniger ins Gewicht. Sehr oft wird der Anteil durch von aussen eingestrahlte Untergrundteilchen erhöht.

Der letzte Term A_4 trägt den instrumentalen Effekten wie Interkalibrationsfehler Rechnung. Normalerweise liegen sie in der Größenordnung von einigen Prozent, setzen jedoch bei hohen Energien, wenn die anderen Terme vernachlässigbar werden, ein Limit für die Energieauflösung. Zu den Interkalibrationseffekten zählen Inhomogenitäten im Detektor, etwa Variationen in der Dicke aktiver und passiver Schichten, ferner unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Verstärker. Sogenannte „Tote“ Kanäle haben eine falsche Energiemessung zur Folge, so daß deren Zahl möglichst klein gehalten werden muß. Dies ist vor allem für nicht zugängliche Systeme wie Flüssig-Argon-Kalorimeter wichtig.

Unter Vernachlässigung der Einflüsse von Leakage erhält man die bei der Parametrisierung der Energieauflösung gebräuchliche Beziehung [ENG84]:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \quad (2.22)$$

Typische Werte liegen für die Sampling-Fluktuationen A bei $7 - 10\% \sqrt{GeV}$, für den Anteil B des Rauschens bei $10 - 20\% GeV$ und für die Interkalibrationsfehler bei $C \approx 1 - 2\%$. Die Energie wird in Einheiten von GeV angegeben.

Kapitel 3

Testexperimente am CERN

3.1 Einführung

Zur Bestimmung der Energie einzelner Teilchen und Jets kommt dem Kalorimeter des H1-Experiments eine besondere Bedeutung zu. Damit diesbezüglich zuverlässige Aussagen getroffen werden können, sind vorherige Tests aller Detektorkomponenten in Bezug auf Funktion, absolute Energieeichung, erreichbare Genauigkeit und zeitliche Stabilität notwendig.

Zu diesem Zweck wurden zwischen Juli 1989 und Juni 1990 umfangreiche Tests am SPS¹ des europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf durchgeführt. Untersucht wurden in erster Linie Energie- und Ortsauflösung für Elektronen und Pionen mit dem Ziel, eine Energiekalibration für jeden Ring des H1-Kalorimeters zu erhalten. Hierzu wurde jeweils ein Ringsegment stellvertretend für die übrigen getestet, wobei stets Kombinationen von zwei in z-Richtung aufeinanderfolgende Komponenten gebildet wurden.

Abbildung 3.1 zeigt die verschiedenen Paarungen unter realistischen Testbedingungen. Dies bedeutet, daß der jeweilige Haupteinschußwinkel des Teststrahls auf die Position des Wechselwirkungspunktes des H1-Kalorimeters bezogen wurde.

Es fanden die folgenden Testperioden statt:

¹Super Proton Synchrotron

FB1/FB2	(Juli/August 1989)
CB3/FB1	(September 1989)
CB2/CB3	(Oktober 1989)
IF	(November/Dezember 1989 und März 1990)
BBE/CB1	(April/Mai 1990)
FB2/OF/BBE ²	(Juli 1990)

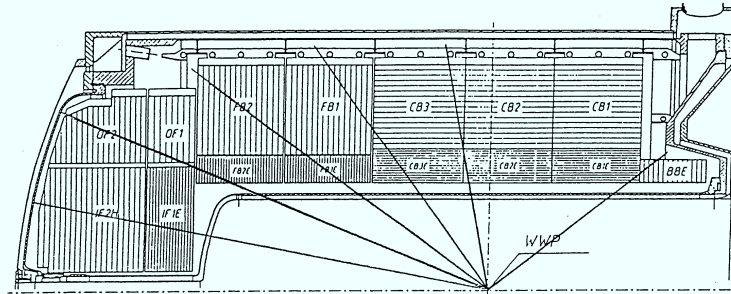


Abbildung 3.1: Kalorimeterpaarungen der CERN-Tests unter ihrem Einschußwinkel bezogen auf den Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors.

Der im folgenden beschriebene Testaufbau wurde bei allen Testperioden bis auf die Positionierung der Kalorimeter bezüglich des Teststrahls beibehalten. Da sich die Datenanalyse dieser Arbeit ausschließlich auf den Test von FB1 und FB2 bezieht, mit dem Ziel der Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters FB1E, werden nur diese Komponenten im Detail beschrieben.

3.2 Experimentelle Anordnung am H6-Strahl

Die Tests wurden in der Nordhalle 1 des SPS durchgeführt. Im SPS werden Protonen zu „Paketen“ gebündelt auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt und periodisch in Abständen von 15 s auf ein Target gelenkt. Die aus dem Target austretenden Sekundärteilchen werden in zwei Strahlen – H6 und H8 – aufgeteilt. Der verwendete H6-Strahl [H6B81] besteht aus Elektronen, Myonen, Kaonen, Pionen und Protonen und kann zur Erzeugung monoenergetischer Teilchenstrahlen mit einer Energie zwischen 5 GeV und 250 GeV

² Anstelle eines halben IF-Moduls wurde hier ersatzweise ein BBE-Modul verwendet.

benutzt werden. Durch eine Anordnung von Ablenkmagneten, Quadrupolen und Kollimatoren (siehe Abb.3.2) werden die Teilchen entlang der optischen Achse geführt und auf ein sekundäres Target fokussiert.

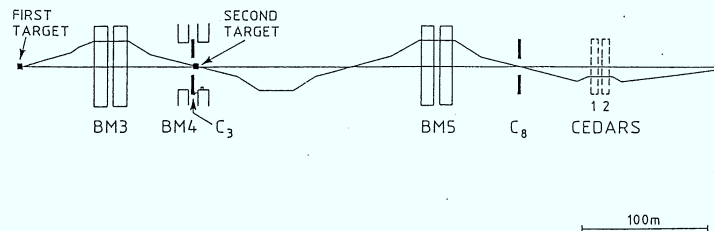


Abbildung 3.2: Vertikale Ebene des H6-Strahls am CERN.

Es wurden zwei Betriebsmodi verwendet:

- Für $Impulse \geq 100 \frac{GeV}{c}$: Das zweite Target wurde herausgenommen; die Separation der Elektronen erfolgte unter Ausnutzung der Synchrotronstrahlung³ mittels Ausblendung der unerwünschten Teilchen durch den Kollimator C3. Der Energieverlust für Elektronen betrug etwa 2,3% bei 170 GeV; die Impulsunschärfe lag bei $\frac{\Delta p}{p} = 0,3\%$.
- Für $Impulse < 100 \frac{GeV}{c}$: Als sekundäres Target wurde hinter dem Kollimator C3 ein 1 m langer Polyethylenzylinder verwendet. Der erste Teil des Strahls (vor dem zweiten Target) wurde auf die maximal mögliche Energie⁴ (150 – 250 GeV) eingestellt und der zweite Teil des Strahls (hinter dem sekundären Target) auf die benötigte niedrigere Teilchenenergie justiert. Die Impulsauflösung betrug etwa $\frac{\Delta p}{p} = 0,7\%$.

Für die Teilchenidentifikation unterhalb von 100 GeV standen zwei Čerenkov-Differential-Zähler (CEDAR⁵) zur Verfügung, welche sich etwa 100 m vor dem eigentlichen Kalorimeter-Testaufbau befanden. Sie bestanden aus einer

³Bedingt durch die kleinere Masse strahlen Elektronen wesentlich stärker bei der Krümmung im Magnetfeld als Pionen und besitzen nach dem Ablenkmagneten BM3 einen anderen Impuls und Winkel.

⁴Abhängig von der dem H8-Strahl zugewiesenen Energie

⁵Čerenkov Differential Counter with Achromatic Ring focus

mit Helium gefüllten zylinderförmigen Röhre, an der ringförmig 8 Photomultiplier angebracht waren. Die zu identifizierenden Teilchen flogen entlang der Zylinderachse.

Für den Winkel ϑ , unter dem das Čerenkov-Licht eines mit der Geschwindigkeit v fliegenden geladenen Teilchens abgestrahlt wird, gilt die Beziehung:

$$\cos \vartheta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

Hierbei ist n der Brechungsindex des durchquerten Mediums. Ferner gilt:

$$\frac{1}{n} \leq \beta = \frac{v}{c} \leq 1 \quad (3.2)$$

Da der Teilchenimpuls durch die Strahloptik vorgegeben ist und somit β von der Teilchenmasse abhängt, läßt sich ein Teilchen entweder über den Winkel ϑ oder über den Brechungsindex n identifizieren. Bei den im CERN verwendeten CEDAR's [BOV82] wurde der Druck des Gases und somit der Brechungsindex n soweit variiert, bis die ausgesandte Čerenkovstrahlung auf die umliegenden 8 Photomultiplier fokussiert war. Durch eine 6, 7 oder 8-fache Koinzidenz ließ sich die Effizienz der Zähler zwischen 50% (6 von 8) und 90% (8 von 8) einstellen. Allerdings hat eine zwar wünschenswerte hohe Effizienz eine sehr geringe Teilchenzählrate zur Folge.

3.3 Der Trigger

Die Selektion von Ereignissen in verwendbare und nicht verwendbare geschieht bei Experimenten dieser Art durch einen Trigger. Dieser liefert in erster Linie Start- und Stoppsignale für die Datennahme. Da jedoch alle Informationen, die der Trigger lieferte, für jedes verwendbare Ereignis auf Band geschrieben wurden, ermöglichte dies in der späteren (Offline-) Analyse genauere Ereignisstudien.

In Abb.3.3 ist der eigentliche Testaufbau mit dem Teilchentrigger dargestellt. Der verwendete Trigger hatte die Aufgabe, nur für singuläre Teilchen, die zeitlich weiter als die Erholungszeit der Kalorimeter auseinanderlagen, ein Signal zu liefern. Ein solcher Trigger wird als Single-Event-Trigger bezeichnet.

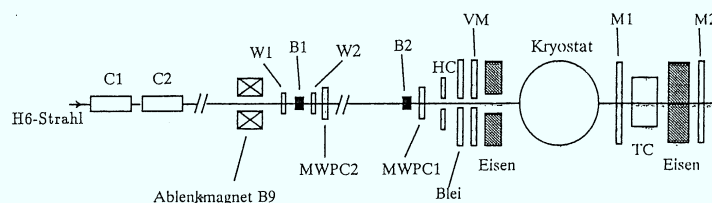


Abbildung 3.3: Der Aufbau der CERN-Testexperimente 1989/90.

Eine grobe Definition der Achse des Teilchenstrahls und ihrer Querschnittsfläche erfolgte durch zwei Fingerszintillationszähler $B1$ und $B2$ mit einer jeweiligen Fläche von $3 \times 3 \text{ cm}^2$, die einen Abstand von 22,335 m hatten. Der in Strahlrichtung betrachtete hintere Zähler befand sich auf einem in vertikaler Richtung um $\pm 20 \text{ cm}$ beweglichen Tisch, so daß eine vertikale Änderung der Einschußposition im Kalorimeter mit Hilfe des unmittelbar vor dem ersten Fingerzähler befindlichen Ablenkmagneten $B9$ sehr einfach nachgesteuert werden konnte.

Desweiteren benutzte man zur genaueren Strahlachsdefinition einen mit einem Loch⁶ versehenen Szintillationszähler, der nur außerhalb des Strahlquerschnitts aktiv war. Dieser „Holecounter“ (HC) befand sich ebenfalls auf dem fahrbaren Tisch. Damit Teilchen, die weiter vom eigentlichen Strahl entfernt mitfliegen (Beam Halo), erkannt werden konnten, wurde der Lochzähler hinter dem Tisch durch eine Vetowand (VM) erweitert. Sie bestand aus 10 vertikal angeordneten Flächenszintillatoren⁷, die sich jeweils um 5 mm überlappten. Eine vor dem Lochzähler und der Vetowand befindliche Bleiplatte mit $2 X_0$ diente der Unterdrückung des γ -Untergrundes, wobei die in e^+e^- -Paare konvertierten γ 's ein Vetosignal in den Szintillatoren erzeugten. Ferner wurde die Hinterseite der Vetowand durch eine 40 cm dicke Eisenwand gegen vom Kalorimeter zurückgestreute Teilchen abgeschirmt.

Zusammen mit den für die Teilchenidentifikation verwendeten CEDAR's wurde der Trigger für Elektronen und Pionen aus einer Koinzidenz der Fingerzähler $B1, B2$, einem Nichtansprechen der Vetowand VM und einem Sig-

⁶Der Durchmesser betrug 3 cm.

⁷Die aktive Fläche pro Zähler betrug $20 \times 120 \text{ cm}^2$.

nal der beiden CEDAR's⁸ $\check{C}1, \check{C}2$ gebildet:

$$e, \pi \equiv B1 \wedge B2 \wedge \overline{VM} \wedge \check{C}1, \check{C}2$$

Außer der Vetowand VM gab es noch eine zweite Wand ($M1$) hinter dem Kryostaten und eine dritte ($M2$), die sich hinter dem 1,6 m langen Beam-dump aus Eisen befand. $M1$ und $M2$ dienten einerseits dazu, den von Myonen verursachten Untergrund durch ein Vetosignal herauszufiltern. Da im untersuchten Impulsbereich der Energieverlust von Myonen durch Bremsstrahlung zu vernachlässigen ist, produzierten sie im Kalorimeter keinen Schauer. Die Myonen geben ihre Energie durch schwache Ionisation ab und haben deshalb eine sehr große Reichweite, so daß sie die einzigen Strahlteilchen waren, die den hinteren Eisenabsorber durchdringen konnten und ein Signal in $M2$ erzeugten. Andererseits waren Myonendaten notwendig, da sie z.B. zur Interkalibration der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterkomponenten verwendet wurden. Der Myonentrigger wird durch das gleichzeitige Auftreten von Signalen in den drei Szintillatorwänden $VM, M1$ und $M2$ erzeugt:

$$\mu \equiv VM \wedge M1 \wedge M2$$

Eine Ortsinformation der Teilchen innerhalb des Strahls wurde durch zwei unmittelbar hinter den Zählern $B1$ und $B2$ positionierte Vieldrahtproportionalkammern (MWPC⁹) mit jeweils zwei Drahtebenen gegeben, die eine aktive Fläche von $25,4 \times 25,4 \text{ cm}^2$ hatten. Die erreichte Ortsauflösung in x- und y-Richtung betrug 2 mm. Die Kammern wurden durch einen eigenen Trigger, der aus zwei Flächenzählern $W1$ und $W2$ aufgebaut war, gesteuert. Beide Zähler hatten eine Querschnittsfläche von $18 \times 18 \text{ cm}^2$ und waren im Abstand von 10 cm zueinander vor der ersten Kammer aufgestellt. Die Kammern wurden zunächst zur Darstellung des Strahlprofils während der Strahljustierung benutzt. In der Datenanalyse konnten dann durch diese Kammern sowohl Doppelteilchen als auch solche Teilchen weggefiltert werden, die bereits vorher durch im Strahl befindliches Material (siehe Tab. 3.1) einen Schauer ausgelöst hatten.

