

do not remove!

**Kalibration eines
Blei-Flüssigargon-Kalorimeters
mit Elektronen für das H1-Experiment**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

zur

Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

DISSERTATION

von

Diplom-Physiker Peter Hartz

aus Essen

Dortmund
März 1993

**Kalibration eines
Blei-Flüssigargon-Kalorimeters
mit Elektronen für das H1-Experiment**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

zur

Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

DISSERTATION

von

Diplom-Physiker Peter Hartz
aus Essen

Dortmund
März 1993

Tag der mündlichen Prüfung:
Referent:
Korreferent:

13. Mai 1993
Prof. Dr. H. Kolanoski
Prof. Dr. D. Wegener

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Bausteine der Materie	1
1.2	Wechselwirkungen der Bausteine	2
1.3	Offene Fragen	4
1.4	Ziel der vorliegenden Arbeit	4
2	Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung	7
2.1	Kinematik der tief-inelastischen Streuung	7
2.2	Wirkungsquerschnitte des neutralen und geladenen Stromes	8
2.2.1	Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes	8
2.2.2	Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes	11
2.3	Einfluß der starken Wechselwirkung	11
2.4	Experimentelle Anforderungen zur Untersuchung der Struktur des Protons	13
2.4.1	Ereignisse mit neutralem Strom	13
2.4.2	Ereignisse mit geladenem Strom	14
3	Der H1-Detektor	22
4	Grundlagen der Kalorimetrie	25
4.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen in Materie	26
4.1.1	Energieverlust durch Bremsstrahlung	26
4.1.2	Energieverlust durch Anregung und Ionisation	27
4.1.3	Energieverlust durch andere Prozesse	27
4.2	Energieverlust von Photonen in Materie	28
4.3	Der elektromagnetische Schauer	29
4.3.1	Longitudinale Schauerausdehnung	29
4.3.2	Transversale Schauerausdehnung	30
4.4	Funktionsweise eines Kalorimeters	32
4.4.1	Funktionsweise eines Sandwich-Kalorimeters	32
5	Der FB2E-Kalorimeterring	36
5.1	Aufbau eines FB2E-Moduls	36
5.1.1	Aufbau des Stahlrahmens	38
5.1.2	Aufbau der Auslese- und Hochspannungsplatten	38
5.1.3	Physikalische Eigenschaften der Materialien eines Moduls	42
5.2	Segmentierung eines Moduls in Auslesezellen	47

5.2.1	Nomenklatur der geometrischen Kanäle	48
5.2.2	Definition von Volumina, auf die die Datenanalyse beschränkt wird	49
5.3	Aufteilung der Hochspannungsversorgung	49
5.4	Beschreibung der Kompensationsmechanismen	49
5.4.1	Funktionsweise des Presamplers	49
5.4.2	Kompensationsmechanismus für die vordere und mittlere Stahlplatte	52
5.4.3	Das Independent Readout Board	52
5.4.4	Kompensationsmechanismus für die Stahlstangen	52
5.5	Bestimmung der mechanischen Parameter eines Moduls	53
5.5.1	Messung der Plattendicken an ausgewählten Positionen	54
5.5.2	Messung der Plattenabstände an ausgewählten Positionen	56
5.5.3	Berechnung der Plattendicken und der Plattenabstände für beliebige Positionen	57
6	Der Testaufbau	61
6.1	Der H6-Strahl	62
6.2	Die den Strahl definierenden Detektoren	62
6.3	Anordnung der Moduln im Kryostaten	65
6.4	Zusammenstellung der Menge an Vormaterial	66
6.5	Der elektronische Aufbau	66
6.5.1	Die Signalauslese	66
6.5.2	Kalibration der Elektronik	66
6.5.3	Korrekturen der elektronischen Kalibration	67
7	Simulation und Rekonstruktion von Messungen durch die Programme ARCET und H1REC	71
7.1	Technische Ausführung der Simulationsrechnungen	72
7.1.1	Das Programm H1SIM	72
7.1.2	Das Programm ARCET	73
7.2	Technische Ausführung der Rekonstruktionsrechnungen	74
7.2.1	Berechnung eines realistischen Signals	76
7.2.2	Spezielle Berücksichtigung des Presamplers bei der Rekonstruktion des simulierten Signals	77
7.3	Bewertung der Genauigkeit der Beschreibung der Daten durch die Programme ARCET und H1REC	78
7.3.1	Bestimmung der Menge an Vormaterial mittels Elektronen niedriger Energie	78
7.3.2	Einfluß des Vormaterials auf Elektronen höherer Energie	85
8	Messungen zur räumlichen Homogenität des FB2E-Prototypen	90
8.1	Untersuchung der Homogenität bei Variation des Auftreffpunktes in Richtung der z-Segmente	90
8.1.1	Gesamt-signal als Funktion des Auftreffpunktes	92
8.1.2	Signal in den θ -Lagen als Funktion des Auftreffpunktes - Untersuchung des Kompensationsmechanismus für die Mittelplatte	95

8.2	Untersuchung der Homogenität bei Variation des Auftreffpunktes in Richtung der Absorberplatten	99
8.2.1	Gesamtsignal als Funktion des Auftreffpunktes	100
8.2.2	Überprüfung des Kompensationsmechanismus für die Positionierstangen	102
8.3	Einfluß des Ausfalls einer Hochspannungsleitung	103
8.3.1	Zusammenfassung	112
9	Die elektromagnetische Kalibrationskonstante des idealen FB2E-Moduls	113
9.1	Vorgehensweise zur Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls	114
9.2	Die Ladungssammlungseffizienz	115
9.2.1	Ladung als Funktion der Hochspannung	115
9.2.2	Ergebnisse der Messungen	116
9.2.3	Zeitabhängigkeit der Signalabnahme	126
9.3	Konsistenz der gemessenen Daten	130
9.3.1	Vergleich der Ladungen, die mit niedriger und hoher Verstärkung unter Beschränkung auf 48 geometrische Kanäle gemessen werden .	132
9.4	Im FB2E-Prototypen deponierte Energie	132
9.5	Korrekturen aufgrund des unterschiedlichen geometrischen Aufbaus des FB2E-Prototypen und des idealen FB2E-Moduls	133
9.5.1	Korrektur aufgrund der Dicken der Flüssigargonschichten	133
9.5.2	Korrektur aufgrund der Dicken der Bleikerne	135
9.6	Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls	135
10	Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal	139
10.1	Bestimmung der Energieauflösung	142
	Zusammenfassung	147
	Literaturverzeichnis	150
	Danksagung	154

Kapitel 1

Einleitung

Manches ist dem Menschen zugänglich, manches nicht; einiges erreichbar auf diese, anderes auf jene Weise.

J.W. v. Goethe

1.1 Bausteine der Materie

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik besteht in der Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen. Nach heutigem Verständnis, welches sich wesentlich auf die Experimente an Beschleunigern gründet, sind alle in der Natur vorkommenden Teilchen¹ aus den in der Tabelle 1.1 aufgeführten Bausteinen bzw. deren ladungskonjugierten Partnern zusammengesetzt. Diese Bausteine sind Fermionen mit einem Spin $\frac{1}{2}$ und können im Rahmen der bisher erreichten räumlichen Auflösung von 10^{-17} cm als punktförmig und somit elementar angesehen werden. Die Einteilung der Bausteine in Leptonen und Quarks beruht auf den Wechselwirkungen (siehe Abschnitt 1.2) an denen diese teilnehmen. (Die verschiedenen Sorten von Leptonen und Quarks werden auch als deren Flavour bezeichnet.) Das Hauptunterscheidungsmerkmal zwischen den einzelnen Familien sind die Massen der Bausteine. Hingegen nehmen die entsprechenden Mitglieder zweier Familien in gleicher Weise an den verschiedenen Wechselwirkungen teil. Bisher konnte das ν_τ nur indirekt nachgewiesen werden, während das t -Quark noch nicht entdeckt wurde.

Die erste Familie enthält die leichtesten Quarks (u, d) und das leichteste geladene Lepton (e^-). Das Elektron-Neutrino (ν_e) ist, sofern nicht alle Neutrinos masselos sind, vermutlich das leichteste Neutrino. Die gesamte stabile Materie besteht im wesentlichen aus den Mitgliedern der ersten Familie. Die Mitglieder der zweiten und dritten Familie

¹Soweit nicht anders erwähnt, gelten alle Ausführungen über Teilchen sinngemäß auch für deren Antiteilchen.

	Familie			Ladung
	1	2	3	[e]
Quark	<i>u</i>	<i>c</i>	<i>t</i>	+2/3
	<i>d</i>	<i>s</i>	<i>b</i>	-1/3
Lepton	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e^-	μ^-	τ^-	-1

Tabelle 1.1: Klassifizierung der Bausteine der Materie.

haben nur kurze Lebensdauern und werden z.B. in der kosmischen Höhenstrahlung beobachtet oder müssen in den Laboratorien der Elementarteilchenphysik erzeugt werden.

1.2 Wechselwirkungen der Bausteine

Bisher sind vier Arten von Wechselwirkungen bekannt. Diese sind, mit zunehmender Stärke, die Gravitationswechselwirkung, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sowie die starke Wechselwirkung. Die Gravitationswechselwirkung spielt in den Prozessen, die heutzutage in der Elementarteilchenphysik experimentell untersucht werden können, keine Rolle. Diese Wechselwirkung entzieht sich bisher auch noch einer gemeinsamen Sichtweise, welche schon für die drei anderen Wechselwirkungen im Rahmen des Standardmodells gefunden worden ist [1, 2].

Im Standardmodell werden die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung durch lokale Eichtheorien beschrieben. Diese Theorien beruhen darauf, daß nicht die absolute sondern nur die relative Phase einer Wellenfunktion meßbar ist. Deshalb wird gefordert, daß die Lagrangefunktion eines Systems von Teilchen invariant unter lokalen Eichtransformationen bleibt. Hieraus ergibt sich dann die Struktur der Wechselwirkung zwischen den Teilchen.

Es zeigt sich, daß die Wechselwirkung zweier Teilchen durch den Austausch eines Mittlerteilchens, Eichboson genannt, vermittelt wird. Im allgemeinen liefern die Eichtheorien zunächst masselose Eichbosonen und Wechselwirkungen mit unendlicher Reichweite. Durch die Einführung einer spontanen Symmetriebrechung kann den Eichbosonen jedoch Masse verliehen werden, so daß die zugehörige Wechselwirkung eine endliche Reichweite erhält. Die Eichbosonen der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung sind im Standardmodell Bosonen mit einem Spin 1. Im einzelnen gilt für diese Wechselwirkungen folgendes:

elektromagnetische Wechselwirkung: Alle elektrisch geladenen Teilchen nehmen an dieser Wechselwirkung teil. Sie ist z.B. für die Bildung von Atomen und Molekülen verantwortlich. Die zugehörige Eichtheorie ist die Quantenelektrodynamik (QED). Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das elektrisch neutrale und masselose Photon (γ). Die elektromagnetische Wechselwirkung besitzt eine unendliche Reichweite.

Die Quantenelektrodynamik ist die am weitaus besten studierte und getestete Eichtheorie. Ihre Vorhersagen stimmen sehr genau mit den Ergebnissen von Messungen überein.

schwache Wechselwirkung: Alle Teilchen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil. Diese ist für die Zerfälle der Teilchen verantwortlich. Die schwache Wechselwirkung wird durch die Quantenflavourdynamik (QFD) beschrieben.

Die Quantenflavourdynamik fordert die Existenz von drei massiven Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 , welche schließlich experimentell nachgewiesen werden konnten [3]. Die Reichweite der schwachen Wechselwirkung beträgt ungefähr 10^{-18} m. Die schwache Wechselwirkung wird durch nicht-abelsche Eichtransformationen beschrieben. Das bedeutet, daß die Eichbosonen untereinander koppeln und somit auch selbst an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen.

Die schwache Wechselwirkung unterscheidet sich von den anderen Wechselwirkungen besonders dadurch, daß sie weder invariant unter der Paritätsoperation und der Ladungskonjugation noch dem Produkt dieser beiden Symmetrieoperationen ist. Das zeigt sich daran, daß nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen.

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung lassen sich formal zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammenfassen.

starke Wechselwirkung: An der starken Wechselwirkung nehmen nur Quarks teil. Diese bilden unter deren Einfluß das Spektrum von Hadronen, die heutzutage an Teilchenbeschleunigern erzeugt werden können. Es konnte gezeigt werden, daß den Quarks zusätzlich zu den Quantenzahlen der Leptonen noch eine weitere Quantenzahl, welche als Farbe bezeichnet wird, zugeordnet werden muß. Diese Quantenzahl kann drei diskrete Werte annehmen.

Die Eichtheorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Die Farbquantenzahl der Quarks ist für das Auftreten von acht Eichbosonen verantwortlich, welche jeweils eine Farbe und eine Antifarbe tragen. Die Eichbosonen, Gluonen (g) genannt, ändern zwar die Farbe eines Quarks nicht aber dessen Flavour.

Auch die starke Wechselwirkung wird durch nicht-abelsche Eichtransformationen beschrieben. Die Gluonen koppeln aber derart aneinander, daß die Reichweite der starken Wechselwirkung endlich ist, obwohl die Gluonen masselos sind. Das führt dazu, daß keine freien Quarks beobachtet werden können. Dieses wird als Confinement bezeichnet. Ein Maß für die Reichweite der starken Wechselwirkung ist durch den Radius des Protons gegeben, welcher etwa ein Fermi beträgt.

Neben der Reichweite einer Wechselwirkung ist auch deren Stärke von Bedeutung, welche durch die Kopplungskonstante der Wechselwirkung gegeben ist. Die Kopplungskonstante ist jedoch keine feste Größe, sondern hängt von der räumlichen Auflösung ab, mit der z.B. ein Elektron oder ein Quark betrachtet wird. Aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation kann sich ein Elektron mit einer Wolke aus virtuellen Elektron-Positron-Paaren und ein Quark sich mit Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren umkleiden. Der Einfluß, der sich hieraus für die Stärke der effektiven Kopplungskonstanten ergibt, entspricht bei der elektromagnetischen Wechselwirkung der naiven Erwartung: Durch die virtuellen Elektron-Positron-Paare ergibt sich eine Polarisation des Vakuums um eine elektrische Ladung und somit eine Abschirmung dieser Ladung. Hieraus folgt eine Zunahme der effektiven Kopplungskonstanten bei einer Annäherung an das Elektron. Die nicht-abelsche

Struktur der starken Wechselwirkung führt hingegen zu einer Abnahme der effektiven Kopplungskonstanten bei einer Annäherung an ein Quark. Dieser letztgenannte Effekt wird auch als asymptotische Freiheit bezeichnet.

1.3 Offene Fragen

Obwohl das Standardmodell sehr erfolgreich in der Beschreibung der Wechselwirkungen der Elementarteilchen ist, gibt es Fragen, die bisher nicht geklärt werden konnten. Hierzu zählen z.B.:

- Existiert das t -Quark?
- Existiert das Higgs-Teilchen, welches im Standardmodell notwendig ist, um den Elementarteilchen Masse zu verleihen?
- Sind die Neutrinos masselos?
- Warum gibt es drei Familien von Elementarteilchen?
- Wie sieht die Struktur des Protons bei weiterer Vergrößerung der Auflösung aus?
- Gibt es einen Zusammenhang zwischen den verschiedenen Arten von Wechselwirkungen und deren Kopplungskonstanten?

Eine Antwort auf diese Fragen ist nur durch weitere experimentelle Untersuchungen zu erreichen. Die Experimente H1 und ZEUS, die im Jahre 1992 an der **Hadron Elektron Ring Anlage** HERA am **Deutschen Elektronen Synchrotron** DESY in Hamburg gestartet wurden, sollen hierzu einen Beitrag leisten. Bei HERA handelt es sich um einen Speicherring, in dem frontale Kollisionen von Elektronen eines Impulses von 30 GeV/c mit Protonen eines Impulses von bis zu 820 GeV/c erzeugt werden. Im Vergleich mit vorhergehenden Lepton-Nukleon Streuexperimenten, bei denen das Nukleon im Laborsystem ruhte, kann die Struktur des Protons nun mit einer um den Faktor 10 größeren Auflösung untersucht werden, d.h. bis zu Abständen von 10^{-18} m.

Weiterhin kann überprüft werden, ob das Standardmodell auch in diesem erweiterten kinematischen Bereich die Messungen richtig beschreibt, oder ob Abweichungen auftreten, die auf neue physikalische Effekte hinweisen.

Aufgrund der Schwerpunktenenergie von 314 GeV besitzt HERA auch ein Potential für die Erzeugung neuer Teilchen. So könnten z.B. die in theoretischen Szenarien postulierten Leptoquarks erzeugt werden.

1.4 Ziel der vorliegenden Arbeit

Die anspruchsvollen Fragestellungen, die von der Elementarteilchenphysik bearbeitet werden, stellen hohe Anforderungen an die Qualität der Detektoren, mit denen die erforderlichen Experimente durchgeführt werden. Die vorliegende Arbeit steht in Zusammenhang mit dem H1-Detektor, welcher zur Untersuchung der Elektron-Proton-Wechselwirkungen

bei HERA eingesetzt wird. Dieser Detektor besitzt ein Flüssigargonkalorimeter als zentrale Komponente. Das Kalorimeter besteht aus einer Vielzahl verschiedenartiger Moduln, von denen ein wesentlicher Teil, und zwar die Moduln der Kalorimeterringe FB2E und BBE, an der Universität Dortmund entwickelt und gebaut worden ist.

Die in Dortmund gebauten Moduln gehören zur elektromagnetischen Komponente des Kalorimeters, d.h. sie messen die Energien und Orte elektromagnetischer Schauer, welche von Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst werden. In der vorliegenden Arbeit wird ein Verfahren zur Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen Moduls des FB2E-Kalorimeterringes im H1-Detektor dargestellt. Bei dieser Konstanten handelt es sich um die für den Betrieb eines Moduls charakteristische Größe, welche das Verhältnis aus der im Modul deponierten Energie und der im Flüssigargon erzeugten meßbaren Ladung angibt. Das ideale Modul ist z.B. frei von herstellungsbedingten Inhomogenitäten oder etwa der Verunreinigung des Flüssigargons. Die elektromagnetische Kalibrationskonstante der realen Moduln im H1-Detektor kann dann aus dem Vergleich des Aufbaus der realen Moduln mit demjenigen des idealen Moduls bestimmt werden.

Das Verfahren zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten beruht auf der Kombination von Messungen an einem Prototypen der Moduln und von Simulationsrechnungen. Bei den dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen trafen Elektronen mit Impulsen zwischen 3.7 GeV/c und 80 GeV/c auf den FB2E-Prototypen auf. Die Simulationsrechnungen sind erforderlich, um von den experimentellen Bedingungen der Messungen mit dem Prototypen auf die Bedingungen des idealen Moduls im H1-Detektor zu extrapolieren.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut:

- Eine Beschreibung der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung schließt sich als Beispiel für die physikalischen Prozesse, die mit dem H1-Detektor untersucht werden können, an diese Einleitung an. Es wird gezeigt, welche charakteristischen kinematischen Variablen aus den Messungen rekonstruiert werden müssen.

Aus einer Untersuchung der Auswirkungen von Fehlern in der Energiemessung der Reaktionsprodukte wird eine Forderung bezüglich der Genauigkeit abgeleitet, mit der die Energie eines elektromagnetischen Schauers gemessen werden sollte.

- Es folgen eine kurze Beschreibung des H1-Detektors und eine Darstellung der Funktionsweise eines Kalorimeters.
- Eine genaue Kenntnis des geometrischen Aufbaus jedes Moduls ist für die Bestimmung der Kalibrationskonstanten erforderlich. Zunächst wird der Aufbau eines idealen Moduls unter Berücksichtigung spezieller konstruktiver Charakteristika zur Verbesserung der räumlichen Homogenität beschrieben.

Danach werden die Ergebnisse von Vermessungen der realen Moduln dargestellt. Diese zeigen, daß die realen Moduln herstellungsbedingt Variationen in ihrem Aufbau aufweisen, die bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten nicht vernachlässigt werden dürfen.

- Der Testaufbau, an denen die Messungen mit dem FB2E-Prototypen durchgeführt wurden, wird vorgestellt. Hierzu gehören sowohl der mechanische Aufbau, als auch

eine Beschreibung der Strahlführung.

Die Beschreibung der elektronischen Auslese umfaßt die Korrekturen, die zur Verbesserung der Signale durchgeführt werden können.

- An die Beschreibung des Testaufbaus schließt sich eine Beschreibung des Simulationsprogrammes an, welches zur Simulation der Messungen mit dem FB2E-Prototypen benutzt wurde. Es wird gezeigt, wie aus den Ergebnissen des Simulationsprogrammes mittels eines Rekonstruktionsprogrammes ein Signal berechnet werden kann, welches mit der gemessenen Ladung vergleichbar ist.
- Als nächstes folgt eine Analyse der Messungen, die zur Überprüfung der räumlichen Homogenität des FB2E-Prototypen durchgeführt wurden. Es wird gezeigt, in wie weit die Funktionsweise der oben angesprochenen konstruktiven Charakteristika zur Verbesserung der räumlichen Homogenität der Erwartung entspricht.

Zusätzlich wird der Einfluß der elektronischen Auslese auf die Ortsabhängigkeit der Signale von Elektronen im FB2E-Prototypen untersucht. Es wird ebenfalls gezeigt, in wie weit aus der Vermessung eines Moduls abgeleitete Korrekturfaktoren die Homogenität der Signale verbessern können.

- Nun folgt die Bestimmung der Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls im H1-Detektor aus der Kombination der Messungen mit den zugehörigen Simulationsrechnungen.
- Als nächstes wird der Einfluß der Rauschunterdrückung auf die Signale von Elektronen im FB2E-Prototypen diskutiert. Es wird gezeigt, daß dieser Einfluß durch eine realistische Berücksichtigung des elektronischen Rauschen bei der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse nachvollzogen und somit korrigiert werden kann. In diesem Zusammenhang werden auch die Energieauflösungen verglichen, die aus den Messungen bzw. den Simulationsrechnungen bestimmt wurden.
- Schließlich folgt eine Zusammenfassung der Resultate.