Eine Information über das Grundrauschen der einzelnen Auslesekanäle des Kalorimeters lieferten Daten, die durch einen Random-Trigger gesteuert

⁸ Verlangt wurde eine 6, 7 oder 8-fache Koinzidenz der Photomultiplier

⁹ Multi Wire Proportional Chamber

Material	Länge [cm]	Länge [X_0]
Luft	296,0	$0,9 \cdot 10^{-2}$
CEDAR's	$2 \times 620,0$	$3,9 \cdot 10^{-2}$
Szint.zähler (2)	1,0	$2,1 \cdot 10^{-2}$
Luft	1027,0	$3,3 \cdot 10^{-2}$
Szint.zähler (3)	2,25	$4,8 \cdot 10^{-2}$
MWPC	4,5	$0,3 \cdot 10^{-2}$
Luft	1962,0	$6,5 \cdot 10^{-2}$
Szint.zähler (1)	1,25	$2,7 \cdot 10^{-2}$
MWPC	4,5	$0,3 \cdot 10^{-2}$
Kryostatfenster	0,55	$31,3 \cdot 10^{-2}$
Gesamt		$56,1 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 3.1: Strahlungslängen der vor dem Kalorimeter im H6-Strahl befindlichen Materialien, aufgeführt in Strahlrichtung [KUB88].

wurden. Dieser gab – 10 ms nachdem ein Teilchen die vorderen Szintillatoren passierte – ein Signal, so daß nur Daten, die innerhalb eines Teilchenpakets¹⁰, jedoch nach dem Abklingen der Reaktion des Kalorimeters auf einen Teilchendurchgang, genommen wurden.

Schließlich bestand die Möglichkeit, jederzeit die Kanäle des Kalorimeters durch ein vom Online-Rechner extern vorgegebenes Signal¹¹ auszulesen. Der ebenfalls teilchenunabhängige Kalibrationstrigger (siehe Abschnitt 4.1) wurde in regelmässigen Zeitabständen von der Software des Online-Rechners gesteuert.

Die Triggerlogik der CERN-Testexperimente ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Weitere Details finden sich in [RIE89].

3.4 Der Flüssig-Argon-Kryostat

Die zu testenden Kalorimetermodule wurden in einem Stahl-Kryostaten mit oben liegender verschliessbarer Öffnung untergebracht. Abbildung 3.5 zeigt

¹⁰Das SPS lieferte alle 15 s Teilchenpakete mit einer Zeitdauer von 2,4 s, sogenannte „Bursts“.

¹¹Artificial-Trigger

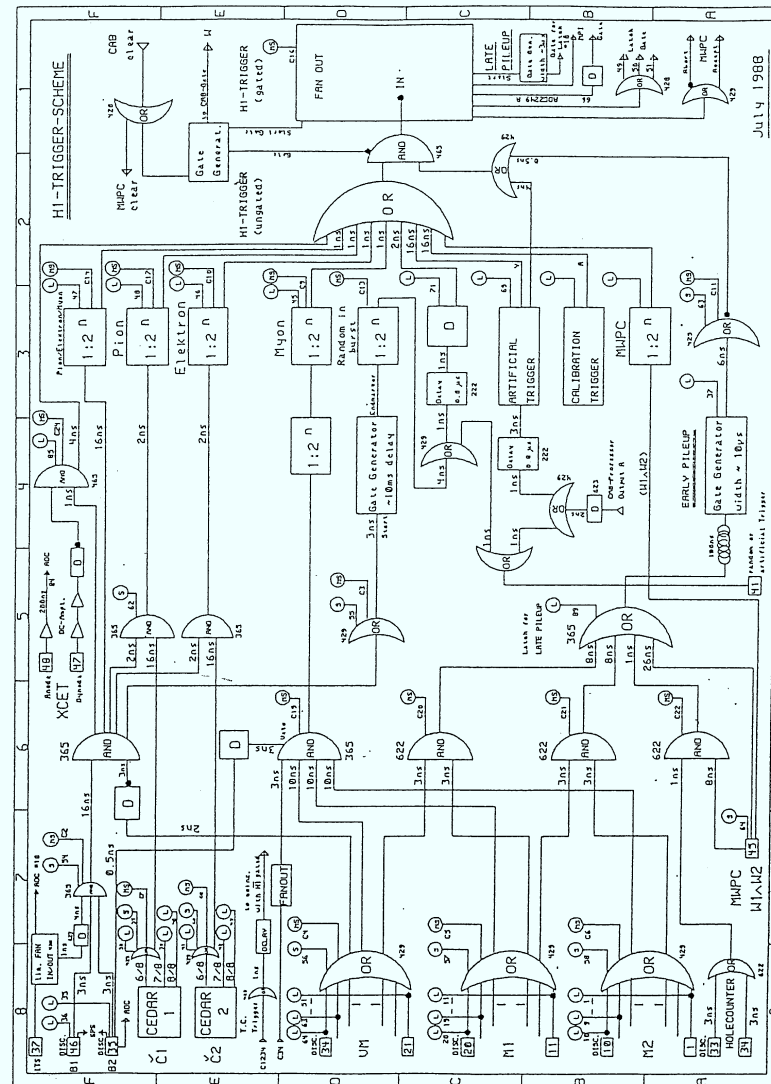


Abbildung 3.4: Die Triggerlogik der CERN-Testexperimente.

eine Aufsicht des Kryostaten mit den darin befindlichen Modulen FB1E/FB2E und FB1H/FB2H. Ferner ist die für diesen Test nominale Strahlrichtung mit einem Winkel von $\Theta = 34,3^\circ$ – bezogen auf die Protonenflugrichtung (z-Richtung) bei HERA – eingezeichnet.

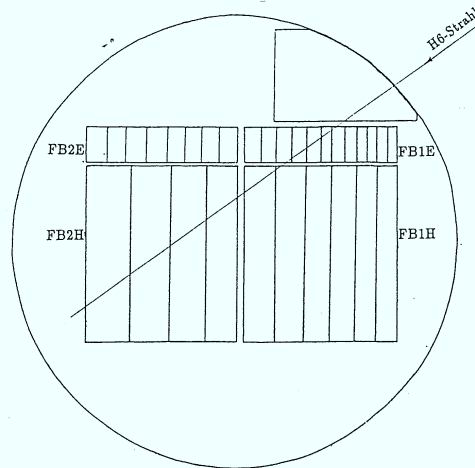


Abbildung 3.5: Anordnung der Testmodule FB1 und FB2 im Inneren des Kryostaten.

Der Kryostat hatte zwei dünne aufeinanderfolgende kreisförmige Strahleintrittsfenster ($\varnothing 60$ cm) aus Stahl mit einer Dicke von 2,5 mm (äußeres) und 3 mm (inneres). Zwischen dem Strahleintrittsfenster und den Kalorimeterkomponenten befand sich ein Argonverdränger aus Rohacell. Der Kryostat war fahrbar auf einer Schiene montiert, so daß eine horizontale Änderung der Strahleinschußposition möglich war, indem der Kryostat in transversaler Richtung zum Strahl verschoben wurde. Die Kühlung des im Tank befindlichen Flüssig-Argons geschah durch einen Flüssig-Stickstoff-Kreislauf. Die Oberseite des Kryostaten war über eine Plattform zugänglich. Spezielle Durchführungen für Signalkabel, Hochspannungsversorgung, Kryogenik und Verbindungen zu Sensoren für Druck- und Temperaturmessung sorgten dafür, daß kein Temperatúrausgleich stattfand sowie keine atmosphärischen Sauer-

stoffverunreinigungen in das flüssige Argon gelangen konnten.

3.5 Die Flüssig-Argon-Reinheit

Elektronegative Verunreinigungen im Flüssig-Argon, insbesondere Halogene (z.B. Freon) und Sauerstoff, können schon bei Konzentrationen im Bereich von *ppm* eine Reduktion des Kalorimetersignals verursachen. Die häufigsten Ursachen für Verunreinigungen sind:

- *Transportverunreinigungen: Das in den Kryostaten gefüllte Flüssig-Argon ist bereits vor Testbeginn infolge undichter Leitungen oder Lecks in den Transporttanks verunreinigt.*
- *Verschmutzungen im Innern des Kryostaten: Bei der Montage der Kalorimetermodule im Kryostaten verursachte Verunreinigungen, sowie Verschmutzungen der Module an sich.*
- *Undichte Drucksicherheitsventile am Kryostaten.*
- *Ausgasungen im Flüssig-Argon: Rückstände von Reinigungsmitteln in den Kalorimetermodulen, die mit der Zeit ausgasen.*

Das zuletzt genannte Ausgasen ist besonders kritisch, da es im Gegensatz zu den übrigen Verunreinigungen mit der Zeit variiert und daher eine langzeitstabile Eichung des Kalorimeters gefährdet. Es ist deshalb notwendig, die Effizienz der Ladungssammlung über längere Zeiträume zu messen. Man benutzt hierzu radioaktive Quellen – α - oder β -Strahler –, die das Flüssig-Argon ionisieren. Die gesammelte Ladung wird langfristig gemessen und mit dem ohne Verunreinigungen theoretisch erwarteten Wert verglichen. Die so ermittelte prozentuale Signalabnahme der Proben wird dann über Umrechnungsfaktoren¹² auf einen Ladungsverlust im Kalorimeter übertragen und kann entsprechend in der späteren Analyse als Korrektur bei der Berechnung der deponierten Ladung berücksichtigt werden.

Bei den Testläufen im CERN wurden vier Proben in drei unterschiedlichen Höhen innerhalb des Kryostaten positioniert. Die zwei α -Strahler (^{241}Am) Alpha 1 und Alpha 2 sowie die Elektron-Konversions-Strahler (^{207}Bi) Beta 1

¹²Die Faktoren hängen von der Geometrie sowie von der Stärke des angelegten elektrischen Feldes ab.

und Beta 2. Die unabhängige Messung des Sauerstoffgehalts erfolgte mittels eines konventionellen O_2 -Monitors, der sich oberhalb des Flüssigkeitsspiegels im Dampf des Flüssig-Argon befand.

3.6 Das elektromagnetische Kalorimeter

Die getesteten elektromagnetischen Module FB1E und FB2E sind nahezu identisch aufgebaut. Daher wird im folgenden der Aufbau des FB1E-Moduls im Detail beschrieben und nur die wesentlichen Unterschiede zum FB2E-Modul herausgestellt. Abbildung 3.6 zeigt einen gesamten FB-Ring des H1-Kalorimeters sowie eine Ausschnittvergrößerung eines FB1E-Stacks.

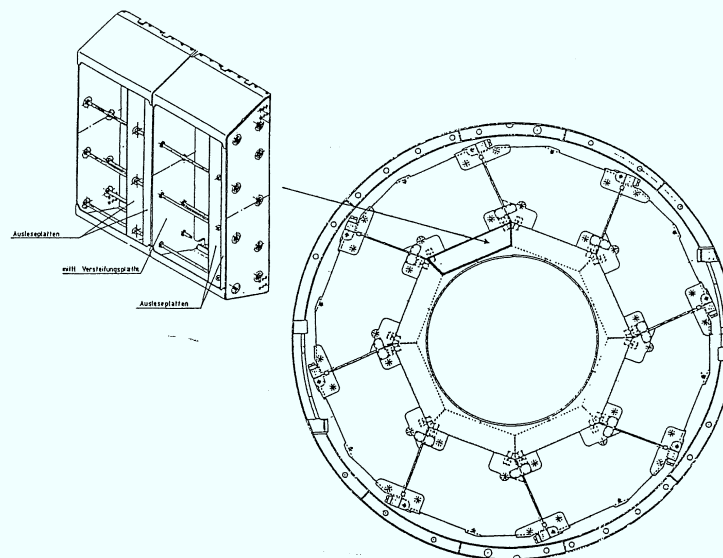


Abbildung 3.6: Frontansicht eines FB-Kalorimeterringes mit einer Ausschnittvergrößerung des FB1E-Moduls [H1P86].

Die abwechselnd angeordneten Hochspannungsplatten und Ausleseplatten sind senkrecht zur Protonenflugrichtung bei HERA angeordnet. Insgesamt befinden sich 120 Platten in einem Stahlkasten, der eine 6 mm starke Vorder-, Mittel- und Rückwand besitzt und werden von neun durch das gesamte Modul reichende teflonbeschichteten Stahlstangen gehalten. Die jeweilige Gapbreite

von 2,4 mm wird durch ringförmige Abstandshalter aus G10¹³ definiert, welche auf die Stahlstangen geschoben sind. Seitenwände aus Stahl versteifen die Konstruktion.

Eine normale¹⁴ Auslesezeile besteht aus einer Hochspannungs- und einer Ausleseplatte. Beide besitzen einen 2,4 mm dicken Bleikern, welcher mit verschiedenen Lagen von Prepreg¹⁵, Kupfer, G10 und bei den Hochspannungsplatten noch mit Kaptón¹⁶ und High-Resistive-Coating (HRC)¹⁷ beschichtet ist. Die Ausleseplatten sind auf Vorder- und Rückseite mit Kupferplatinen, die in verschiedene Segmente (Pads) unterteilt sind, versehen. Die Leiterbahnen führen auf der jeweiligen Innenseite eines Pads zu einer Kontaktleiste. Pads, die sich auf Vorder- und Rückseite einer Ausleseplatte gegenüberliegen, sind miteinander verbunden, so daß es zwar pro Ausleseplatte 96 Ausleseflächen gibt, aber nur 48 Signalkabel abgeführt werden. Abbildung 3.7 zeigt den Aufbau einer Auslesezeile.