Kapitel 2

Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung von Leptonen am Nukleon hat bisher entscheidende Beiträge zur Aufklärung der Struktur des Nukleons geleistet. So konnte die Größe des Protons mitte der Fünfziger Jahre erstmals aus der Streuung mit Elektronen bestimmt werden [4]. Ende der Sechziger Jahre wiesen die Streuexperimente auf eine körnige Struktur des Protons hin [5], welche durch die Streuung von Myonen und Neutrinos am Proton weiter aufgeklärt wurde [6]. Das Verständnis von der Struktur des Protons wurde zunächst im Quark-Parton-Modell formuliert. In diesem Modell wird die Streuung eines Leptons am Nukleon durch die inkohärente Überlagerung von Streuprozessen an den hypothetischen Konstituenten des Nukleons, den punktförmigen Partonen, beschrieben. Dieses Bild kommt der heutigen Kenntnis vom Aufbau des Nukleons aus Quarks, Antiquarks und Gluonen also schon sehr nahe.

2.1 Kinematik der tief-inelastischen Streuung

Bei der tief-inelastischen Streuung eines Elektrons an einem Proton ist der Impulsübertrag vom Elektron auf ein Quark im Proton so groß, daß letzteres aus dem Proton herausgeschlagen wird. Der Endzustand dieses Streuprozesses ist durch das Auftreten mindestens zweier Teilchenbündel, Jets genannt, charakterisiert. Der Current-Jet und der Target-Jet entstehen aus dem herausgeschlagenen Quark bzw. dem Rest des Protons, wenn unter dem Einfluß der starken Wechselwirkung farbneutrale hadronische Teilchen gebildet werden. Da eine starke Korrelation zwischen den Jets und den primären Quarks besteht, kann aus dem hadronischen Endzustand auf die Quarks zurückgeschlossen werden.

Je nachdem, ob bei der tief-inelastischen Streuung ein γ, Z^0 bzw. ein W^\pm ausgetauscht wird, spricht man von einem neutralen bzw. geladenen Strom. Die tief-inelastische Streuung hat drei kinematische Freiheitsgrade. Bezeichnen p_e und p_l die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons und des auslaufenden Leptons und P denjenigen des Protons, so können als unabhängige Variablen die Größen Q^2 , x und y gewählt werden:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_l)^2 \simeq 4E_e E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2}, \quad (2.1)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \simeq \frac{E_e E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_p (E_e - E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2})}, \quad (2.2)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e} \simeq \frac{E_e - E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_e}. \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet E_e die Energie des Elektrons und E_l sowie θ_l die Energie und den Streuwinkel¹ des auslaufenden Leptons im Laborsystem. Die Größe Q^2 gibt die Auflösung an, mit der die räumliche Struktur des Protons untersucht wird. Die Größe x mit $0 \leq x \leq 1$ gibt im Quark-Parton-Modell den Bruchteil des Impulses an, welchen das aus dem Proton gestreute Quark vom Proton trägt. Die Größe y mit $0 \leq y \leq 1$ gibt im Ruhssystem des Protons den Bruchteil vom maximalen Energieübertrag an, welcher auf das Proton übertragen wird. Die auftretenden \simeq -Zeichen zeigen hier und im folgenden, daß die Massen des Elektrons, des Protons sowie des gestreuten Leptons vernachlässigt werden können.

Zwischen den genannten kinematischen Variablen besteht der folgende Zusammenhang:

$$Q^2 = xys.$$

Hierbei gibt

$$s = (p_e + P)^2 \simeq 4E_e E_p$$

das Quadrat der Energie im Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen an. Diese Energie steht für die Erzeugung von Teilchen im Endzustand zur Verfügung.

2.2 Wirkungsquerschnitte des neutralen und geladenen Stromes

Die bei einem Streuexperiment direkt meßbare Größe ist der Wirkungsquerschnitt σ_i für eine bestimmte Reaktion i . Dieser verknüpft die Anzahl N von Reaktionen pro Zeiteinheit mit der Luminosität \mathcal{L} der kollidierenden Teilchen:

$$N = \mathcal{L}\sigma_i.$$

Detailliertere Informationen über die untersuchte Reaktion erhält man aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt, bei dem die untersuchte Reaktion in Abhängigkeit charakteristischer kinematischer Variablen, z.B. von x und Q^2 , untersucht wird.

Die folgenden Darstellungen orientieren sich im wesentlichen an den Ausführungen in [7, 8] und den darin angegebenen Referenzen.

2.2.1 Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes (NC für Neutral Current) kann folgendermaßen für die Streuung von e^\pm am Proton dargestellt werden:

$$\frac{d\sigma_{NC}(e^\pm)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm (y - \frac{y^2}{2}) x F_3(x, Q^2) \right],$$

¹Dieser Winkel wird relativ zur Flugrichtung des Protons gemessen

wobei α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante ist. Die auftretenden Funktionen F_1 , F_2 und F_3 werden als Strukturfunktionen bezeichnet, da diese die Information über den Aufbau des Protons beinhalten. Im größten Teil des bei HERA zugänglichen kinematischen Bereiches kann F_1 durch die Callan-Gross-Beziehung eliminiert werden:

$$2xF_1 \simeq F_2.$$

Die Strukturfunktionen F_2 und F_3 enthalten im Quark-Parton-Modell die von der Auflösung Q^2 abhängigen Wahrscheinlichkeitsdichten $q_f(x, Q^2)$ und $\bar{q}_f(x, Q^2)$ für das Auftreten eines Quarks bzw. Antiquarks im Proton, welches einen Bruchteil x vom Impuls des Protons trägt:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f A_f(Q^2) [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)]$$

und

$$xF_3(x, Q^2) = \sum_f B_f(Q^2) [xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)].$$

Die Summe läuft über alle Quarkflavours f . Die Koeffizienten A_f und B_f enthalten die Vektor- und Axialvektorkopplungen v_f, a_f der Quarks bzw. v_e, a_e des Elektrons an das Z^0 -Boson:

$$\begin{aligned} A_f(Q^2) &= e_f^2 - 2e_f v_e v_f P_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \\ B_f(Q^2) &= -2e_f a_e a_f P_Z + 4v_e v_f a_e a_f P_Z^2. \end{aligned}$$

Im einzelnen gilt

$$v_f = \frac{T_{3f} - 2e_f \sin^2 \theta_W}{\sin 2\theta_W}, \quad a_f = \frac{T_{3f}}{\sin 2\theta_W},$$

wobei T_{3f} die dritte Komponente des schwachen Isospins eines Quarks der Flavour f und θ_W den Weinberg'schen Mischungswinkel bezeichnet. Die Kopplungen v_e und a_e des Elektrons an das Z^0 -Boson folgen in entsprechender Weise aus den beiden vorherigen Beziehungen. Die Stärke der Kopplung der Quarks an das Photon des neutralen Stromes ist durch die Ladung e_f des Quarks gegeben.

$$\dot{P}_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}$$

gibt das Verhältnis der Propagatoren des Photons und des Z^0 -Bosons an. Als Propagator bezeichnet man den Term, der den Austausch eines Eichbosons zwischen zwei wechselwirkenden Teilchen ausdrückt. M_Z bezeichnet die Masse des Z^0 -Bosons.

Die Abbildung 2.1 zeigt die relativen Beiträge des reinen Photonenaustausches (γ), des reinen Z^0 -Austausches und der γ/Z^0 -Interferenz zum Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes. Man sieht, daß die Kinematik bei HERA auch den Bereich erschließt, in dem der reine Z^0 -Austausch den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes dominiert.

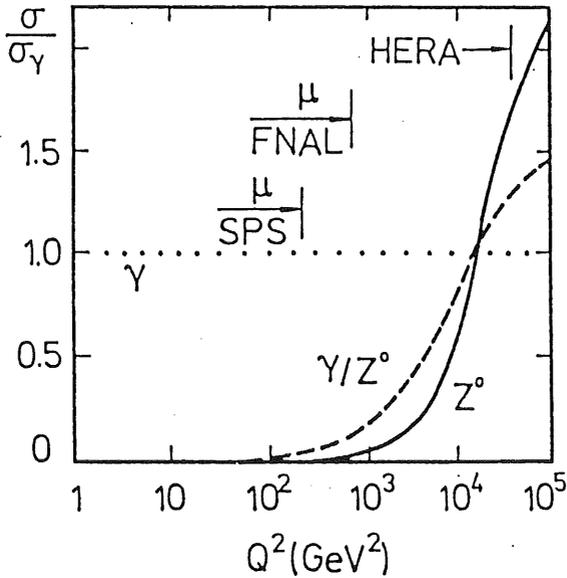


Abbildung 2.1: Relative Beiträge des reinen Photonenaustausches (γ), des reinen Z^0 -Austausches und der γ/Z^0 -Interferenz zum Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes als Funktion von Q^2 [8]. Die einzelnen Beiträge sind auf den Beitrag des reinen Photonenaustausches normiert.

2.2.2 Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes (CC für Charged Current) hat für die Streuung eines Elektrons an einem Proton die folgende Gestalt:

$$\frac{d\sigma_{CC}(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W(Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} [|V_{u,d_j}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u,d}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2)].$$

Die Größen V_{u,d_j} bezeichnen die Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix, welche die Stärke angeben, mit denen die Quarks verschiedener Flavour an den geladenen Strom koppeln. Die Indizes i, j numerieren die drei Familien von Quarks. Die u_i bezeichnen dabei die Quarks u, c und t und die d_i die Quarks d, s sowie b .

2.3 Einfluß der starken Wechselwirkung

Die Wirkungsquerschnitte für die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung werden sowohl von der elektroschwachen Wechselwirkung als auch von der starken Wechselwirkung bestimmt. Der Einfluß der elektroschwachen Wechselwirkung zeigt sich in den Propagatoren der Eichbosonen und den Kopplungen der Quarks an diese Eichbosonen. Die Wahrscheinlichkeitsdichten für die verschiedenen Flavours von Quarks im Proton sind jedoch durch die starke Wechselwirkung festgelegt.

Diese Wahrscheinlichkeitsdichten hängen von der räumlichen Auflösung Q^2 ab, mit der das Proton untersucht wird. Die Art der Abhängigkeit wird im Rahmen der QCD in Form der Altarelli-Parisi-Gleichungen beschrieben [9] und beruht primär auf der Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung von der räumlichen Auflösung:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}.$$

Bei der Größe Λ handelt es sich um den Parameter, der die Stärke der starken Wechselwirkung festlegt. n_f ist die Anzahl der Flavours, die in Abhängigkeit von den gegebenen kinematischen Bedingungen zu berücksichtigen ist. Der erweiterte kinematische Bereich von HERA kann auch dazu benutzt werden, die logarithmische Abhängigkeit der Größe dieser Kopplungskonstanten zu messen.

Bei HERA wird es erstmals möglich sein, den kinematischen Bereich bei sehr kleinem x , also $x < 0.01$, für solche Werte von Q^2 zu untersuchen, bei denen Störungsrechnung betrieben werden kann. In diesem Bereich wird erwartet, daß neue Effekte zu Abweichungen von Vorhersagen der QCD führen: mit wachsender räumlicher Auflösung steigt die Anzahl von Quarks im Proton an, während der Anteil x , den ein einzelnes Quark am Impuls des Protons hat, abnimmt. Deshalb sind die Wellenlängen der Quarks schließlich so groß, daß die Wellen der Quarks überlappen und die Quarks nicht mehr als frei angesehen werden dürfen. Die Abbildung 2.2 zeigt die großen Diskrepanzen, die sich z.B. bei der Extrapolation der Strukturfunktion F_2 in den Bereich sehr kleiner Werte von x ergeben. Es wird erwartet, daß die Messungen bei HERA zu einem besseren Verständnis der Struktur des Protons in diesem Bereich führen.

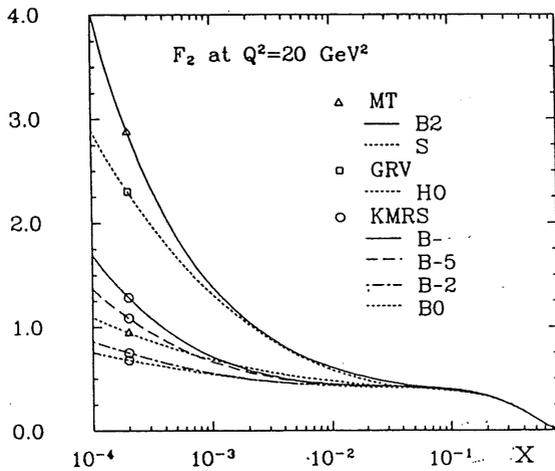


Abbildung 2.2: Extrapolation der Strukturfunktion F_2 zu niedrigen Werten von x für verschiedene Parametrisierungen [10].

2.4 Experimentelle Anforderungen zur Untersuchung der Struktur des Protons

Die Messung der kinematischen Variablen x und Q^2 bildet die Grundlage für die Analyse der Elektron-Proton-Streuprozesse. In diesem Abschnitt werden die Faktoren beschrieben, welche die Genauigkeit der Messung dieser Variablen beschränken. Die Betrachtungen werden dabei in Hinblick auf die Untersuchung von Ereignissen mit dem H1-Detektor durchgeführt [11].

2.4.1 Ereignisse mit neutralem Strom

Wird die Elektron-Proton-Streuung durch einen neutralen Strom vermittelt, so können x und Q^2 alleine aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons bestimmt werden (vgl. Gl. (2.2, 2.1)). Aufgrund des Strahlrohres muß das Elektron aber mindestens um 5° und maximal um 175° abgelenkt werden, um in den H1-Detektor zu gelangen. Der unteren Schranke für den Ablenkwinkel entspricht ein minimaler Wert $Q_{\min}^2 \approx 2GeV^2$.

Aus den Gleichungen (2.1, 2.2) kann der Einfluß berechnet werden, den die Fehler δE_l und $\delta\theta_l$ der Messung der Energie und des Winkels² des gestreuten Elektrons auf die Fehler von Q^2 und x haben:

$$\begin{aligned}\frac{\delta Q^2}{Q^2} &= \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \tan\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \cdot \delta\theta_l \\ \frac{\delta x}{x} &= \frac{1}{y} \cdot \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \tan\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \left[x \frac{E_p}{E_e} - 1\right] \cdot \delta\theta_l.\end{aligned}$$

Aus den obigen Beziehungen ergibt sich folgendes:

- Der Fehler von Q^2 wird bei kleinen Streuwinkeln des Elektrons durch den winkelabhängigen Term dominiert. Bei einem realistischen Fehler von $\delta\theta_l = 0.001\text{mrad}$ liegt der Beitrag dieses Terms für Streuwinkel oberhalb von 12° unterhalb von einem Prozent. Hier wird also der Beitrag aufgrund des Fehlers der Energiemessung entscheidend.
- Auch der Fehler von x wird bei kleinem Streuwinkel von dem Fehler der Winkelmessung dominiert. Für kleine y erhält jedoch der Beitrag aufgrund des Fehlers der Energiemessung einen ungünstigen Multiplikator, so daß x für $y < 0.1$ nicht mehr genügend genau meßbar ist.

Ein weiterer wesentlicher Faktor für die Beurteilung des Einflusses von experimentellen Unsicherheiten sind die Auflösungen, mit denen die Energie und der Winkel eines Teilchens gemessen werden. Die Auflösungen führen dazu, daß ein Teil der Ereignisse aus einem bestimmten (x, Q^2) -Intervall tatsächlich einem anderen (x, Q^2) -Intervall zugeordnet wird. Um diesen Einfluß bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten korrigieren zu können, muß die Akzeptanzfunktion

$$A(x, Q^2) = \frac{N_m(x, Q^2)}{N_t(x, Q^2)}$$

²Hier sei noch einmal bemerkt, daß dieser Winkel relativ zur Flugrichtung des Protons gemessen wird.

bekannt sein, die aus der gemessenen Anzahl (N_m) und der tatsächlichen Anzahl (N_t) von Ereignissen in einem (x, Q^2) -Intervall berechnet wird. Diese Akzeptanzfunktion hängt neben den Eigenschaften des Detektors auch von der Art der Streuprozesse ab, da letztere festlegen, wie die (x, Q^2) -Ebene mit Ereignissen bevölkert wird.

Die Abbildung 2.3 zeigt diejenigen Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen die Akzeptanzkorrektur weniger als 10 % bzw. weniger als 50 % beträgt. Die Ergebnisse gelten für eine Energieauflösung von $13\%/\sqrt{E}$. Der kinematisch zugängliche Bereich bei HERA ist durch die Geraden bei $y = 1$, $x = 1$ und $Q^2 = s$ beschränkt. Die Linie zu $\theta = 176^\circ$ trennt die Bereiche, in denen das gestreute Elektron innerhalb bzw. außerhalb des Strahlrohres verläuft.

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen diejenigen Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen ein Fehler in der Energiemessung von 1 % bzw. von 2 % oder ein Fehler in der Winkelmessung von 1 mrad die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes um nicht mehr als 10 % verfälscht. Man sieht, daß die größte Einschränkung von dem Fehler der Energiemessung herrührt. Unter der Annahme, daß ein Fehler der Energiemessung von einem Prozent erreichbar ist und daß das auslaufende Elektron bis zu einem Winkel von 176° gemessen werden kann, ergibt sich der folgende nutzbare kinematische Bereich:

$$\begin{aligned} 5 \cdot 10^{-5} < x < 0.6, \\ Q^2 &> 5 \text{ GeV}^2, \\ y &> 0.1. \end{aligned}$$

2.4.2 Ereignisse mit geladenem Strom

Bei Ereignissen mit geladenem Strom können die kinematischen Variablen nicht anhand des auslaufenden Leptons bestimmt werden, da dieses ein Neutrino ist. In diesem Fall muß die gesuchte Information aus den Teilchen des hadronischen Endzustandes bestimmt werden. Hierfür eignet sich die Methode von Jaquet und Blondel [12]. Die Größen x , Q^2 und y können durch die folgenden Größen angenähert werden:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{zi})}{2E_e} \quad (2.4)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}} \quad (2.5)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}} \quad (2.6)$$

Hierbei numeriert i die Teilchen im Endzustand. $(E_i, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})$ gibt den Viererimpuls des i -ten Teilchens an. Die z -Richtung zeigt in die Flugrichtung des Protons.

Man sieht, daß für die Berechnung der kinematischen Variablen keine Zuordnung der Teilchen zum Strom- oder Target-Jet getroffen werden muß.

Bei der Bestimmung der kinematischen Variablen aus dem hadronischen Endzustand führt der Einfluß des Strahlrohres zu Fehlern. Aus der Gleichung (2.4) folgt, daß der Verlust von Teilchen im Strahlrohr ein kleineres y_{JB} ergibt. Der Einfluß des Strahlrohres

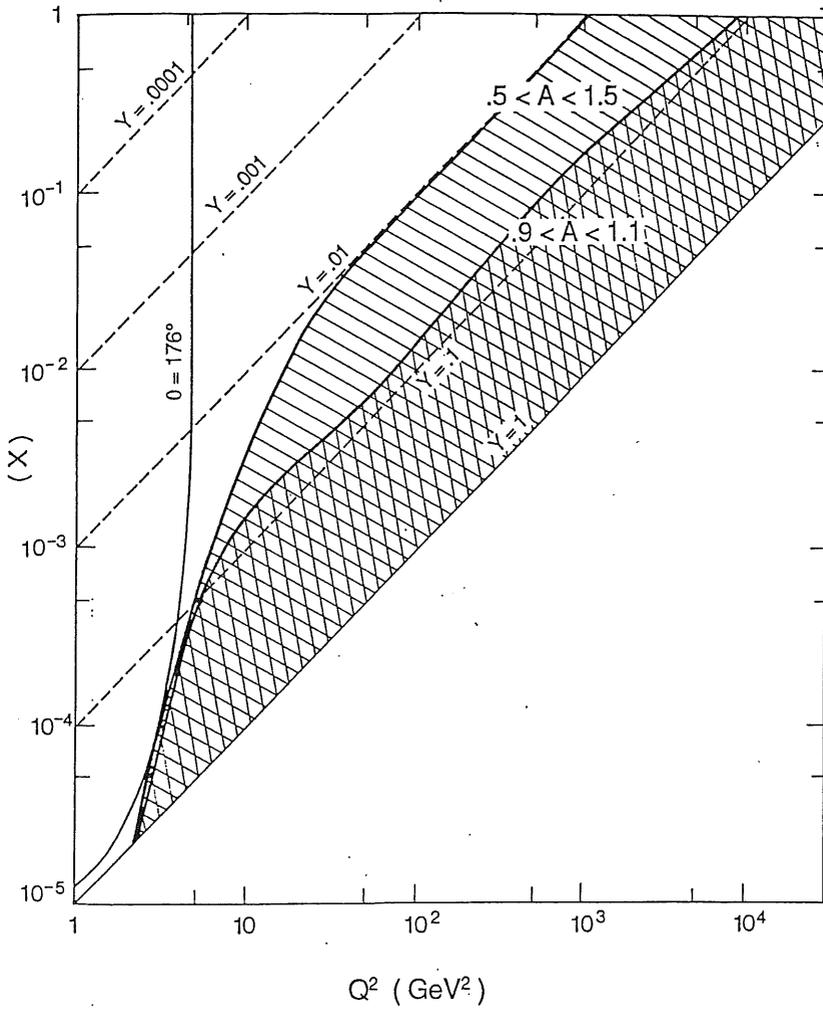


Abbildung 2.3: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen die Akzeptanzkorrektur A für Ereignisse mit neutralem Strom kleiner als 10 % bzw. kleiner als 50 % ist. Die Ergebnisse gelten für eine elektromagnetische Energieauflösung von $13\%/\sqrt{E_l}$ [11].

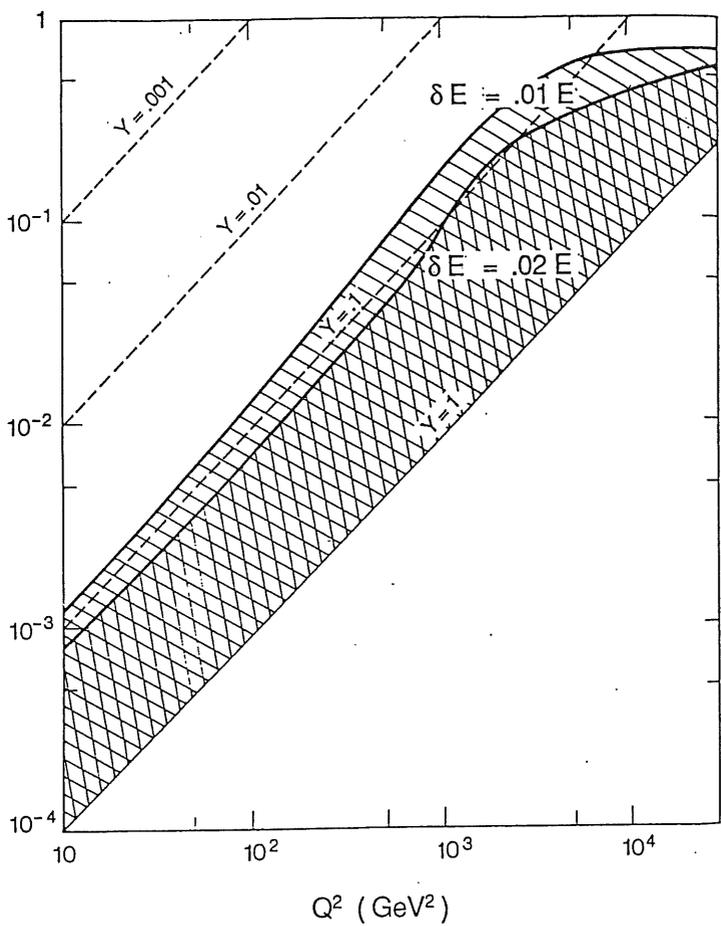


Abbildung 2.4: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen ein Fehler δE von 1 % bzw. von 2 % in der Messung der Energie des gestreuten Elektrons die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes um nicht mehr als 10 % verfälscht [11].