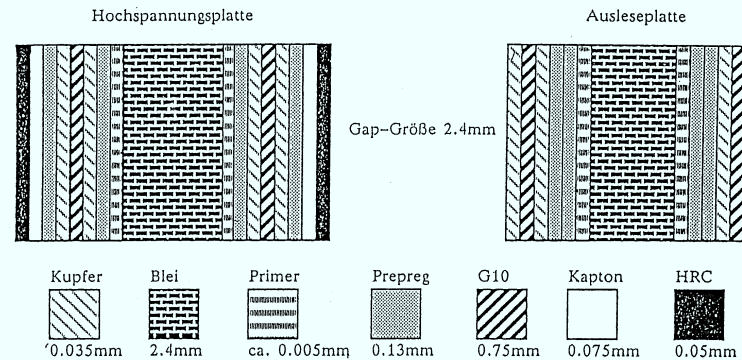


Abbildung 3.7: Aufbau einer Auslesezeile des FB1E-Kalorimetermoduls [SAH89].

Die Struktur der Pad-Aufteilung ergibt sich aus der Projizierbarkeit in ϕ -Richtung, also auf die Strahlachse bei H1. Daher wählte man eine trapezförmige Segmentierung von in radialer Richtung größer werdenden Aus-

¹³ Glasfaserverstärktes Epoxy

¹⁴ Zum Ausgleich der durch die Stahlwände verursachten Strahlungslängen gibt es spezielle Platten.

¹⁵ In Glasfasermatten getränkter Epoxidkleber.

¹⁶ Gegen Hochspannungsdurchschläge resistente Folie.

¹⁷ Eine hochohmige Schicht, über welche die Hochspannung eingekoppelt wird.

leseflächen. Hierzu wurde jede Ausleseplatte in 3 Reihen mit jeweils 16 Segmenten unterteilt. Da eine optimale Projizierbarkeit in Θ für jede Platte eine unterschiedliche Padgröße bedeutet hätte, wurde dies aus wirtschaftlichen Gründen unterlassen und man begnügte sich mit einer Einteilung der Platten in drei Familien. Die Segmentierung der Kupferplatinen für diese Familien ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

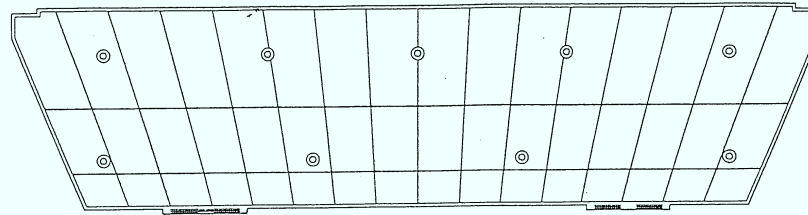
Zur Bildung von sogenannten Schauer-Türmen werden die Signalkabel aufeinanderfolgender Ausleseplatten zusammengefasst. Abhängig von der jeweiligen Familie bilden 4, 5 bzw. 6 Ausleseplatten eine „Lage“, von denen es insgesamt 12 gibt. Die Zahl der Auslesekanäle beim FB1E-Modul beträgt demnach $12 \times 3 \times 16 = 576$. Aus Tabelle 3.2 ist die Aufteilung der einzelnen Ausleseplatten ersichtlich.

z-Lage	Platten-Familie	Anzahl der Ausleseplatten	Pad	Padhöhen [mm]
1	1	3+(1 x Spezialplatte)		
2	1		A	40
3	1		B	80
4	1		C	120
5	2	5		
6	2		A	35
7	2		B	80
8	2		C	125
9	3	6		
10	3		A	30
11	3		B	80
12	3		C	130

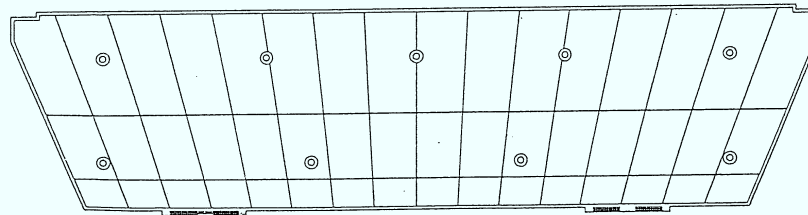
Tabelle 3.2: Aufteilung der z-Lagen nach Anzahl und Familie der Ausleseplatten.

Das FB2E-Modul unterscheidet sich vom FB1E-Modul durch eine andere Pad-Segmentierung und eine abweichende Anzahl von Lagen. So sind die Ausleseplatten des FB2E-Kalorimeters in 4 Reihen à 16 Pads unterteilt. Es gibt jedoch keine unterschiedlichen Familien. Die Zahl der z-Lagen beträgt 8, wobei die ersten vier aus jeweils 7 Ausleseplatten bestehen und die letzten vier

1. Familie



2. Familie



3. Familie

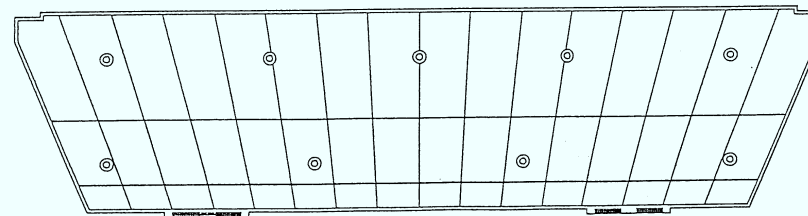


Abbildung 3.8: Struktur der Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters unterteilt in drei Familien.

mit jeweils 8 Platten aufgebaut sind. Somit ergeben sich für das FB2E-Modul $8 \times 4 \times 16 = 512$ Auslesekanäle.

3.7 Das hadronische Kalorimeter

Die getesteten hadronischen Module FB1H und FB2H unterscheiden sich nur durch die Segmentierung der Ausleseplatten und die Anzahl der z-Lagen. Da man beim hadronischen Kalorimeter Eisen an Stelle von Blei als Absorbermaterial benutzt, kann im Gegensatz zu den elektromagnetischen Komponenten eine selbsttragende Struktur verwendet werden. Insgesamt 32 Stahlplatten mit einer Dicke von 16 mm werden mit seitlich angebrachten Blechen verschweißt, so daß sie einen Abstand von jeweils 12 mm zueinander haben. Die Auslesezellen werden dann komplett in diese Lücken gesetzt. Eine solche Auslesezelle besteht aus zwei 1,5 mm dicken Stahlplatten, die mit Hilfe von Abstandshaltern ein Flüssig-Argon-Gap definieren. Die Stahlplatten sind auf ihrer Innenseite mit einer Kaptonfolie beschichtet, auf der sich das High-Resistive-Coating befindet. Über dieses wird die Hochspannung eingekoppelt. Das Flüssig-Argon-Gap ist durch eine Ausleseplatte in zwei Gaps mit einer jeweiligen Breite von 2,4 mm unterteilt. Eine Ausleseplatte besteht aus einer 1 mm dicken G10-Platte, welche beidseitig mit Kupferausleseflächen versehen ist. Der Aufbau einer Auslesezelle der hadronischen Module ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

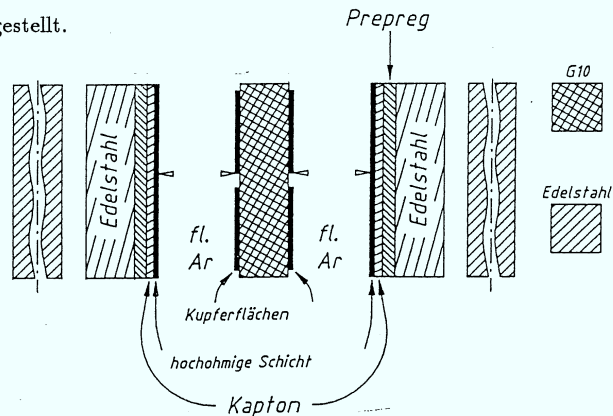


Abbildung 3.9: Aufbau einer Auslesezelle der hadronischen Kalorimetermodule FB1H/FB2H [BIN89].

	z-Lage	Anzahl der Ausleseplatten
FB1H	1	4
	2	4
	3	5
	4	5
	5	6
	6	6
FB2H	1	7
	2	7
	3	8
	4	9

Tabelle 3.3: Anzahl der Ausleseplatten pro z-Lage für FB1H und FB2H.

Die 30 Ausleseplatten des FB1H-Moduls sind ebenso wie die des FB2H-Moduls senkrecht zur Protonenflugrichtung in HERA angeordnet. Die Platten des FB1H-Kalorimeters sind in 5 Reihen mit jeweils 8 Pads in ϕ -Richtung aufgeteilt. In Abbildung 3.10 ist die Segmentierung des FB2H-Kalorimeters zu sehen. Hier gibt es 6 Reihen à 8 Pads.

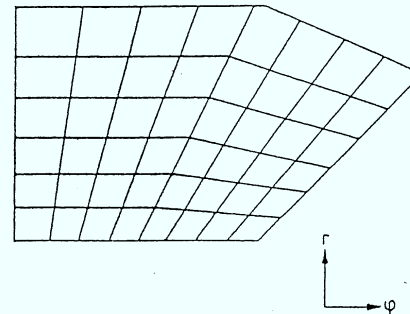


Abbildung 3.10: Segmentierung der Ausleseplatten des FB2H-Kalorimeters.

Die Zusammenfassung der Ausleseplatten zu z-Lagen ist für beide Module der Tabelle 3.3 zu entnehmen.

Somit beträgt die Gesamtzahl der auszulesenden Kanäle für das FB1H-Modul $6 \times 5 \times 8 = 240$ und für das FB2H-Modul $4 \times 6 \times 8 = 192$.

3.8 Die Ausleseelektronik

Die Signale der im Test insgesamt 1520 Kanäle durchliefen eine Vielzahl elektronischer Stufen bevor sie digitalisiert, vom Rechner ausgelesen und anschließend auf Magnetband geschrieben wurden. Der Signalverlauf sah dabei wie folgt aus:

Das an der Anode entstandene Signal wurde durch die Durchführungen aus dem Kryostaten herausgeführt und in eine der 16 auf der Plattform des Kryostaten befindlichen Analog-Boxen (ANBX) eingespeist. Eine solche Einheit besitzt 8 Analogkarten, welche die Signale in Gruppen à 16 durch einen Vorverstärker leitet, somit also 128 Signale verarbeiten konnte. Anschließend wurden die unipolaren Pulse mit einem Former (Shaper) in bipolare Pulse umgewandelt. Eine Sample & Hold-Einheit speicherte die Signale zwischen. Damit die von einer Karte parallel kommenden Signale nacheinander in eine Übertragungsleitung gelangten, verwendete man pro ANBX insgesamt 8 Multiplexer.

Die Signale wurden dann über eine Distanz von 50 m in die Meßhütte geleitet, in welcher sie erneut durch einen Multiplexer liefen. Insgesamt 4 Analog-Receiving-Units (ANRU) empfingen die Signale und leiteten sie durch ein oder zwei Verstärker. Damit sowohl die schwachen Signale eines minimalionisierenden Teilchens als auch starke Signale gemessen werden konnten, besaßen die Verstärker unterschiedliche Verstärkungsfaktoren (Gain 1, 2 oder 4). Die Signale wurden nach diesen Faktoren sortiert und auf die 4 Analog-Digital-Wandlerkarten (ADC¹⁸) gegeben. Jede dieser ADC-Karten digitalisierte 512 Kanäle, so daß pro Ereignis 2048 Informationen an das Data-Acquisition-System (DAQ) übergeben und auf Band geschrieben wurden. Es gab 2032 physikalische Informationen, da von den 1520 Kanälen 512¹⁹ durch jeweils zwei Verstärker ausgelesen wurden.

¹⁸ Analog-Digital-Converter

¹⁹ 128 Kanäle in FB1E und 384 Kanäle in FB2E.

Kapitel 4

Datenanalyse

Das primäre Ziel der Tests im CERN war, eine genaue Kalibration der Kalorimeterkomponenten zu erhalten. Kalibration bedeutet hier, daß die in einem Modul deponierte Ladung mittels einer multiplikativen Konstante in die äquivalente deponierte Energie umgerechnet werden kann, da hier ein linearer Zusammenhang zwischen Ladung Q und Energie E besteht. Um diese Kalibrationskonstanten zu ermitteln, schießt man Teilchen bekannter Energie auf die Kalorimetermodule, welche die gesamte Energie aufnehmen. Die im Detektor gesehene Ladung ist dann der bekannten Strahlenergie proportional:

$$\langle E \rangle_{Strahl} = \sum_i C_i Q_i \quad (4.1)$$

Der Index i bezeichnet die einzelnen Kalorimetermodule (elektromagnetisch, hadronisch, Tail-Catcher). Bei elektron-induzierten Ereignissen – welche für die Kalibration des FB1E-Moduls verwendet wurden – beschränkt sich obige Gleichung auf

$$\langle E \rangle_{Strahl} = C_{FB1E} \sum_j Q_{j,FB1E}, \quad (4.2)$$

wobei Q_j die pro Kanal deponierte Ladung bezeichnet. Diese Vereinfachung ist erlaubt, weil die elektromagnetischen Schauer im untersuchten Energiebereich vollständig in FB1E absorbiert wurden.