Abbi
Mess
quer

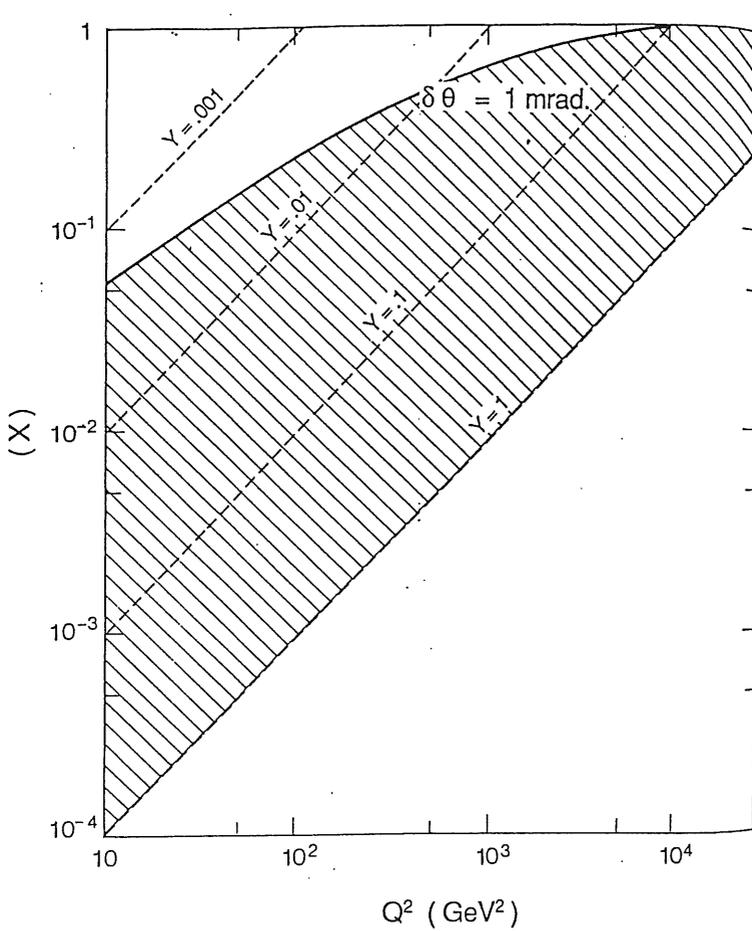


Abbildung 2.5: Bereich der (x, Q^2) -Ebene, in denen ein Fehler $\delta\theta$ von 1 mrad in der Messung des Winkels des gestreuten Elektrons die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes um nicht mehr als 10 % verfälscht [11].

auf Q_{JB}^2 ist allerdings nicht offensichtlich. Die Untersuchungen in [11] zeigen jedoch, daß auch diese Größe im Mittel verringert wird.

Die Untersuchungen zeigen weiter, daß bei Ereignissen mit kleinem x ($0.01 < x < 0.03$) die aus der Jaquet-Blondel Methode rekonstruierten Größen im Mittel gleich den wahren Größen sind. Bei einer realistischen Beschreibung der Detektorauflösung werden die Variablen mit einer Auflösung von ca. 20 % reproduziert. Für große x hingegen ($0.2 < x < 0.5$) führen das Strahlrohr und die Winkelauflösung zu einer Abweichung der rekonstruierten Werte um bis zu 30 % von den tatsächlichen Werten, wenn Ereignisse mit $Q^2 < 1000 \text{ GeV}^2$ betrachtet werden. Hier ist die Anwendung der Jaquet-Blondel Methode erst oberhalb dieser Schwelle sinnvoll.

Die Abbildung 2.6 zeigt denjenigen Bereich der (x, Q^2) -Ebene, in dem die Akzeptanzkorrektur bei Ereignissen mit geladenem Strom kleiner als 20 % ist. Der Berechnung ist eine Energieauflösung für hadronische Teilchen von $100 \text{ } \%/ \sqrt{E} \oplus 2 \text{ } \%$ zugrunde gelegt.

Die Auswirkung eines Fehlers der Energiemessung hadronischer Teilchen läßt sich aus der Abbildung 2.7 erkennen. Dort sind für systematische Fehler von 2 % und 4 % die Bereiche eingezeichnet, innerhalb derer die Messung den differentiellen Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes um nicht mehr als 10 % verfälscht. Diese Bereiche unterscheiden sich deutlich von denjenigen, die sich für die Bestimmung der kinematischen Variablen aus dem auslaufenden Elektron ergeben (vgl. Abb. 2.4). Wird zusätzlich ein Fehler von 3 mrad in der Winkelmessung zugrunde gelegt, so ergibt sich schließlich der folgende Bereich, in dem bei einem Fehler der Energiemessung hadronischer Teilchen von 2 % die Akzeptanzkorrektur kleiner als 20 % ist und der gemessene Wirkungsquerschnitt nicht mehr als 10 % von dem tatsächlichen abweicht:

$$\begin{aligned} 0.01 < x < 0.5, \\ Q^2 > 100 \text{ GeV}^2, \\ y > 0.03. \end{aligned}$$

Hier ist noch die Forderung eines minimalen Transversalimpulses von $10 \text{ GeV}/c$, der für Triggerzwecke benötigt wird, enthalten.

Die Abbildung 2.8 zeigt zusammenfassend die Bereiche, in denen die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Ereignissen mit neutralem bzw. geladenem Strom alleine aus der Messung des Elektrons bzw. alleine aus der Messung des hadronischen Endzustandes genauer als 10 % gemessen werden können. Man sieht, daß für Ereignisse mit neutralem Strom der nutzbare kinematische Bereich durch Berücksichtigung des hadronischen Endzustandes erweitert werden kann. Die Abbildung 2.8 zeigt ebenfalls den kinematischen Bereich, der der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung bisher zugänglich war. Durch HERA wird also ein neuer Bereich erschlossen, welcher keinen Überlapp mit dem alten Bereich besitzt. Aus diesem Grunde können die Ergebnisse der Messungen bei HERA nicht anhand der Ergebnisse der vorhandenen Messungen überprüft werden. Deshalb müssen besonders große Forderungen an die Qualität der bei HERA eingesetzten Detektoren gestellt werden. In Bezug auf die Energiemessung wird deshalb gefordert, daß die Energien elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen mit einem Fehler von 1 % und die Energien von Hadronen mit einem Fehler von 2 % gemessen werden können.

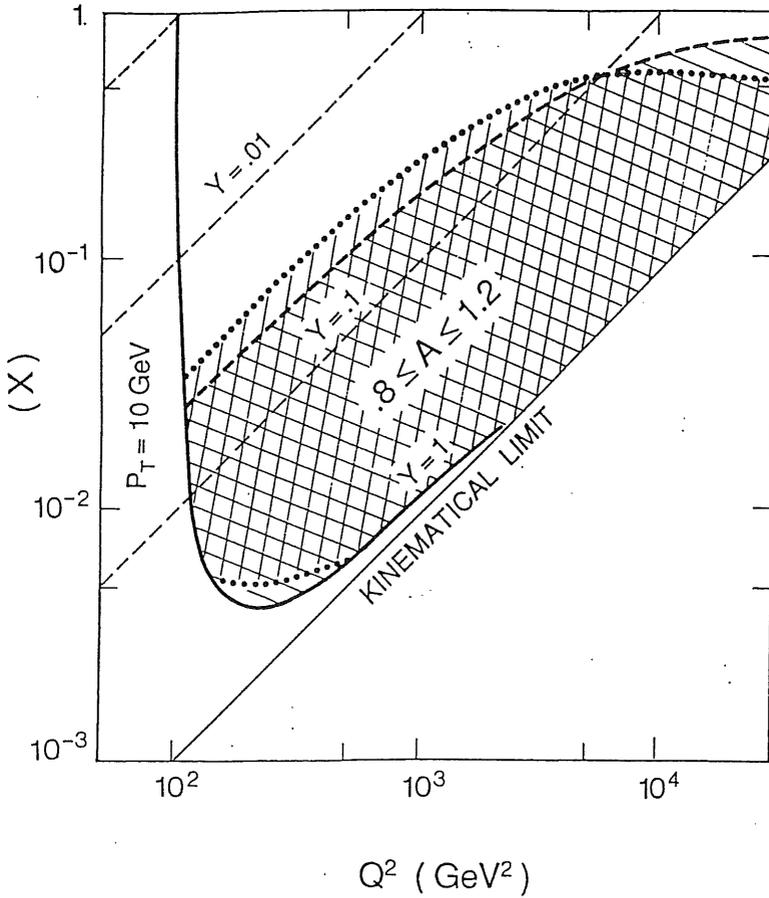


Abbildung 2.6: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen die Akzeptanzkorrektur A für Ereignisse mit geladenem Strom kleiner als 20 % ist. Die Ergebnisse gelten für eine hadronische Energieauflösung von $100\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ [11]. Die gepunktete Linie bezieht sich auf den H1-Detektor, die gestrichelte Linie auf den ebenfalls am HERA Speicherring betriebenen ZEUS-Detektor.

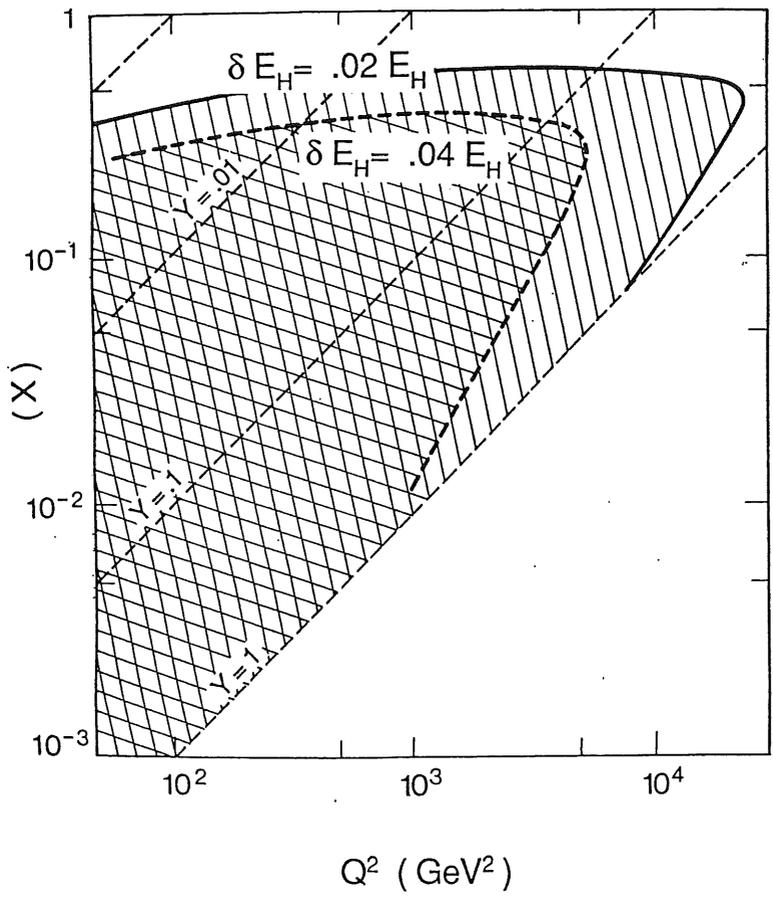


Abbildung 2.7: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen ein Fehler δE von 2 % bzw. von 4 % in der Messung der Energie hadronischer Teilchen die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes um nicht mehr als 10 % verfälscht. [11].