Bei hadronischen Schauern hingegen müssen mehrere Kalibrationskonstanten ermittelt werden. Dies geschieht durch eine χ^2 -Minimalisierung von Gleichung 4.1:

$$\chi^2 = \sum_j \left(\langle E \rangle_{Strahl} - \sum_i C_i Q_i \right)^2 \quad (4.3)$$

Für $i = EC, HC, TC$ ergibt sich somit die Bedingung

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial C_i} = \sum_j \frac{\partial}{\partial C_i} \left(\langle E \rangle_{Strahl} - \sum_i C_i Q_i \right)^2 = 0 \quad , \quad (4.4)$$

die sich in Form einer Matrixgleichung schreiben läßt:

$$AX = B \quad (4.5)$$

Hierbei ist

$$A = \begin{pmatrix} \sum_j Q_{EC}^2 & \sum_j Q_{EC} Q_{HC} & \sum_j Q_{EC} Q_{TC} \\ \sum_j Q_{HC} Q_{EC} & \sum_j Q_{HC}^2 & \sum_j Q_{HC} Q_{TC} \\ \sum_j Q_{TC} Q_{EC} & \sum_j Q_{TC} Q_{HC} & \sum_j Q_{TC}^2 \end{pmatrix}$$

$$X = \begin{pmatrix} C_{EC} \\ C_{HC} \\ C_{TC} \end{pmatrix}$$

$$B = \begin{pmatrix} \sum_j Q_{EC} \\ \sum_j Q_{HC} \\ \sum_j Q_{TC} \end{pmatrix} \cdot \langle E \rangle_{Strahl} .$$

Durch eine Matrixinversion lassen sich dann die Kalibrationskonstanten für Pionen bestimmen:

$$X = A^{-1}B$$

Die so für verschiedene Strahlenergien bestimmten Faktoren sollten innerhalb eines Schwankungsbereichs von $\pm 1\%$ für Elektronen und $\pm 2\%$ für Hadronen energieunabhängig sein (siehe Abschnitt 4.5).

Die Antwort des Kalorimeters auf ein Ereignis wurde in Form von geordneten ganzen Zahlen (ADC-Werte) für jeden Kanal auf ein Magnetband geschrieben (siehe Abschnitt 3.8). Benötigt wurde deshalb ein Verfahren, welches den jeweiligen ADC-Inhalt der entsprechenden Ladung Q zuordnete:

$$ADC_j \longrightarrow Q_j$$

Diese Ladungseichung geschah durch die elektronische Kalibration, deren Prinzip im folgenden erläutert wird.

4.1 Elektronische Kalibration

Ziel der elektronischen Kalibration war es, eine Funktion der Form $Q_j = f_j(\text{ADC-Wert})$ zu finden, und dieses für jeden Kanal j des Kalorimeters. Zu diesem Zweck wurde eine mit $Q = U \cdot C$ bekannte Ladung auf die Signalleitung des jeweiligen Vorverstärkers gegeben, und die Antwort des Systems mit der Eingabe verglichen. Den definierten Ladungspuls Q erzeugte man durch die Entladung eines Koppelkondensators mit der Kapazität C , der mit einer im Bereich $0,01 \text{ V} \leq 1,0 \text{ V}$ regelbaren Spannungsquelle U aufgeladen wurde.

Man unterscheidet zwischen zwei Methoden: der „warmen Kalibration“ und der „kalten Kalibration“. Bei der warmen Kalibration befand sich der Koppelkondensator $C_{k,A}$ außerhalb des Kryostaten am Eingang des Vorverstärkers (siehe Abbildung 4.1). Diese Methode hatte den Vorteil, daß man die nachfolgende Ausleseelektronik testen konnte, ohne daß sich ein Testmodul im Kryostaten befand. Einen Nachteil bildete jedoch die Aufteilung der eingebrachten Ladung in ein Signal, welches direkt in den Vorverstärker gelangte, und eines, das erst zum Kalorimeter floß, dort reflektiert wurde und zeitlich verzögert den Eingang des Vorverstärkers erreichte. Für die eigentliche Ladungseichung verwendete man daher die Methode der kalten Kalibration. Hier befand sich der Koppelkondensator $C_{k,B}$ im Inneren des Kryostaten in unmittelbarer Nähe der Auslesezellen. Dadurch ließ sich die gesamte elektronische Auslekette testen.

Für die Ladungseichung eines einzelnen Kanals konnte ein Bereich von 0 bis 47 pC in 35 Schritten erfaßt werden. Gepulst wurde in Einheiten von DAC¹-Levels. Die eingespeiste Ladung berechnet sich dann unter Berücksichtigung der mittleren Kapazität des Koppelkondensators von 47 pF zu [JAC89]:

¹Digital-Analog-Converter

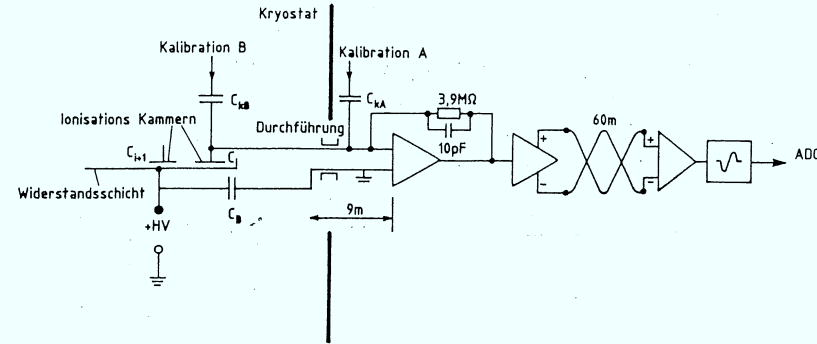


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Kalibrationssystems [GRF90].

$$Q = \frac{(\text{DAC-Level}) + 98}{2^{16} - 1} \cdot 47pF \cdot 1,037V \quad (4.6)$$

Für jeden Meßpunkt wurde die Antwort des Kanals 1000 Mal ermittelt, was einen statistischen Fehler von 0,3% ergibt. Die Funktion $Q_j = f_j(\text{ADC-Wert})$ folgt aus der Anpassung eines Polynoms dritter Ordnung an die Meßpunkte $M_{i,j}$, wobei die Anpassung durch eine Minimalisierung von χ^2 erfolgte:

$$\chi_j^2 = \sum_{i=1}^{1000} \left(\frac{M_{i,j} - f_j(\text{ADC-Wert})}{\Delta i} \right)^2 \quad (4.7)$$

Die so ermittelte Funktion

$$Q_j = P_{0,j} + P_{1,j} \cdot \text{ADC} + P_{2,j} \cdot (P_{0,j} + P_{1,j} \cdot \text{ADC})^2 + P_{3,j} \cdot (P_{0,j} + P_{1,j} \cdot \text{ADC})^3 \quad (4.8)$$

lieferte auch den ADC-Wert eines Kanals für die Ladung $Q = 0$. Dieser „Pedestalwert“ wurde bei der späteren Analyse jedoch durch den aus Random-Ereignissen bestimmten Pedestal (siehe Abschnitt 4.2) ersetzt. Die Halbwertsbreite σ_{Noise} der Pedestalverteilung pro Kanal ist ein Maß für das elektronische Rauschen – den „Noise“. Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf der Funktion $Q = f(\text{ADC-Wert})$ am Beispiel des Kanals 501.

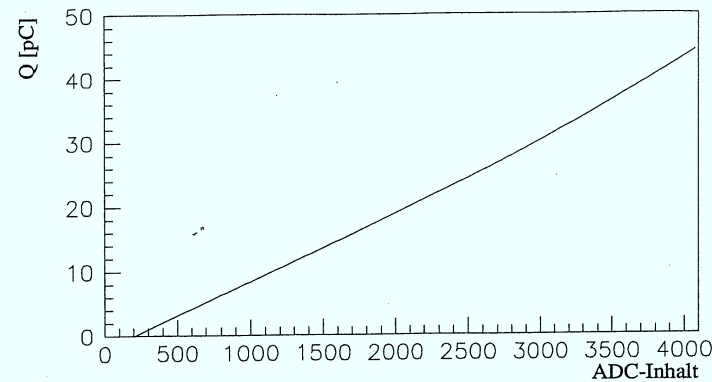


Abbildung 4.2: Der Funktionsverlauf von $Q = f(\text{ADC-Wert})$ für Kanal 501.

Damit Veränderungen der Elektronik (Verschiebungen vom Nullpunkt, ausgefallene Kanäle) bei der Analyse berücksichtigt werden konnten, wurde die gesamte Kalibration in regelmäßigen Zeitabständen (24 h) wiederholt.

4.2 Ereignis-Selektion und Datenkorrektur

Ein wesentlicher Punkt der Datenanalyse bestand darin, aus den gesammelten Daten die brauchbaren Ereignisse herauszufiltern. Der Teilchentriger sorgte zwar bereits bei der Datennahme für eine Vorab-Selektion der gewünschten und unerwünschten Ereignisse, jedoch wurden bei einer Datennahme mit beispielsweise Elektronen ein gewisser Prozentsatz an Random-, Artificial- sowie Kalibrations- und Myontrigger hinzugenommen. Da die entsprechenden Triggersignale in Form einer „Marke“ auf Band geschrieben wurden, ließen sich bei der Analyse unerwünschte Daten aussondern. Ferner kam es bei der Datennahme zu Fehlinterpretationen des Triggers wie Doppelereignisse, zufällige Koinzidenzen der verschiedenen Triggersignale oder Misinterpretationen der Teilchensorte. Solche Ereignisse konnten grösstenteils ebenfalls anhand der entsprechenden Triggerdaten gefunden werden. Die Reduzierung der Anzahl der Ereignisse durch eine Selektion mit Triggerdaten ist in Tabelle 4.1 für 30 und 80 GeV Elektronen gezeigt. Gut zu sehen ist die bei 80 GeV deutlich abnehmende Effizienz der CEDAR's. Dies zeigt sich auch in einem erhöhten Ansprechen der Wand M1, was auf einen relativ hohen Pion-Anteil im Strahl

Auswahlkriterium	$e^- : 30 GeV$		$e^- : 80 GeV$	
	f_i [%]	f_{gesamt} [%]	f_i [%]	f_{gesamt} [%]
<i>Artificial</i>	98,5		98,7	
<i>Kalibration</i>	98,6		98,7	
<i>Random</i>	97,3		99,2	
<i>Myon</i>	98,6		85,1	
$B1 \wedge B2$	96,2		92,6	
<i>M1</i>	99,5		78,6	
<i>M2</i>	99,9		99,9	
<i>Veto</i>	89,4		89,3	
<i>Early</i>	99,9		99,9	
<i>Late</i>	99,0		94,4	
<i>Holecounter</i>	73,7		78,5	
<i>singleClusterMWPC</i>	98,3		97,9	
$\check{C}1 \vee \check{C}2$	98,9	56,5	63,2	24,5

Tabelle 4.1: Einfluß der Auswahlkriterien auf die Ereigniszahl. Gezeigt wird der prozentuale Anteil f_i von Ereignissen, die das entsprechende Kriterium erfüllen, am Beispiel von 30 und 80 GeV Elektronen. Das jeweilige vorangegangene Kriterium bildet die 100 %-Marke. Der prozentuale Anteil der Ereignisse, die alle Kriterien erfüllen, ist durch f_{gesamt} gegeben.

schließen läßt.

4.2.1 Crosstalk-Korrektur

Durch elektronisches Übersprechen (Crosstalk) benachbarter Kabel oder Pads wurden Signale verfälscht, was zu Fehlern bei der Berechnung der deponierten Ladung führte. Typischerweise wird ein Crosstalk-Signal durch die kapazitive Kopplung zwischen zwei parallel laufenden Signalleitungen, welche von den Pads zu den Vorverstärkern führen, verursacht. Dieses „derivative“ Crosstalk-Signal ist wie die Zeitableitung eines normalen Signals geformt.

Elektronisches Übersprechen wird auch zwischen benachbarten Kalibrationsleitungen beobachtet. In diesem Fall kann eine zusätzliche Ladung bei der Kalibration erzeugt werden. Diese zusätzliche Kapazität arbeitet parallel zum Kalibrationskondensator eines gepulsten Kanals und erhöht die Kalibrationsladung. Dieser „direkte“ Crosstalk führte zu Fehlern bei der Bestimmung der Funktion $Q_j = f_j(\text{ADC-Wert})$ (siehe Gl. 4.8) der Art, daß die Parameter $P_{i,j}$ ($i = 0, \dots, 3$) zu klein waren, so daß bei einem einzelnen getroffenen Kanal die Ladung zu klein bestimmt wurde. Es war daher notwendig, das elektronische Übersprechen mit dem Kalibrationssystem zu überprüfen und zu korrigieren.

Beim Test der FB1/FB2-Module stellte sich ein sehr hoher direkter Crosstalk heraus, der einen Einfluß von 18 – 20% auf die Gesamtladung hatte. Demgegenüber konnte der derivative Crosstalk vernachlässigt werden. Die Ursache des hohen Crosstalk-Signals waren fehlende Masseleitungen zwischen den Kalibrationsleitungen, die in den Kryostaten führten. Zur Untersuchung des Übersprechens der Elektronik wurde gezielt ein Kanal von sechzehn auf einer Analogkarte befindlichen Kanäle gepulst und das Ergebnis dieser Kalibration mit der verglichen, bei der alle sechzehn gleichzeitig gepulst wurden. Man erhielt somit zwei Sätze von Parametern $P_{i,j}$, $\tilde{P}_{i,j}$, wobei beide über einen Faktor $(1 + \delta_{i,j})^{-1}$ miteinander verknüpft sind:

$$\tilde{P}_{i,j} = \frac{P_{i,j}}{1 + \delta_{i,j}} \quad (4.9)$$

Nun wurden die jeweiligen Ladungen berechnet:

$$\begin{aligned}
Q_j^{16/16} &= P_{0,j} + P_{1,j} \cdot ADC + P_{2,j} \cdot (P_{0,j} + P_{1,j} \cdot ADC)^2 + \\
&\quad + P_{3,j} \cdot (P_{0,j} + P_{1,j} \cdot ADC)^3 \\
Q_j^{1/16} &= \tilde{P}_{0,j} + \tilde{P}_{1,j} \cdot ADC + \tilde{P}_{2,j} \cdot (\tilde{P}_{0,j} + \tilde{P}_{1,j} \cdot ADC)^2 + \\
&\quad + \tilde{P}_{3,j} \cdot (\tilde{P}_{0,j} + \tilde{P}_{1,j} \cdot ADC)^3
\end{aligned}$$

Trägt man nun das Verhältnis $R_j = Q_j^{1/16}/Q_j^{16/16}$ über den gesamten ADC-Wertebereich ($0 \leq ADC \leq 4095$) auf, so läßt sich für jeden Kanal j eine Korrekturfunktion der Form

$$F_j(ADC) = C_{0,j} + C_{1,j} \cdot ADC + C_{2,j} \cdot ADC^2 + C_{3,j} \cdot ADC^3 \quad (4.10)$$

finden. Mit dieser Funktion wird die Ladung eines einzelnen Kanals dann korrigiert:

$$Q_{korrigiert,j} = F_j(ADC) \cdot Q_j \quad (4.11)$$

4.2.2 Rauschunterdrückung

Ein wichtiger Punkt bei der Bestimmung der deponierten Ladung eines jeden Kanals ist die Unterdrückung von elektronischem Rauschen. Zu Beginn der Analyse wurde deshalb für jeden Kanal j vom „rohen“ ADC-Wert der aus der elektronischen Kalibration erhaltene Pedestalwert $Ped_{Kal,j}$ subtrahiert:

$$(ADC\text{-Wert})_{roh,j} - Ped_{Kal,j} = (ADC\text{-Wert})_{korrigiert,j}$$

Das σ der Pedestalverteilung für jeden Kanal ist ein Maß für das elektronische Rauschen. Es wurden daher zunächst nur solche Signale in der Analyse berücksichtigt, deren Signal größer als $3 \cdot \sigma_{Kal,j}$ war:

$$(ADC\text{-Wert})_{korrigiert,j} > 3 \cdot \sigma_{Kal,j}$$

Eine genaue Analyse von Random-Ereignissen und den daraus für jeden Kanal bestimmten Pedestalwerten $Ped_{Random,j}$ und deren Breite $\sigma_{Random,j}$ zeigte eine signifikante Abweichung von den Werten aus der elektronischen Kalibration. Abbildung 4.3 zeigt die Differenz zwischen Kalibrations-Pedestal und Random-Pedestal am Beispiel von 30 GeV Elektronen für alle Kanäle.

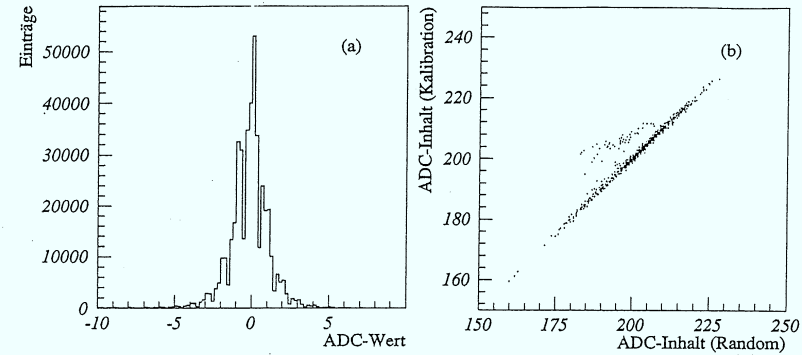


Abbildung 4.3: Abweichung zwischen Kalibrations-Pedestal und Random-Pedestal für alle Kanäle am Beispiel von 30 GeV Elektronen. In (a) ist die Differenz dargestellt und in (b) der jeweilige ADC-Wert.

Damit diese durch Driften der Elektronik verursachten Abweichungen berücksichtigt werden, wurden deshalb bei der Analyse die Werte aus der elektronischen Kalibration durch die für jede Energie¹ bestimmten Werte aus den zeitlich näher an den Ereignissen liegenden Random-Ereignissen ersetzt:

$$(\text{ADC-Wert})_{\text{roh},j} - Ped_{Random,j} = (\text{ADC-Wert})_{\text{korrigiert},j} \quad (4.12)$$

$$(\text{ADC-Wert})_{\text{korrigiert},j} > 3 \cdot \sigma_{Random,j} \quad (4.13)$$

¹Bei der Analyse der 166 GeV Elektronendaten stellte sich heraus, daß durch einen Fehler bei der Datennahme keine Random-Ereignisse genommen worden sind. Hier wurden für die Korrektur die Random-Werte des zeitlich darauffolgenden 80 GeV Laufs verwendet.

Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung des Random-Noise σ_{Random} für jeden Kanal am Beispiel des 80 GeV Laufs.

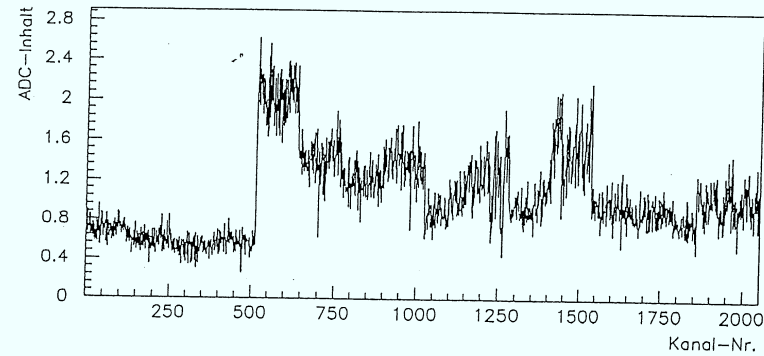


Abbildung 4.4: Random-Noise für jeden Kanal am Beispiel von 80 GeV Elektronen.

Da die Ermittlung der Parameter $P_{i,j}$ ($i = 0, \dots, 3$) der Funktion $Q_j = f_j(\text{ADC-Wert})$ (siehe Gl. 4.8) von den Pedestalwerten abhängt, müssen bei der Random-Korrektur die Parameter $P_{i,j}$ ebenfalls korrigiert werden (siehe Anhang).

4.2.3 Hochspannungskorrektur

Einzelne tote Kanäle sowie Defekte bei der Hochspannungsversorgung haben einen großen Einfluß auf die Ladungssammlung in den Flüssig-Argon-Gaps. Alle Module wurden zwar vor Beginn der Testläufe daraufhin überprüft, aber es hätten während der Montage der Module im Kryostaten bzw. beim Herunterkühlen auf die Temperatur des Flüssig-Argons Beschädigungen oder Verunreinigungen auftreten können, die während der Tests nicht mehr zu beseitigen gewesen wären.

In der Regel lassen sich jedoch tote Kanäle bei der elektronischen Kalibration ebenso lokalisieren, wie dies bei Hochspannungsproblemen möglich ist. Von den 24 Hochspannungsversorgungsleitungen des FB1E-Moduls war eine defekt, welche einen Teil der 11. und 12. z-Lage versorgte. Es wurde

bei der Datenanalyse eine direkte Korrektur auf die in diesen Lagen beobachtete Ladung derart vorgenommen, daß der anteilig ausgefallene Teil als Multiplikationsfaktor genommen wurde:

$$Q_{\text{korrigiert},z} = f_{z,HV} \cdot Q_z$$

Da die Hochspannungsversorgung der 12. Lage zur Hälfte von der defekten Leitung abhing, ergab sich hier ein Korrekturfaktor von 2,0. Die 11. Lage wurde zu einem Drittel mit dieser Leitung versorgt, so daß sich ein Korrekturfaktor von 1,33 ergibt. Aus der elektronischen Kalibration ergaben sich für FB1E vier tote Kanäle, die jedoch außerhalb des von elektromagnetischen Schauern tangierten Bereichs lagen und daher keinen Einfluß auf die Bestimmung der Gesamtladung hatten.

4.3 Hochspannungskurve in Flüssig-Argon

Die in einer Flüssig-Argon-Ionisationskammer erzeugten freien Elektronen erreichen nur im Falle von reinem Argon die Ausleseplatten. Elektronegative Verunreinigungen – etwa Sauerstoff – können einen Teil der freien Elektronen im Flüssig-Argon einfangen. Zudem können Rekombinationen entlang der Trajektorie eines ionisierenden Teilchens in der Flüssigkeit stattfinden. Diese Säulenrekombination führt ebenso wie die Anlagerung der Elektronen an Verunreinigungen zu einer Reduktion des ursprünglich erzeugten Signals. Die Abhängigkeit der effektiven Ladungssammlung Q von der angelegten Feldstärke E ist in Gleichung 4.14 [HOF76] dargestellt:

$$Q = 2 \cdot Q_0 \cdot \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} \left(1 - \exp\left(\frac{-d}{\lambda}\right) \right) \right] \quad (4.14)$$

Hierbei ist $Q_0 = e \frac{dE}{dx} \frac{d}{W}$ die Sättigungsladung, wobei $\frac{dE}{dx}$ den mittleren differentiellen Energieverlust geladener Teilchen in Flüssig-Argon darstellt, und W das mittlere Ionisierungspotential von Flüssig-Argon beschreibt. Die Größe d bezeichnet den Plattenabstand. Die mittlere freie Weglänge λ für Elektronen in Flüssig-Argon hängt von der angelegten Feldstärke E sowie von der Verunreinigung p – hier hauptsächlich O_2 – ab:

$$\lambda = \alpha \frac{|E|}{p} \quad (4.15)$$

Die Proportionalitätskonstante α beträgt $\alpha = 0,15 \frac{\text{cm}^2 \text{ppm}}{\text{kV}}$ [HOF76].

Zur Bestimmung der ursprünglich von Elektronen im FB1E-Kalorimeter erzeugten Ladung Q_0 wurde eine Hochspannungskurve für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV im Spannungsbereich von 50 V bis 3000 V aufgenommen. Bei der Analyse wurde eine Crosstalkkorrektur, eine Pedestal- und Noise-Korrektur sowie zur Rauschunterdrückung ein 3σ -Schnitt angewandt. Ferner wurden Kanäle, die außerhalb des Schauers lagen, bei der Berechnung der deponierten Ladung nicht berücksichtigt. Abbildung 4.5 zeigt die gemessene Ladung in Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke. An die Datenpunkte wurde die theoretische Funktion (Gl. 4.14) angepaßt. Für den Plattenabstand d wurde die für das getestete FB1E-Modul gemessene mittlere Gap-Breite von $0,246 \text{ cm}$ verwendet. Aus der Parametrisierung der

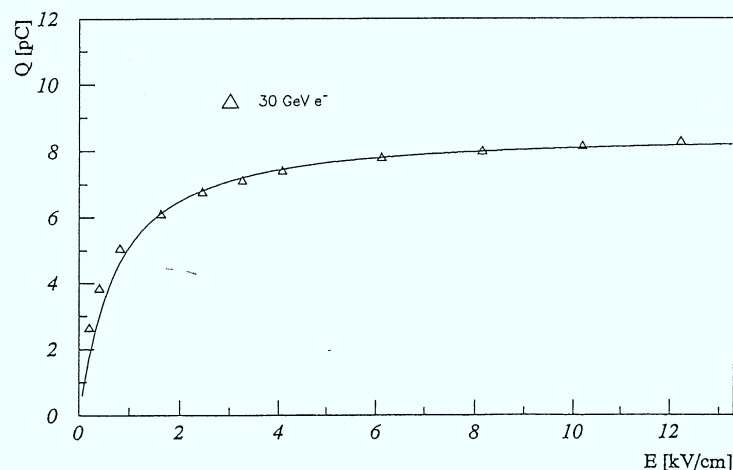


Abbildung 4.5: Die Hochspannungskurve in FB1E für Elektronen mit einer Strahlenergie von 30 GeV .

gemessenen Werte erhält man die Sättigungsladung Q_0 und die Sauerstoffverunreinigung p zu

$$Q_0 = (8,61 \pm 0,01) \text{ pC}$$

und

$$p = (1,10 \pm 0,13) \text{ ppm}$$

Der Wert der Verunreinigung des Flüssig-Argon mit Sauerstoff stimmt mit dem im Kryostaten gemessenen Wert von $0,9 \pm 0,15 \text{ ppm}$ überein. Aus dem Sättigungswert der Ladung und dem Ladungswert bei einer Hochspannung von 2,5 kV, welche der Betriebsspannung des Kalorimeters entspricht, läßt sich ein Korrekturfaktor $k = \frac{Q_0}{Q_{2,5kV}}$ ermitteln, mit dem die Kalibrationskonstante auf die Sättigungsladung normiert wird. Dieser ergibt sich zu $k = 1,056 \pm 0,002$.

4.4 Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung für Elektronen wurden Daten mit den Energien 10, 30, 80 und 166 GeV bei gleichem Strahleinschußwinkel genommen. Neben der üblichen Datenselektion (siehe Abschnitt 4.2) wurden bei der Analyse nur Schauer analysiert, die 98% ihrer Ladung in FB1E deponierten. Tabelle 4.2 zeigt die Zahl der Ereignisse, die nach diesem „Containment“-Schnitt übrig bleibt.

Energie [GeV]	Alle Ereignisse	Contained Ereignisse	Reduktions- faktor
10	4769	583	0,12
30	6487	3859	0,60
80	3364	3156	0,94
166	5293	5148	0,97

Tabelle 4.2: Einfluß des Containment-Schnitts von 98 % auf die Ereigniszahl.

Da sich die Zahl der Ereignisse bei hohen Energien kaum reduziert, kann man longitudinales Leakage in die hadronischen Module vernachlässigen. Bei niedrigen Strahlenergien wird das Verhältnis des physikalischen Signals in FB1E zum Untergrundsignal in den übrigen Modulen deutlich kleiner, so daß ein größerer Anteil der Ereignisse bei der Selektion herausfällt.

Eine Untersuchung der räumlichen Ausbreitung elektromagnetischer Schauer in FB1E zeigte, daß einzelne Kanäle Signale lieferten, die nicht mit dem eigentlichen Ereignis korreliert waren. Diese wären jedoch bei der Berechnung der deponierten Ladung eingegangen und hätten die Signalspektren

verfälscht. Abbildung 4.6 zeigt die Ausbreitung eines elektron-induzierten Schauers mit einer Energie von 30 GeV. Durch entsprechende Ereignisstudien bei den verschiedenen Energien ließen sich für jede z-Lage Bereiche definieren, die dem Schauer zugeordnet werden konnten. Kanäle, die außerhalb dieser Bereiche lagen, wurden dann bei der Analyse nicht berücksichtigt. Dadurch wurden einzelne Ladungen, die nicht mit dem Schauer korreliert waren, bei der Bestimmung der Signalspektren weggeschnitten. Dieses „Clustering“ verbesserte die Energieauflösung besonders bei kleinen Energien.