(x)

5

Abb
sch
sch
Der
liche

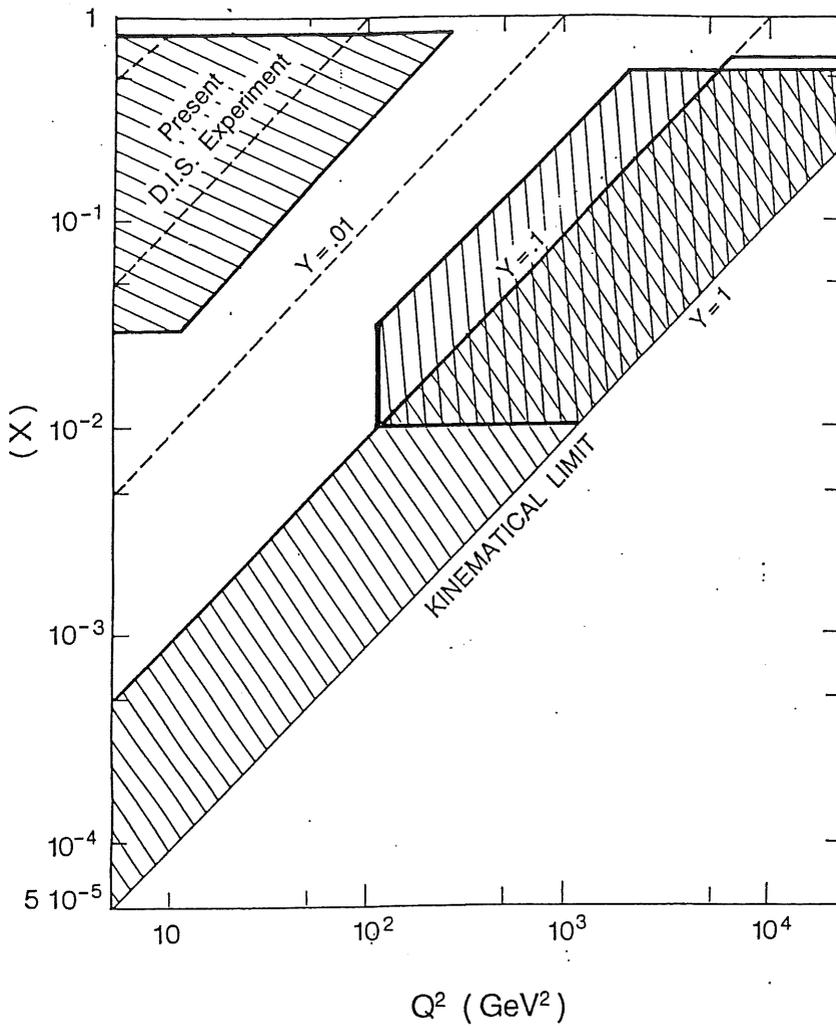


Abbildung 2.8: Bereiche der (x, Q^2) -Ebene, in denen die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Ereignissen mit neutralem (diagonal schraffiert) oder geladenem (vertikal schraffiert) Strom mit einem Fehler unterhalb von 10 % gemessen werden können [11]. Der eingezeichnete Bereich bei $y < 0.01$ stellt den in bisherigen Experimenten zugänglichen kinematischen Bereich dar.

Kapitel 3

Der H1-Detektor

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über den Aufbau des H1-Detektors gegeben, welcher am HERA-Speicherring zur Untersuchung der Streuung von Elektronen an Protonen eingesetzt wird. Die ungleichen Impulse der Elektronen ($p_e = 30 \text{ GeV}/c$) und Protonen ($P = 820 \text{ GeV}/c$) führen zu einer Bündelung der Reaktionsprodukte in die Flugrichtung des Protons. Hieraus resultiert der in der Abbildung 3.1 dargestellte asymmetrische Aufbau des Detektors. Die einzelnen Komponenten des Detektors werden nun bezugnehmend auf die Numerierung in der Abbildung 3.1 erläutert:

- Im Strahlrohr (1) werden die kollidierenden Teilchen auf den Wechselwirkungspunkt geführt.
- Die Spurendetektoren (2, 3), die die Bestimmung der Richtung und des Impulses geladener Teilchen ermöglichen, schließen sich an das Strahlrohr an. Die Spurendetektoren bestehen aus planaren und zentralen Driftkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren zur Teilchenidentifizierung.
- Das Kalorimeter bildet das Herzstück des H1-Detektors. Das Kalorimeter dient der Messung der Energie und Position von Teilchen und kann im Gegensatz zu den Spurendetektoren auch neutrale Teilchen nachweisen.

Das Kalorimeter ist im Vorwärts- und im Radialbereich in Form eines Flüssigargon-Sandwich-Kalorimeters realisiert. Dieser Teil befindet sich deshalb in einem Kryostaten (15). Der elektromagnetische Teil (4) besitzt Blei, der hadronische Teil (5) besitzt Eisen als Absorber. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus des elektromagnetischen Teils erfolgt in Kapitel 5.

Derjenige Teil des Kalorimeters, der im Vorwärtsbereich außerhalb des Kryostaten das Strahlrohr umschließt, wird als Plugkalorimeter (13) bezeichnet. Dieses ist ein Sandwich-Kalorimeter mit Siliziumschichten als aktivem Material und Kupfer als Absorber. Das Plugkalorimeter dient vornehmlich dem Nachweis hadronischer Teilchen.

Der hintere Teil des Kalorimeters (12), ebenfalls außerhalb des Kryostaten, ist ein Sandwich-Kalorimeter mit Szintillator als aktivem Material und Blei als Absorber. Es dient hauptsächlich dem Nachweis elastisch gestreuter Elektronen.

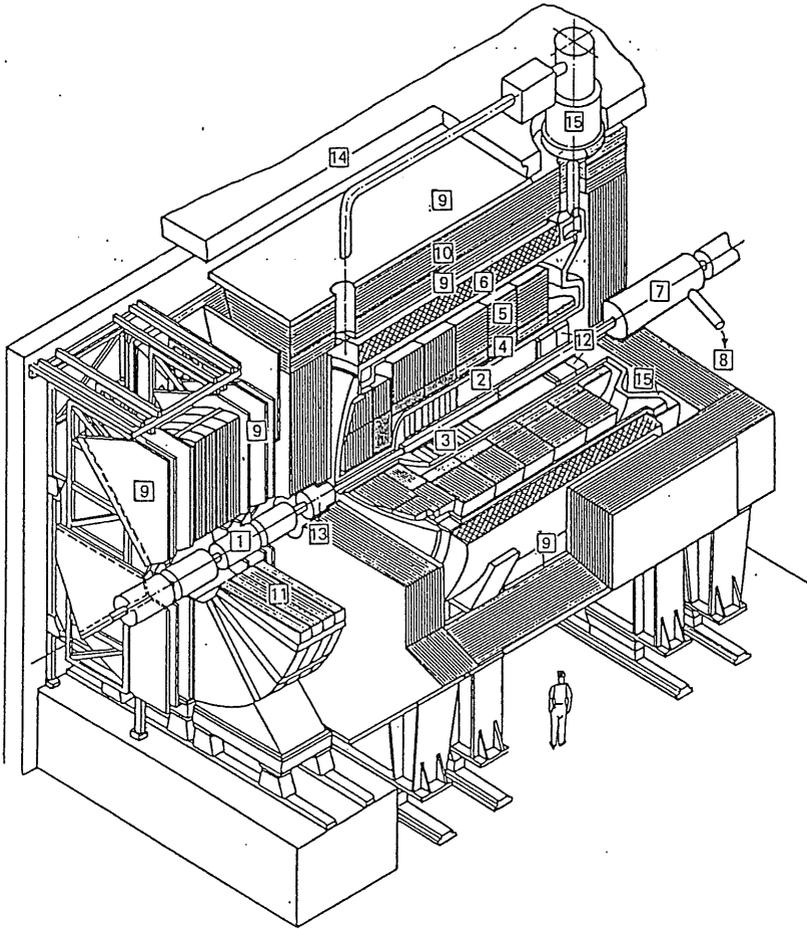


Abbildung 3.1: Perspektivische Sicht des H1-Detektors.

- Die supraleitende Spule (6) umgibt den Kryostaten und erzeugt ein homogenes Magnetfeld von 1.2 Tesla parallel zur Strahlachse. Das Magnetfeld wird zur Impulsmessung geladener Teilchen in den Spurenkammern benötigt.
- Mehrere Lagen von Myonenkammern (9) schließen sich in Radial- und Vorwärtsrichtung an die supraleitende Spule an. Diese Kammern dienen zum Nachweis von Myonen. Sie werden im Vorwärtsbereich durch einen Myon-Toroid-Magneten (11) ergänzt.
- Das Eisenjoch (10) dient der Rückführung des Magnetfeldes. Es ist mit Streamer-Tubes instrumentiert und kann ebenfalls zum Nachweis von Myonen benutzt werden. Eine weitere wichtige Aufgabe dieser Anordnung besteht in der Messung der Energie von Ereignissen, bei denen die Teilchen nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert werden.
- Der Kompensationsmagnet (7) dient der Kompensation des Einflusses, den das Magnetfeld der supraleitenden Spule auf die Strahlführung ausübt.
- Die Helium Kälteanlage (8) sichert die Betriebsbereitschaft des Kryostaten.
- Die Betonabschirmung (14) dient dem Strahlenschutz und umfaßt den gesamten Detektor.

Kapitel 4

Grundlagen der Kalorimetrie

Die wachsende Bedeutung von Kalorimetern in den heutigen Experimenten der Elementarteilchenphysik beruht darauf, daß Teilchen immer höherer Energie nachgewiesen werden müssen. Kalorimeter stellen in diesem Zusammenhang vor allem in den folgenden Punkten die ideale Ergänzung zur Impulsmessung mit Drahtkammern dar:

- Die erforderliche Größe eines Kalorimeters wächst nur logarithmisch mit der Energie der zu untersuchenden Teilchen. Im Vergleich hierzu nimmt die erforderliche Größe einer Drahtkammer bei gegebener Stärke des Magnetfeldes linear mit dem Impuls zu.
- Die relative Energieauflösung eines Kalorimeters nimmt umgekehrt proportional zur Wurzel der Teilchenenergie ab, während die relative Impulsauflösung einer Drahtkammer proportional zum Teilchenimpuls zunimmt.
- Mit einem Kalorimeter können im Gegensatz zur Drahtkammer auch neutrale Teilchen nachgewiesen werden.