Die Ladungsverteilungen in FB1E, mit denen die Energieauflösung bestimmt wurde, sind für alle verwendeten Energien in Abbildung 4.7 zu sehen. Sie wurden mit den beschriebenen Selektions- und Korrekturverfahren bestimmt. Zur Berechnung der Energieauflösung wird der Mittelwert $\langle Q \rangle$ der Ladung, sowie das σ der Verteilung benötigt. Beide Größen wurden mit einer Gaußschen Funktionsanpassung im Bereich

$$\langle Q \rangle - 2,5 \cdot RMS \leq Q_i \leq 3 \cdot RMS + \langle Q \rangle \quad (4.16)$$

bestimmt, wobei die mittlere quadratische Abweichung RMS definiert ist als:

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (Q_i - \langle Q \rangle)^2}{n}} \quad \text{mit } n = \text{Zahl der Ereignisse} \quad (4.17)$$

Die leichte Asymmetrie der gewählten Funktion ergab eine bessere Anpassung an die Ladungsverteilung. Zudem wurde durch diese Wahl der niederenergetische Ausläufer, überwiegend verursacht durch Bremsstrahlung von Elektronen vor Erreichen des Kalorimeters, ausgeschlossen.

Tabelle 4.3 zeigt die aus der Anpassung erhaltenen Parameter sowie die daraus berechnete Energieauflösung für jede Energie.

Die Werte der Energieauflösung für Elektronen für das FB1E-Modul sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Parametrisierung erfolgte mit

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2} \quad (4.18)$$

In dieser aus Abschnitt 2.6 bekannten Funktion beschreibt A überwiegend die

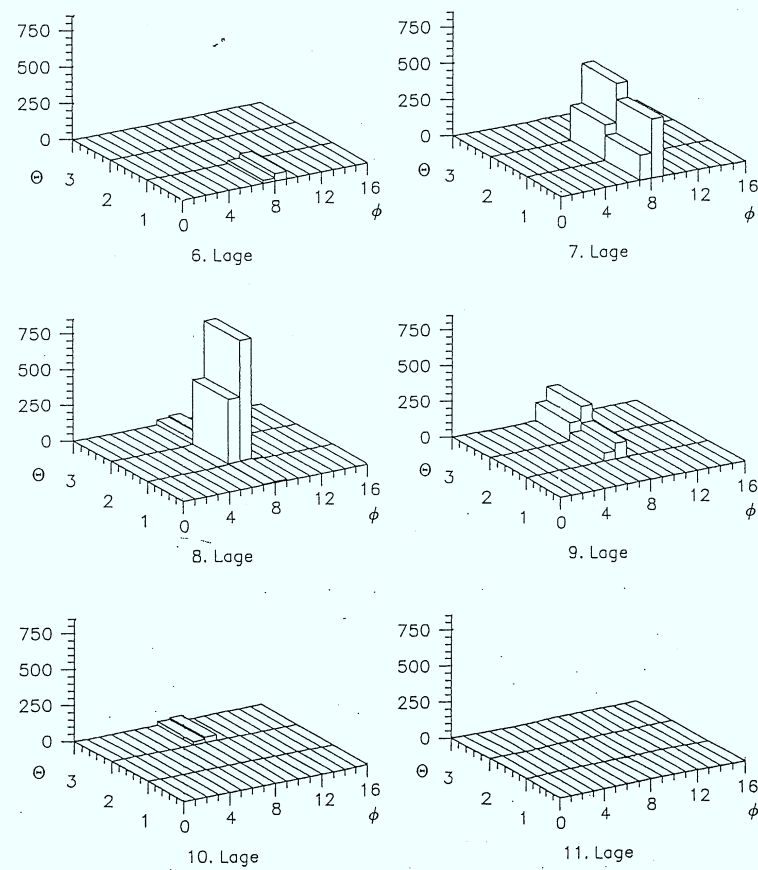


Abbildung 4.6: Entwicklung eines elektron-induzierten Schauers mit einer Energie von 30 GeV in FB1E.

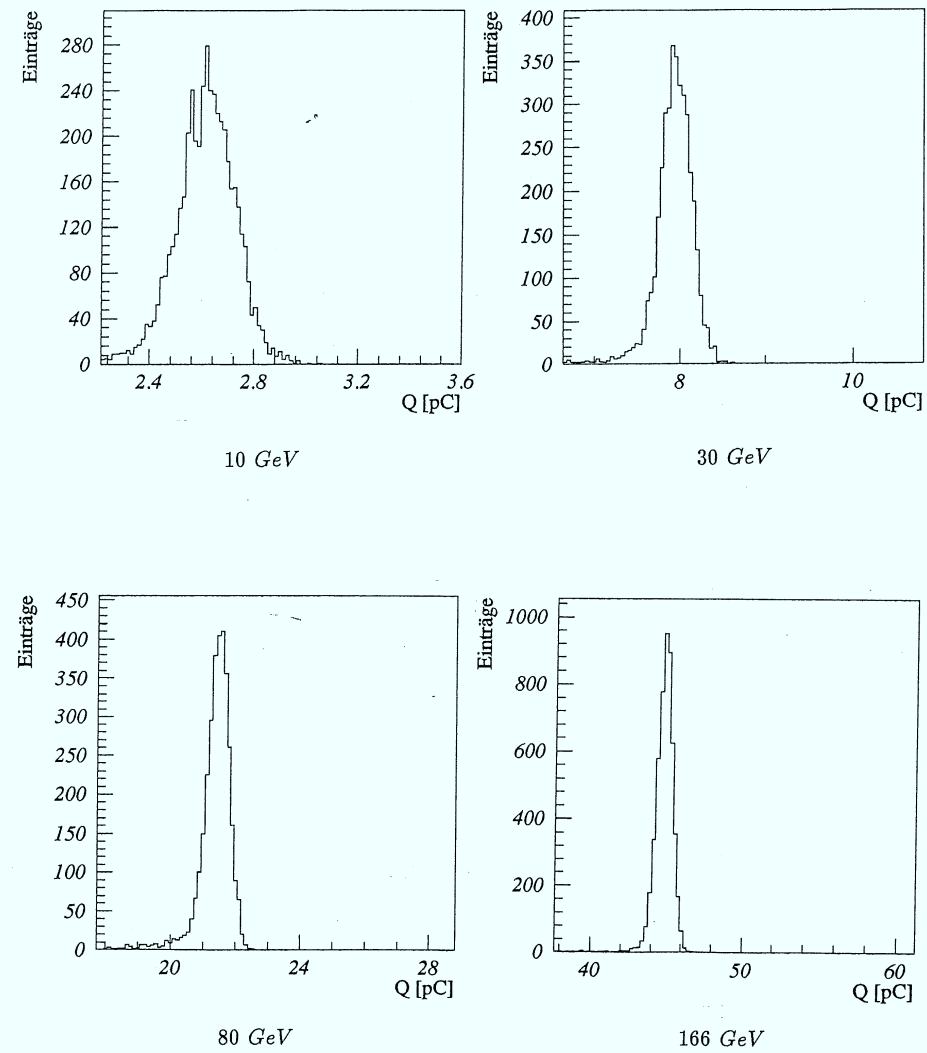


Abbildung 4.7: Ladungsverteilungen von Elektronen in FB1E für die Energien 10, 30, 80 und 166 GeV.

Energie [GeV]	$\langle Q \rangle$ [pC]	σ [pC]	$\frac{\sigma}{E}$ [%]
10	$2,615 \pm 0,005$	$0,103 \pm 0,003$	$3,94 \pm 0,11$
30	$7,956 \pm 0,002$	$0,172 \pm 0,002$	$2,16 \pm 0,03$
80	$21,442 \pm 0,006$	$0,325 \pm 0,005$	$1,52 \pm 0,02$
166	$44,858 \pm 0,007$	$0,506 \pm 0,006$	$1,128 \pm 0,001$

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Funktionsanpassung an die Ladungsverteilungen für alle Energien, sowie die berechnete Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$.

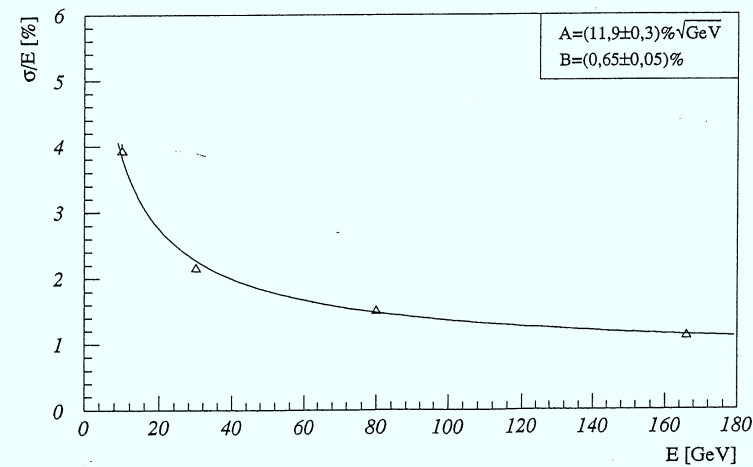


Abbildung 4.8: Energieauflösung für Elektronen in FB1E.

intrinsischen Samplingfluktuationen, da bei Flüssig-Argon-Samplingkalorimetern die Beiträge durch Landau- und Spurlängenfluktuationen vernachlässigbar klein sind. Der Parameter B spiegelt größtenteils die Impulsunschärfe des Teststrahls wieder, beinhaltet jedoch auch Dickenschwankungen im aktiven und passiven Medium. Aus der Anpassung erhält man folgende Werte:

$$A = (11,9 \pm 0,3) \% \sqrt{GeV}$$

und

$$B = (0,65 \pm 0,05) \%$$

Der Wert für A liegt in der Größenordnung der Ergebnisse früherer Simulationsrechnungen mit dem Programmpaket *EGS4* [SAH89], welche unter der Annahme eines Plattenabstands von 2,4 mm einen Wert von $11,5 \% \sqrt{GeV}$ ergaben. Die Differenz ergibt sich aus dem real im Mittel um 0,06 mm größeren Plattenabstand, sowie der Tatsache, daß bei der Simulation die durch elektronisches Rauschen bedingten Effekte nicht berücksichtigt wurden. Der Wert für B liegt im Bereich der Impulsunschärfe des H6-Strahls von $\frac{\Delta p}{p} \approx 0,3 - 0,7\%$ (siehe auch Abschnitt 3.2) und begrenzt für hohe Energien die Energieauflösung.

4.5 Energielinearität

Der kinematische Bereich zur Messung von Strukturfunktionen bei H1 ist abhängig von der Energieauflösung und der Genauigkeit der absoluten Energiekalibration des H1-Kalorimeters. Damit die Strukturfunktion F_2 auf 10% genau bestimmt werden kann, muß der systematische Fehler δE der absoluten Kalibration für Elektronen $\leq 1\%$ und für Hadronen $\leq 2\%$ sein [H1P86]. Daher sollte die Analyse der CERN-Testdaten für FB1E eine Kalibrationskonstante für Elektronen ergeben, die im Energiebereich von 30 GeV bis 166 GeV bis auf $\pm 1 \%$ genau ist.

Abbildung 4.9 zeigt die relative Abweichung der für jede Energie ermittelten Kalibrationskonstanten vom Mittelwert in Abhängigkeit von der Energie.

Deutlich zu sehen ist ein Anstieg der Kalibrationskonstanten mit gering werdender Energie. Bei 10 GeV beträgt die Abweichung bereits mehr als 1%. Diese Tendenz ist gleichbedeutend mit einer zu geringen mittleren Ladung bei kleinen Energien. Als Grund ist hier der, aufgrund des bei kleinen

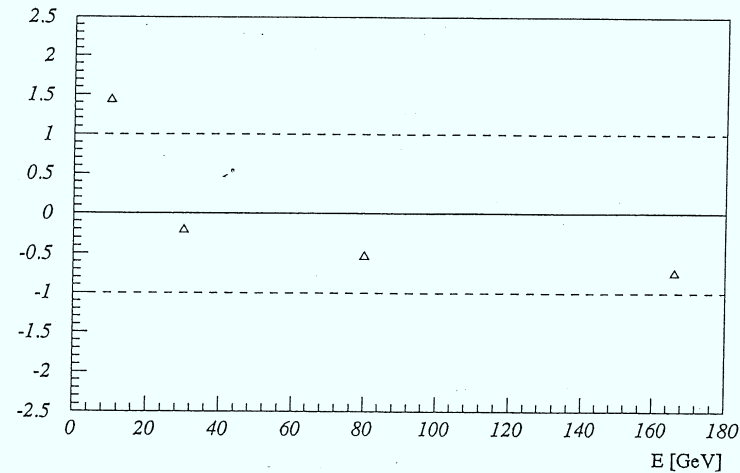
$$C - \langle C \rangle / \langle C \rangle [\%]$$


Abbildung 4.9: Energielinearität für FB1E bei einem 3σ -Schnitt.

Energien schlechteren Verhältnisses von Signal zu Rauschen, stärker wirkende 3σ -Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens zu vermuten. Daher wurde eine Untersuchung der Abhängigkeit der mittleren Ladung von der Höhe des σ -Schnitts für alle Energien durchgeführt. Hierzu wurde der Cut im Bereich von 2,0 bis 3,0 in Schritten von 0,1 variiert und anschließend die jeweilige Kalibrationskonstante bzw. das Verhältnis E/Q berechnet. In Abbildung 4.10 ist zu erkennen, daß sich der σ -Schnitt bei Energien von 10 und 30 GeV am stärksten auswirkt, während die hohen Signale insbesondere bei 166 GeV nur gering beeinflusst werden.

Daraus ergab sich die Möglichkeit, die Energielinearität durch eine Optimierung des σ -Schnitts zu verbessern. Eine minimale Abweichung der Kalibrationskonstanten vom Mittelwert zeigt sich bei einem Schnitt von 2,5. Trägt man nun erneut die relative Abweichung jeder Konstante vom Mittelwert über alle Energien für diesen Schnitt auf (siehe Abbildung 4.11), so ergibt sich eine Linearität, deren Schwankung innerhalb von $\pm 0,5 \%$ liegt.

Somit ergibt sich für das FB1E-Modul des H1-Detektors eine Kalibrationskonstante von

$$C_{FB1E} = 3,677 \text{ GeV}/pC$$

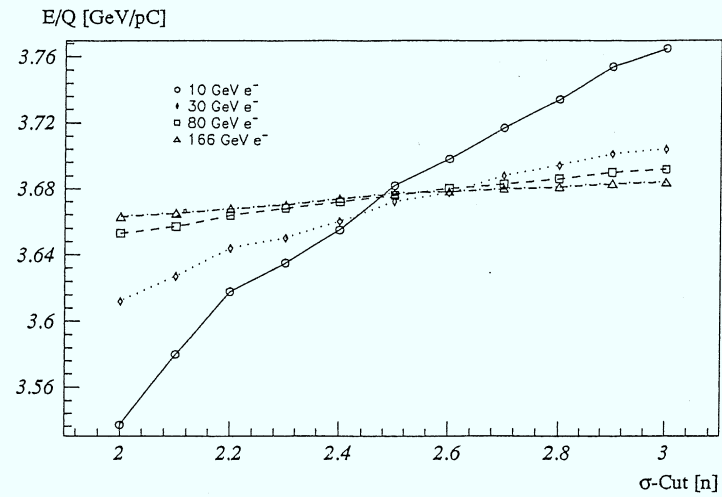


Abbildung 4.10: Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten E/Q von der Höhe des σ -Cuts für alle Energien.

$C - \langle C \rangle / \langle C \rangle$ [%]

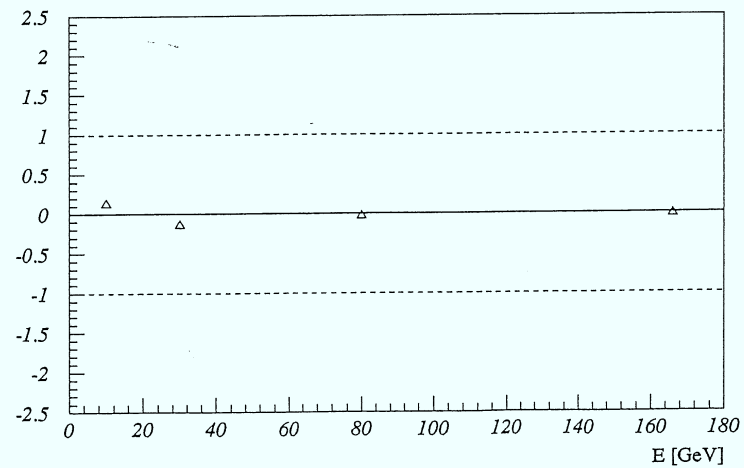


Abbildung 4.11: Energielinearität für FB1E bei einem $2,5\sigma$ -Schnitt.

in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert von 3,68 GeV/pC (siehe Abschnitt 2.3.1).

Um diese Konstante mit den für die übrigen elektromagnetischen Komponenten aus anderen Tests ermittelten Kalibrationskonstanten vergleichen zu können, wird sie auf die Sättigungsladung normiert. Mit Hilfe des aus der Analyse der Hochspannungskurve erhaltenen Korrekturfaktors von $k = 1,056 \pm 0,002$ berechnet sich der endgültige Wert der Kalibrationskonstanten zu:

$$C_{FB1E, norm.} = 3,482 \text{ GeV}/pC$$

4.6 Bestimmung von e/π

Das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis drückt das unterschiedliche Signalverhalten von elektromagnetischen und hadronischen Schauern bei gleicher Strahlenergie aus. Für das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter ist $\frac{e}{\pi} > 1$, d.h. es ist „nicht-kompensierend“ im Gegensatz zu Kalorimetern mit $\frac{e}{\pi} = 1$, welche man als „kompensierend“ bezeichnet. Bei einem nicht-kompensierenden Kalorimeter führen materialabhängige Energieverluste hadronischer Teilchenlawinen zu einem kleineren effektiven Signal im Kalorimeter als dies für elektron-induzierte Kaskaden der Fall ist. Abbildung 4.12 zeigt dieses unterschiedliche Signalverhalten für das FB1E-Modul anhand von 30 GeV Daten.

Betrachtet man das FB1E-Modul, so muß die Kalibrationskonstante für Pionen für den elektromagnetischen Teil bei gleicher Energie größer sein als die für Elektronen, weil das hadronische Signal kleiner ist. Da Elektronen im FB1E-Modul vollständig absorbiert werden, läßt sich das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis aus den Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen Teil errechnen:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{C_{FB1E}^h}{\langle C \rangle_{FB1E}^e} \quad (4.19)$$

Dabei ist C_{FB1E}^h die für Pionen nach Gleichung 4.5 für die jeweilige Energie bestimmte Kalibrationskonstante für FB1E. $\langle C \rangle_{FB1E}^e$ stellt die für Elektronen bestimmte mittlere Kalibrationskonstante, jedoch nicht auf die Sättigungsladung normiert, dar. Tabelle 4.4 gibt das für alle Energien bestimmte $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis wieder.

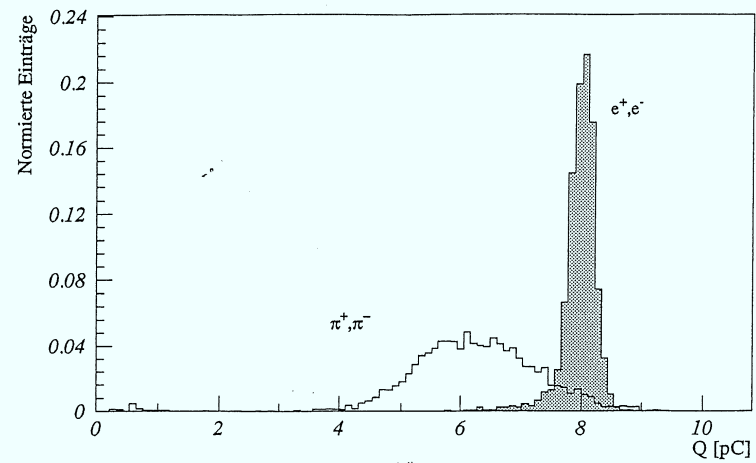


Abbildung 4.12: Signalspektren in FB1E für Elektronen und Pionen mit einer Energie von 30 GeV. Die Flächen sind auf 1 normiert.

Energie [GeV]	$C_{FB1E}^h [\frac{GeV}{pC}]$	$\langle C \rangle_{FB1E}^h [\frac{GeV}{pC}]$	$\frac{e}{\pi}$
10	4,66	3,677	1,27
30	4,62		1,26
80	4,18		1,14
166	4,25		1,15

Tabelle 4.4: Kalibrationskonstanten für Elektronen und Pionen für FB1E, sowie das effektive $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis.

Die ermittelten Werte für $\frac{e}{\pi}$ beziehen sich nur auf das FB1E-Modul, was etwa einer Absorptionslänge für Hadronen entspricht.

4.7 Longitudinale Schauerentwicklung

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit sich die Daten durch eine Parametrisierung der longitudinalen Schauerprofile beschreiben lassen. In Kapitel 2.4.3 wurde gezeigt, daß die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers durch Gl. 2.16 beschrieben wird:

$$\frac{dN}{dn} = N_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} n^{\alpha} e^{-\beta n} \quad (4.20)$$

mit

$$\begin{aligned} N_0 &= 5,51 \cdot \sqrt{Z} \cdot E_0 \\ \beta &= 0,634 - 0,0021 \cdot Z \\ \alpha &= 2,0 - \frac{Z}{340} + \left(0,664 - \frac{Z}{340}\right) \ln E_0 \quad \text{für } Z \geq 26 \end{aligned}$$

n beschreibt hier die Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Zur Berechnung der mittleren Ordnungszahl Z für das FB1E-Modul wurde eine mittlere Dicke der Bleischicht von 2,4 mm und eine mittlere Argonschichtdicke von 2,4 mm angenommen. Die übrigen Materialien wurden vernachlässigt, da ihre Dicken in Verbindung mit den entsprechenden Ordnungszahlen nur einen geringen Einfluß auf die gesamte mittlere Ordnungszahl haben. Somit errechnet sich die mittlere Ordnungszahl aus der Summe der Ordnungszahlen von Blei und Flüssig-Argon, gewichtet mit der jeweiligen Länge in Strahlungslängen:

$$Z_{FB1E} = \frac{Z_{LAr} \cdot X_{LAr} + Z_{Pb} \cdot X_{Pb}}{X_{LAr} + X_{Pb}} = 79,7 \quad (4.21)$$

Die bei der longitudinalen Schauerentwicklung zu untersuchende Größe ist die jeweils pro Strahlungslänge n deponierte mittlere Ladung Q , wobei die pro z -Lage deponierte Ladung als Information vorhanden war. Daher wurde

Gl. 4.20 um einen Normierungsfaktor a erweitert. Als zusätzlicher freier Parameter wurde der Schauerstartpunkt n_0 in Einheiten der Strahlungslänge eingeführt. Damit ergibt sich die Anpassungsfunktion zu:

$$\frac{dQ}{dn} = \tilde{N}_0 \cdot a \cdot \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} (n - n_0)^\alpha e^{-\beta(n-n_0)} \quad (4.22)$$

mit

$$\begin{aligned} \tilde{N}_0 &= N_0/E = 49,190 \\ \beta &= 0,4666 \\ \alpha_{10GeV} &= 2,7575 & \alpha_{30GeV} &= 3,2267 \\ \alpha_{80GeV} &= 3,6480 & \alpha_{166GeV} &= 3,9616 \end{aligned}$$

Zur Berechnung von dQ/dn wurde das FB1E-Modul in Einheiten der Strahlungslänge beschrieben. Da der Teilchenstrahl das Kalorimeter unter einem Winkel von $34,3^\circ$ durchquerte, mußte die Länge einer z-Lage noch mit einem Faktor $(\cos 34,3^\circ)^{-1}$ multipliziert werden.

Der genaue Ort der Ladungsdeposition innerhalb der Auslesezellen einer Lage war nicht bekannt, daher wurde die jeweilige Ladung auf den Mittelpunkt einer Lage projiziert. Die Unsicherheit des Ortes der Ladungsdeposition wurde als Fehler in Form der Länge der pro Lage durchlaufenen Wegstrecke berücksichtigt.

Diese Näherung traf jedoch nur auf solche Lagen zu, die komplett durchlaufen wurden. Bei der nominalen Strahlposition waren dies die Lagen 7, 8, 9 und 10 (siehe Abbildung 4.13) des FB1E-Moduls. Für die 6. Lage traf dies nicht zu, da diese nur zu einem Teil durchquert wurde. Hier mußte anhand der Strahleinschußposition, welche zugleich den Beginn des Kalorimeters – ausgedrückt in Einheiten von X_0 – darstellte, die tatsächlich durchlaufene Wegstrecke ermittelt werden. Da jedoch keine Strahlachsenrekonstruktion anhand der Daten gemacht wurde, ist die genaue Einschußposition mit einer gewissen Unsicherheit verbunden, da hier die Nominalposition angenommen wurde.

Tabelle 4.5 gibt die Punkte wieder, auf welche die jeweilige Ladung pro

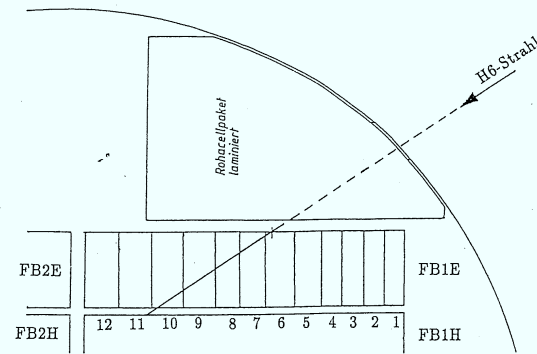


Abbildung 4.13: Verlauf der nominalen Strahlachse im FB1E-Modul.

z-Lage	Mittelpunkt [X_0]	halbe Länge [X_0]
6	0,745	0,745
7	4,313	2,824
8	10,034	2,898
9	16,409	3,477
10	23,363	3,477

Tabelle 4.5: Punkte der Ladungsdeposition pro Lage und deren Unsicherheit als halbe Länge in Einheiten der Strahlungslänge X_0 .

Lage projiziert wurde, sowie deren Unsicherheit als halbe Länge der durchlaufenen Wegstrecke.

Abbildung 4.14 zeigt die nach der beschriebenen Methode ermittelten Werte dQ/dn in Abhängigkeit des Ortes n für die Energien 10, 30, 80 und 166 GeV. Der Fehler in y -Richtung ist statistisch bedingt und sehr klein. Der Fehler in x -Richtung gibt die Unsicherheit bei der Ladungsdeposition für jede Lage an. Auf die Verteilungen wurde die Funktion nach Gl. 4.22 angepaßt. Die daraus erhaltenen Parameter für die Normierung a und den Schauerstartpunkt n_0 sind in die Diagramme eingetragen.

Die gemessenen Werte entsprechen der erwarteten Verteilung. Sehr gut läßt sich die nur geringe Verschiebung des Schauermaximums bei höher werdender Energie zu größeren Tiefen erkennen.

Es wird nun überprüft, inwieweit die Flächen unter den Kurven der nach dem üblichen Verfahren berechneten Gesamtladung als Summe der Einzelladungen entsprechen. Die Integration von Gl. 4.22 von n_0 bis unendlich liefert [PAR88]:

$$\begin{aligned}
 \langle Q \rangle_{Fit} &= \int_{n_0}^{\infty} \frac{dQ}{dn} dn \\
 &= \int_{n_0}^{\infty} \tilde{N}_0 \cdot a \cdot \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} (n - n_0)^{\alpha} e^{-\beta(n-n_0)} dn \\
 &= 5,51 \cdot a \cdot \sqrt{Z}
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

Die Gesamtladung $\langle Q \rangle_{Fit}$ hängt somit nur von der Normierung a und der mittleren Ordnungszahl Z ab.