Auch der H1-Detektor (siehe Kapitel 3) besitzt als zentrale Komponente ein Kalorimeter, welches in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil unterteilt ist. Im folgenden werden der elektromagnetische und der hadronische Teil auch als elektromagnetisches bzw. hadronisches Kalorimeter bezeichnet.

Ein Kalorimeter besteht im wesentlichen aus einem Block Materie, der hinreichend kompakt ist, so daß ein eindringendes Teilchen seine Energie möglichst vollständig in diesem Block deponiert. Die Unterscheidung in elektromagnetische und hadronische Kalorimeter ist durch die verschiedenen Arten von Wechselwirkungen (elektromagnetisch und hadronisch) begründet, aufgrund derer Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie verlieren. Im Hinblick auf das Ziel der vorliegenden Arbeit, welches in der Energiekalibration einer Komponente des elektromagnetischen Teiles des Kalorimeters im H1-Detektor besteht, wird in diesem Kapitel die Funktionsweise eines elektromagnetischen Kalorimeters detaillierter beschrieben. Bezüglich der Funktionsweise eines hadronischen Kalorimeters sei auf [15] verwiesen.

Ein elektromagnetisches Kalorimeter dient der Messung der Energie und Position von Elektronen, Positronen und Photonen. Für das Verständnis der Funktionsweise eines elektromagnetischen Kalorimeters ist eine Kenntnis der Prozesse notwendig, aufgrund derer diese Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie verlieren.

4.1 Energieverlust von Elektronen und Positronen in Materie

Die Abbildung 4.1 stellt die relativen Beiträge zum Energieverlust von Elektronen und Positronen¹ in Materie beispielhaft für Blei dar. Diese Beiträge werden im folgenden erläutert.

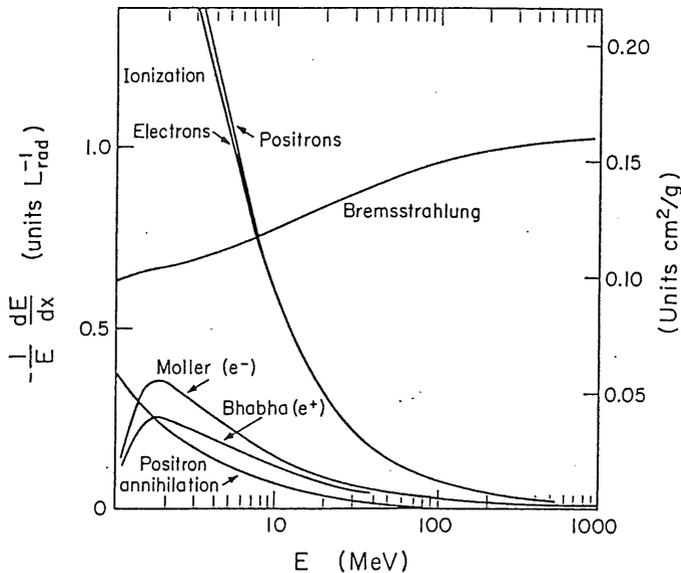
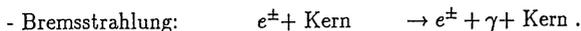


Abbildung 4.1: Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [16].

4.1.1 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Im für den Betrieb eines Kalorimeters wesentlichen Energiebereich oberhalb von etwa einem GeV spielt der Energieverlust eines Elektrons durch Bremsstrahlung die dominante Rolle. Bei diesem Prozeß wird das Elektron im elektrischen Feld eines Kernes unter Emission eines Photons beschleunigt:



Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist proportional zu $(E/(m_e c^2))^4$ [17]. E bezeichnet die Energie und m_e die Ruhemasse des Elektrons, während c die Größe der

¹Im folgenden gelten, sofern nicht anders erwähnt, alle Ausführungen über Elektronen auch für Positronen.

Lichtgeschwindigkeit angibt. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist also für schwerere Teilchen als das Elektron stark unterdrückt. Der mittlere Energieverlust dE pro Weglänge dx beträgt aufgrund der Bremsstrahlung [18]:

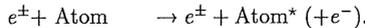
$$-\frac{dE}{dx}|_{Brems} = \frac{4\alpha N_0 Z^2 r_e^2 E}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{X_0}. \quad (4.1)$$

α bezeichnet die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, r_e den klassischen Elektronenradius und N_A die Avogadro-Konstante. Z und A geben die Kernladungs- und die Massenzahl des Atomkerns an. Die Größe X_0 wird als Strahlungslänge des Mediums bezeichnet und gibt die charakteristische Längenskala an, auf der ein Elektron seine Energie aufgrund von Bremsstrahlung verliert. Nach dem Durchqueren einer Strahlungslänge ist die Energie des Elektrons im Mittel auf den Bruchteil $1/e$ abgesunken. Näherungsweise gilt für die Strahlungslänge die folgende Beziehung [16]:

$$X_0 \approx \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}.$$

4.1.2 Energieverlust durch Anregung und Ionisation

Bei niedriger Energie (vgl. Abb. 4.1) verlieren Elektronen in Materie ihre Energie vorwiegend durch die Anregung oder Ionisation der Atome des Mediums:



Der mittlere Energieverlust pro Weglänge beträgt [19]:

$$-\frac{dE}{dx}|_{ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \left[2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right] \ln 2 - \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right\} \quad (4.2)$$

wobei e die Elementarladung und m_e die Ruhemasse des Elektrons bezeichnen. Die Geschwindigkeit v des Elektrons ist durch $v = \beta c$ gegeben; T bezeichnet die kinetische Energie des Elektrons. Die für die Energiedeposition wesentlichen Eigenschaften des Mediums sind dessen Elektronendichte n und das mittlere Ionisationspotential I . Die Dichtekorrekturenfunktion δ [20] beschreibt den Einfluß des elektrischen Feldes des Elektrons, welches aufgrund relativistischer Effekte zu einer abschirmenden Polarisierung des Mediums führt.

Eine für die weiter unten folgende Diskussion wesentliche Größe (siehe Abschnitt 4.3) ist die kritische Energie ϵ_c eines Materials. Diese Größe bezeichnet diejenige Energie eines Elektrons, bei der der Energieverlust pro Weglänge aufgrund von Anregung und Ionisation gleich demjenigen aufgrund von Bremsstrahlung ist. Für die kritische Energie gilt näherungsweise [21]:

$$\epsilon_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2}.$$

4.1.3 Energieverlust durch andere Prozesse

Elektronen und Positronen verlieren Energie beim Durchgang durch Materie vorwiegend aufgrund von Anregung und Ionisation der Atome der Materie sowie aufgrund von Bremsstrahlung. Es gibt aber noch weitere Energieverlustprozesse (siehe Abb. 4.1) die der Vollständigkeit halber genannt seien:

- Møllerstreuung: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$,
- Bhabhastreuung: $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$,
- Annihilation: $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$,
- Vielfachstreuung: $e^\pm + \text{Kern} \rightarrow e^\pm + \text{Kern}$.

4.2 Energieverlust von Photonen in Materie

Die Abbildung 4.2 stellt den absoluten Wirkungsquerschnitt und dessen einzelne Beiträge für die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie beispielhaft für Blei dar. Hierbei handelt es sich um die folgenden Prozesse:

- atomarer Photoeffekt (τ): $\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^*$,
- Rayleigh-Streuung (σ_{COH}): $\gamma + \text{Atom} \rightarrow \gamma + \text{Atom}$,
- Compton-Streuung (σ_{INCOH}): $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$,
- Paarbildung im Kernfeld (κ_n): $\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^- + e^+ + \text{Kern}$,
- Paarbildung im Feld eines Elektrons (κ_e): $\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$.

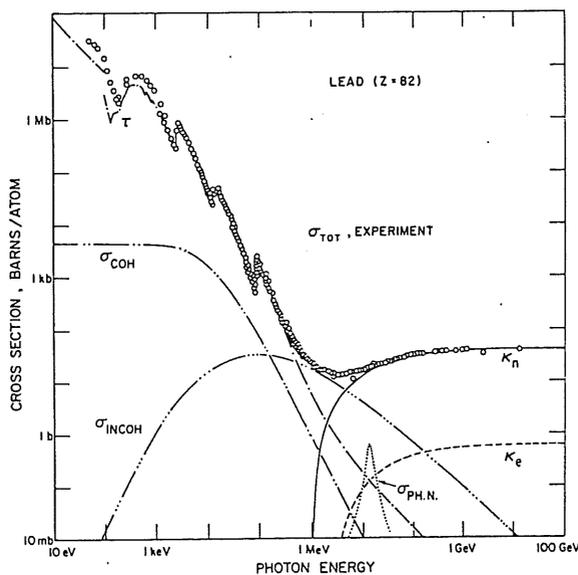


Abbildung 4.2: Totaler Wirkungsquerschnitt und einzelne Beiträge für die Wechselwirkungen von Photonen in Blei als Funktion der Photonenenergie [22].

Die dominanten Energieverlustprozesse für Photonen sind mit wachsender Photonenenergie der Photoeffekt, die Compton-Streuung sowie die Paarbildung. Der letztgenannte

Prozeß dominiert den Energieverlust für Photonenenergien oberhalb einiger 10 MeV.

Für die weiter unten folgende Diskussion (siehe Abschnitt 4.3) ist es von Bedeutung, daß auch die charakteristische Längenskala λ_{paar} für die Absorption von Photonen in Materie aufgrund der Paarerzeugung durch die Strahlungslänge gegeben ist. Bei hohen Photonenenergien gilt näherungsweise:

$$\lambda_{\text{paar}} \approx \frac{9}{7} X_0.$$

4.3 Der elektromagnetische Schauer

Der elektromagnetische Schauer bildet die Grundlage der kalorimetrischen Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen. Bei dem elektromagnetischen Schauer handelt es sich um eine Teilchenlawine, die sich ausbildet, wenn diese Teilchen auf Materie treffen. Gemäß den Ausführungen in den vorherigen Abschnitten sind bei hohen Energien die Bremsstrahlung bzw. die Paarbildung die dominanten Prozesse, über die diese Teilchen mit Materie wechselwirken.

Die Entstehung eines elektromagnetischen Schauers sei beispielhaft für ein Elektron dargestellt, welches mit hoher Energie auf Materie trifft. Dieses emittiert zunächst mit großer Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlungsphotonen. Sofern diese Photonen genügend Energie besitzen, können sie Elektron-Positron-Paare erzeugen, welche wiederum Bremsstrahlungsphotonen emittieren usw. Im Verlauf dieses Multiplikationsprozesses nimmt die Zahl der Teilchen in der Lawine zu und deren Energie ab. Bei Unterschreiten der kritischen Energie verlieren die Positronen und Elektronen ihre Energie schließlich vornehmlich durch Anregung und Ionisation, so daß der Multiplikationsprozeß zu einem Ende kommt.