Tabelle 4.6 zeigt die so für alle Energien erhaltenen Ladungen und zum Vergleich die aus der Summe der Einzelladungen erhaltenen Werte.

Der Vergleich zeigt, daß die Werte aus der Anpassung an die longitudinalen Schauerprofile die Größenordnung sehr gut beschreiben, jedoch mit einem relativ hohen Fehler behaftet sind. Dies liegt einerseits an der Unsicherheit der genauen Strahleinschußposition, da diese das Verhältnis von Ladungsdeposition zu Strahlungslänge dQ/dn in der 6. Lage stark beeinflusst und eine Veränderung dieses Werts sich auf die Gesamtladung $\langle Q \rangle_{Fit}$ auswirkt. Zum Anderen wirken sich Abweichungen von der bei der Berechnung der Parameter α, β und $\tilde{N}_0$ in Gl. 4.22 angenommenen Platten- und Gapdicke,

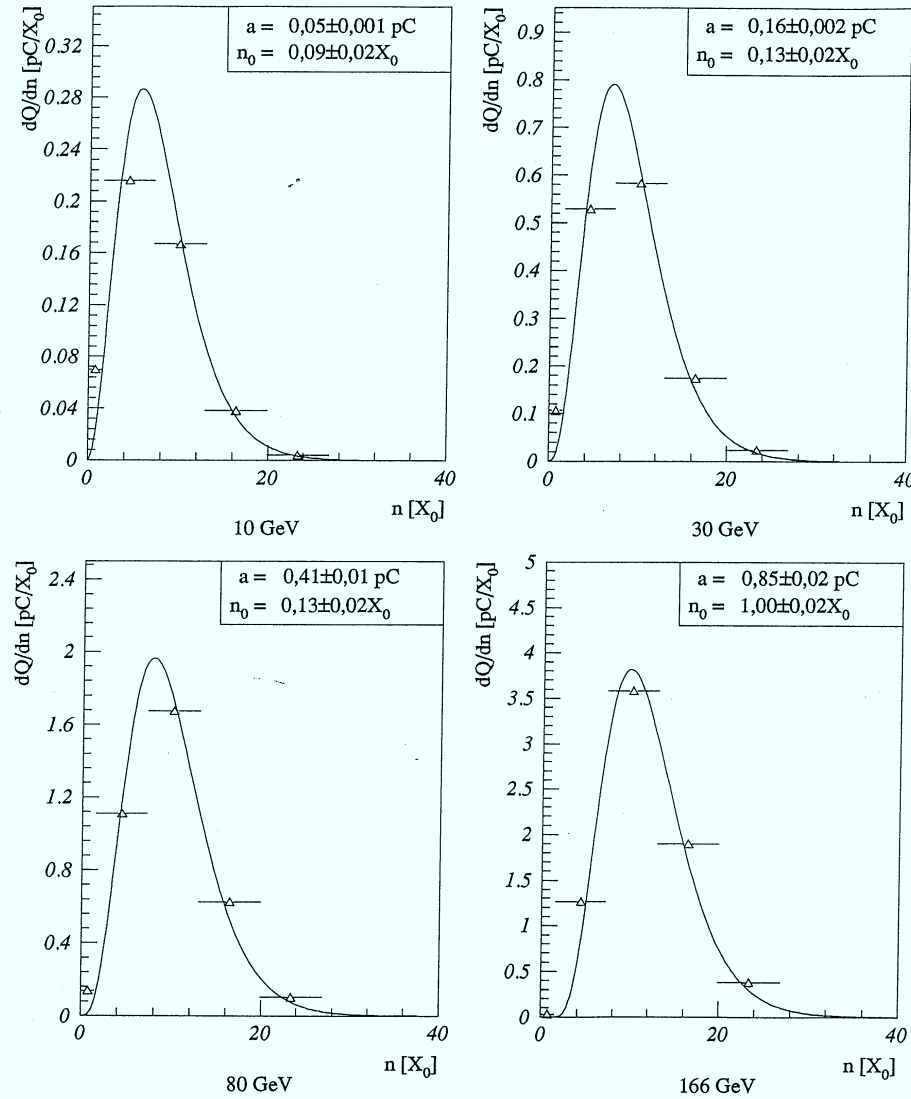


Abbildung 4.14: Longitudinale Schauerentwicklung in FB1E für Elektronen der Energien 10, 30, 80 und 166 GeV.

Energie [GeV]	$\langle Q \rangle_{Fit}$ [pC]	$\langle Q \rangle_{Sum}$ [pC]
10	$2,66 \pm 0,05$	$2,615 \pm 0,005$
30	$7,87 \pm 0,08$	$7,956 \pm 0,002$
80	$20,66 \pm 0,50$	$21,442 \pm 0,006$
166	$41,82 \pm 0,90$	$44,858 \pm 0,007$

Tabelle 4.6: Vergleich der berechneten Gesamtladung aus der Funktionsanpassung mit der aus der Summation errechneten.

sowie Unsicherheiten bei der Berechnung von Z_{FB1E} auf die Anpassung und somit auf die Gesamtladung aus.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Tests elektromagnetischer und hadronischer Kalorimeterkomponenten für den H1-Detektor beschrieben. Dazu wurde insbesondere das Funktionsprinzip elektromagnetischer Kalorimeter anhand der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse erläutert.

Anschliessend wurde der für die Tests der FB1/FB2-Komponenten verwendete Testaufbau im Teilchenstrahl des SPS am CERN beschrieben. Dabei wurde auf die Besonderheiten von Teststrahl, Trigger, Kryostat und Flüssig-Argon sowie Ausleseelektronik detailliert eingegangen. Bei der Beschreibung der untersuchten Module stand das elektromagnetische FB1E-Modul im Vordergrund.

Bei der Analyse der Testdaten für das FB1E-Modul wurde eine sorgfältige Datenselektion und -korrektur vorgenommen. Die so experimentell erhaltene Energieauflösung von $\frac{\sigma}{E} = \frac{11,9\%}{\sqrt{E}}$ stimmt sehr gut mit der anhand von Simulationsrechnungen erwarteten Auflösung von $\frac{\sigma}{E} = \frac{11,5\%}{\sqrt{E}}$ überein.

Die Energieeichung ergab nach Anwendung eines Optimierungsverfahrens eine Linearität für Elektronen im Bereich $< \pm 0,5\%$. Damit genügt die Genauigkeit der absoluten Energiekalibration in hohem Maße den Anforderungen des H1-Experimentes, bei welchem der systematische Fehler $\leq 1\%$ sein soll.

Zusätzlich wurde untersucht, inwieweit die Ergebnisse mit Hilfe der longitudinalen Schauerprofile beschrieben werden können. Dabei wurde eine gute Übereinstimmung festgestellt.

Die Untersuchungen des FB1E-Moduls haben die Erwartungen, sowohl in Bezug auf die prinzipielle Funktion als auch auf die erreichte Genauig-

keit, erfüllt. Die erreichte Kalibration entspricht den Anforderungen des H1-Experimentes, welches in Zukunft zeigen wird, ob die Testergebnisse unter den Experimentierbedingungen bei HERA bestätigt werden.

Anhang

Random-Korrektur der Ladungskonversionsparameter

Die Random-Korrektur (siehe Kapitel 4.2.2) erforderte eine Neuberechnung der Parameter $P_{i,j}$ ($i = 0, \dots, 3$) der Funktion

$$q_j = P_{0,j} + P_{1,j} \cdot ADC \quad (A.1)$$

$$Q_j = q_j + P_{2,j} \cdot q_j^2 + P_{3,j} \cdot q_j^3 \quad (A.2)$$

für jeden Kanal j . Die Anpassung bei der elektronischen Kalibration erfolgte so, daß die zum Pedestalwert korrespondierende Ladung den Wert 0 hatte. Während der eigentlichen Datennahme ergab sich jedoch eine „Offset“-Ladung:

$$Q_{j,Offset} = P_{1,j} \cdot (Ped_{Kal,j} - Ped_{Random,j}) \quad (A.3)$$

Die Pedestalverschiebung kann als Konstante in der Ladungsänderung angesehen werden ($\hat{Q}_j = Q_j + Konst.$), so daß gilt:

$$q_{j,korrigiert} = q_j - Q_{j,Offset} \quad (A.4)$$

Damit die Offset-Ladung den Wert 0 annimmt, muß gelten:

$$Ped_{Random,j} = -\frac{\hat{P}_{0,j}}{\hat{P}_{1,j}} \quad (A.5)$$

Für die Differenz der Pedestalwerte findet sich:

$$(Ped_{Kal,j} - Ped_{Random,j}) = \frac{\hat{P}_{0,j} + \hat{P}_{1,j} \cdot Ped_{Kal,j}}{\hat{P}_{1,j}} = \frac{\hat{P}_{0,j}}{\hat{P}_{1,j}} + Ped_{Kal,j} \quad (A.6)$$

Die Beziehung zwischen q_j und $\hat{q}_j$ ergibt sich somit zu:

$$q_j = q_{j,korrigiert} + \frac{P_{1,j}}{\hat{P}_{1,j}} \cdot \hat{q}_j = q_{j,korrigiert} + g\hat{q}_j \quad (A.7)$$

Eine Entwicklung von q_j nach höheren Ordnungen gemäß Gleichung A.2 ergibt für die korrigierte Ladung:

$$\begin{aligned} \hat{Q}_j &= Q_j + Konst. \\ &= q_{j,korrigiert} + g\hat{q}_j + P_{2,j} \cdot (q_{j,korrigiert} + g\hat{q}_j)^2 + \\ &\quad + P_{3,j} \cdot (q_{j,korrigiert} + g\hat{q}_j)^3 + Konst. \end{aligned} \quad (A.8)$$

Die neue und korrigierte Parametrisierung muß die gleiche Ladung $\hat{Q}_j$ ergeben:

$$\hat{Q}_j = \hat{q}_j + \hat{P}_{2,j} \cdot \hat{q}_j^2 + P_{3,j} \cdot \hat{q}_j^3 \quad (A.9)$$

Der Vergleich von Gl. A.8 mit Gl. A.9 ergibt für die neuen Parameter $\hat{P}_{i,j}$:

$$\begin{aligned} \hat{P}_{3,j} &= P_{3,j} \cdot g^3 = P_{3,j} \cdot \left(\frac{P_{1,j}}{\hat{P}_{1,j}} \right)^3 \\ \hat{P}_{2,j} &= (3P_{3,j}q_{j,korrigiert} + P_{2,j}) \cdot \left(\frac{P_{1,j}}{\hat{P}_{1,j}} \right)^2 \\ \hat{P}_{1,j} &= P_{1,j} \cdot (1 + 2P_{2,j}q_{j,korrigiert} + 3P_{3,j}q_{j,korrigiert}^2) \\ \hat{P}_{0,j} &= -\hat{P}_{1,j} \cdot Ped_{j,Random} \end{aligned}$$

Diese korrigierten Parameter wurden schließlich für die Ladungsberechnung verwendet.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi *Fluctuations in Calorimetry measurements*, *Phys. Scripta* 23 (1981) 409
- [BIN89] E. Binder *Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden*, Diplomarbeit DESY (1989)
- [BOV82] C. Bovet et al. *The CEDAR counters for particle identification in the SPS experimental areas*, *CERN/SPS/82-13* (1982)
- [ENG84] J. Engler *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, *Nucl. Instrum. Methods* 225 (1984) 525–529
- [ENG85] J. Engler *Perspectives in Calorimetry*, *Nucl. Instrum. Methods A* 235 (1985) 301–309
- [FAB85] C. W. Fabjan *Calorimetry in High-Energy Physics*, *CERN-EP/85-54*, Genf (1985)
- [FAB89] C. W. Fabjan and R. Wigmans *Energy measurements of elementary particles*, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 1519–1580
- [GRF90] H. Greif *Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten*, Dissertation MPI München (1990)
- [H1P86] H1-Collaboration *Technical Proposal for the H1 Detector* (1986)
- [H6B81] *H6 Beam Tuning*, *CERN/SPS/EPB/PC* (1981)
- [HOF76] Hofmann et al. *Nucl. Instrum. Methods* 135 (1976) 151
- [JAC89] A. Jacholkowska, Orsay *Private Mitteilungen* (1989)

- [KLE87] K. Kleinknecht *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner 2.Aufl.(1987)
- [KUB88] M. Kubantsev and R. Rusinov *Survey of the experimental setup after July 1988 running, CERN (1988)*
- [LON75] E. Longo and I. Sestili *Nucl. Instrum. Methods* 128 (1975) 283
- [MIY74] M. Miyajima et al. *Phys. Rev. A* 9 (1974) 1438
- [PAR88] Particle Data Group *Review of Particle Properties Physics Letters B* 204 (1988)
- [PER87] D. H. Perkins *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company Inc. (1987)
- [RIE89] M. Rietz *Test von Prototypen elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor, Diplomarbeit 3. Physikalisches Institut B RWTH Aachen (1989)*
- [SAH89] N. Sahlmann *Planung und Bau elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor, Diplomarbeit 3. Physikalisches Institut B RWTH Aachen (1989)*
- [YUD69] T. Yuda *Nucl. Instrum. Methods* 73 (1969) 301

Danksagungen

Herrn Prof. Dr. G. Flügge verdanke ich die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut. Für seine Betreuung möchte ich mich recht herzlich bedanken.

Herrn Dr. W. Schmitz danke ich besonders für viele kreative Diskussionen, die in einer harmonischen und angenehmen Arbeitsatmosphäre stattfanden.

Herrn P. Loch danke ich für seine ständige Diskussionsbereitschaft während der Tests im CERN, sowie für seine Hilfe im Umgang mit dem Analyseprogramm.

Allen Institutsangehörigen danke ich für die angenehme Zusammenarbeit.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Physikstudium und somit die Anfertigung dieser Arbeit ermöglichten.

Darüber hinaus bedanke ich mich herzlichst bei meiner Freundin Anja Krüger für Ihre Unterstützung und das mir entgegengebrachte Verständnis während der Anfertigung dieser Arbeit.