4.3.1 Longitudinale Schauerausdehnung

Die zuvor gegebene qualitative Beschreibung der Entstehung eines elektromagnetischen Schauers wird in der Approximation B von Rossi [17] weiter vereinfacht, erlaubt aber quantitative Aussagen über die longitudinale Entwicklung eines Schauers. Die grundlegende Idee dieser Approximation beruht darauf, daß die Strahlungslänge sowohl die charakteristische Längenskala für die Bremsstrahlung als auch für die Paarbildung ist. In dieser Approximation wird deshalb angenommen, daß Elektronen und Positronen jeweils nach einer Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsphoton emittieren. Ein Photon erzeugt nach einer Strahlungslänge ein Elektron-Positron-Paar. Bei jedem dieser Prozesse wird die zur Verfügung stehende Energie auf alle beteiligten Teilchen gleich verteilt. Beim Unterschreiten der kritischen Energie bricht der Multiplikationsprozeß ab, und die vorhandenen Teilchen werden gemäß einem Absorptionsprozeß exponentiell absorbiert:

Bezeichnet t die in Einheiten der Strahlungslänge gemessene Distanz vom Startpunkt des Schauers, so befinden sich dort

$$N(t) = 2^t$$

Teilchen. Jedes Teilchen besitzt die Energie

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 2^{-t}.$$

Hierbei bezeichnet E_0 die Energie des primär einfallenden Teilchens. Die maximale Anzahl von Teilchen, das Schauermaximum, liegt bei Erreichen der kritischen Energie ϵ_c vor:

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon_c)}{\ln 2}.$$

Die vorstehende Gleichung gibt eine wesentliche Eigenschaft eines elektromagnetischen Schauers wieder: Die longitudinale Ausdehnung wächst nur logarithmisch mit der Energie des primär einfallenden Teilchens.

Die Abbildung 4.3 zeigt für drei verschiedene Materialien, daß das longitudinale Schauerprofil mit der Strahlungslänge skaliert. Die eingezeichneten Ergebnisse von Simulationsrechnungen zeigen, daß die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern durch Simulationsprogramme sehr gut beschrieben werden kann. Eine für viele praktische Zwecke ausreichende Parametrisierung des longitudinalen Profils ist durch die folgende Beziehung gegeben [16]:

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

Die Größe dE/dt bezeichnet den Energieverlust pro Strahlungslänge. Das Schauermaximum t_{max} tritt bei

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln \frac{E_0}{\epsilon_c} + C_i, \quad i = e, \gamma \quad (4.3)$$

auf und wird für elektroneninduzierte Schauer ($C_e = -0.5$) etwa eine Strahlungslänge eher erreicht als für photoneninduzierte Schauer ($C_\gamma = 0.5$) gleicher Energie. Der Parameter b ist für einige Materialien in der Abbildung 4.4 dargestellt. Die Größe des Parameters a ergibt sich aus der Gleichung (4.3). Es sei angemerkt, daß 99 % der Energie eines einfallenden Teilchens in etwa $25 X_0$ deponiert werden.

4.3.2 Transversale Schauerausdehnung

Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen dominiert. In der Molière-Theorie [24] wird ein geladenes Teilchen nach Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x um den mittleren Winkel

$$\Theta_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\left(\frac{x}{X_0}\right)}$$

aufgrund von Coulomb-Vielfachstreuung abgelenkt. Der Molière-Radius

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \frac{X_0}{\epsilon_c} \approx \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon_c} X_0$$

kann als natürliche Skala für die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers angesehen werden. Die Abbildung 4.5 zeigt am Beispiel zweier Materialien,

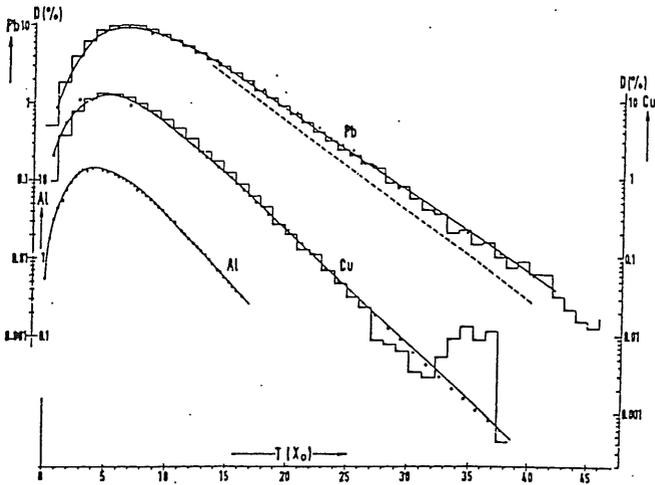


Abbildung 4.3: Longitudinale Verteilung der Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer für Messung (Linie) und Simulation (Histogramm) [23].

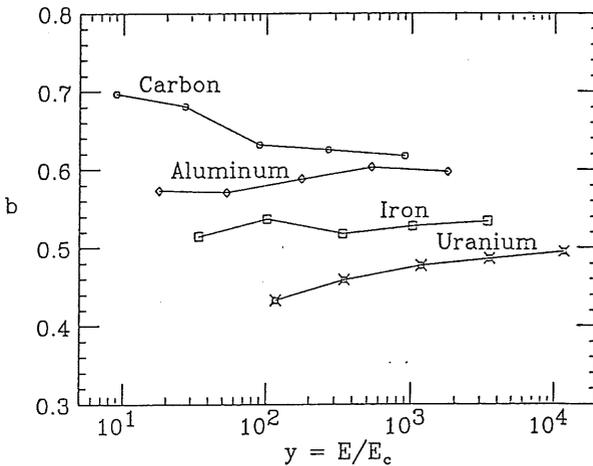


Abbildung 4.4: Abhängigkeit des Parameters b zur Parametrisierung des longitudinalen Profils eines elektromagnetischen Schauers von der Energie des primären Elektrons bzw. Photons [16]. Die Größe E_c bezeichnet hier die kritische Energie.

daß die transversale Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer mit dem Molière-Radius skaliert. Im Mittel werden 90 % der Energie eines elektromagnetischen Schauers in einem Zylinder mit dem Radius R_M um die Schauerachse deponiert. 99 % liegen in einem Zylinder mit einem Radius von etwa $3.5 R_M$. Die Energie, die außerhalb des Molière-Radius deponiert wird, stammt von niederenergetischen Photonen im Bereich des Schauermaximums, welche aufgrund des kleinen Massenabsorptionskoeffizienten eine große Reichweite besitzen.

4.4 Funktionsweise eines Kalorimeters

Die Funktionsweise eines Kalorimeters beruht darauf, daß ein Teil der von einem Schauer darin deponierten Energie in eine meßbare Form umgewandelt wird. Hierbei werden zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze verfolgt.

In einem homogenen Kalorimeter dient das Material, in dem die Energie eines Schauers deponiert wird, auch als Nachweismedium. Im ganzen Volumen des Kalorimeters kann ein Signal erzeugt werden. Der Vorteil eines homogenen Kalorimeters besteht darin, daß keine Sampling-Fluktuationen (siehe weiter unten) zur Energieauflösung beitragen. Nachteile bestehen in den relativ großen Strahlungslängen geeigneter Materialien (z.B. NaJ) und der Schwierigkeit der Segmentierung der Auslese. Als ein Beispiel für diesen Kalorimetertyp sei das Bleiglas-Kalorimeter des OPAL-Detektors genannt, in dem das von den geladenen Teilchen im Schauer erzeugte Čerenkov-Licht gemessen wird [25].

Bei dem zweiten Kalorimetertyp, dieser liegt den Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit zugrunde, handelt es sich um ein Sandwich-Kalorimeter. Hier finden die Energiedeposition und die Erzeugung eines Signals in verschiedenen Schichten des Kalorimeters statt.

4.4.1 Funktionsweise eines Sandwich-Kalorimeters

Die Funktionsweise eines Sandwich-Kalorimeters wird nun in Hinblick auf das elektromagnetische Kalorimeter im H1-Detektor beispielhaft anhand eines Blei-Flüssigargon-Kalorimeters erläutert. Vereinfacht dargestellt, besteht ein Blei-Flüssigargon-Kalorimeter aus einer Folge von Bleiplatten, deren Zwischenräume mit Flüssigargon gefüllt sind. Trifft ein hochenergetisches Elektron auf diese Anordnung, so entwickelt sich der elektromagnetische Schauer aufgrund der hohen Kernladungszahl des Bleis vorwiegend in den Bleiplatten. Die Elektronen und Positronen des Schauers erzeugen beim Durchgang durch die Flüssigargon-Schichten Ionisationsladungen. Diese Ionisationsladungen können gemessen werden und stellen das Signal dar. Die Bleiplatten bilden in diesem Zusammenhang das passive Volumen und die Flüssigargonschichten das aktive Volumen des Kalorimeters.

An dieser Stelle wird der Vorteil eines Sandwich-Kalorimeters gegenüber einem homogenen Kalorimeter deutlich. Da die Entwicklung des Teilchenschauers unabhängig von der Signalerzeugung ist, kann das Material des Absorbers frei gewählt werden. Hier bieten sich natürlich Materialien mit kleiner Strahlungslänge (Eisen, Blei) für den Bau eines kompakten Kalorimeters an.

Eine wichtige charakteristische Größe für ein Sandwich-Kalorimeter stellt die Sampling Fraction S dar. Diese ist durch die Beträge δE_{akt} und δE_{pass} der Energiedepositionen

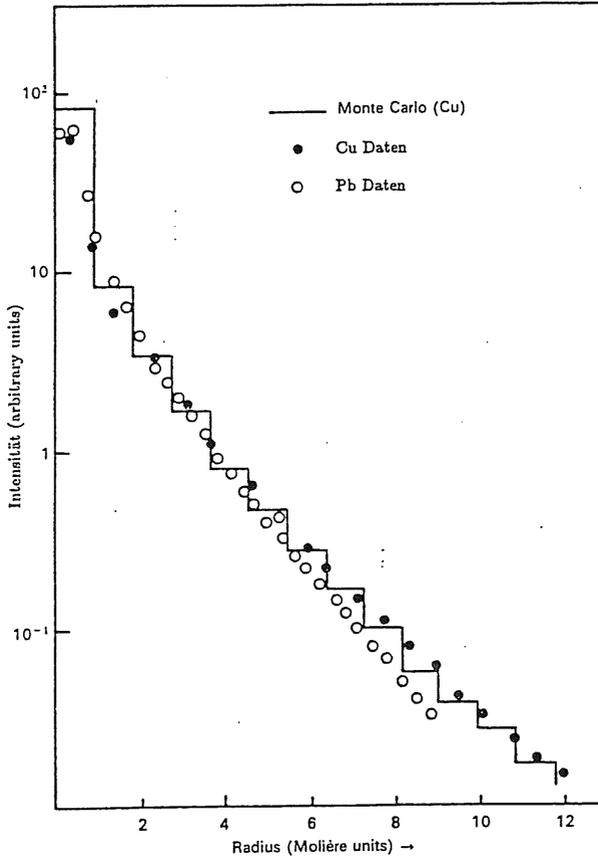


Abbildung 4.5: Verteilung der transversalen Energie deposition in einem elektromagnetischen Schauer eines Elektrons mit 6 GeV Energie für Messung (Punkte) und Simulation (Linie) [23].

definiert, welche beim Durchgang eines Teilchens in den aktiven bzw. passiven Volumina erfolgen:

$$S = \frac{\delta E_{\text{akt}}}{\delta E_{\text{pass}}}. \quad (4.4)$$

Die Größe des Signals ist der Spurlänge T der geladenen Teilchen des Schauers proportional. In der Approximation B (siehe Abschnitt 4.3.1) ergibt sich folgendes:

$$T[X_0] = \frac{2}{3} \int_0^{t_{\text{max}}} N(t) dt = \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E_0}{\epsilon_c} \approx \frac{E_0}{\epsilon_c}. \quad (4.5)$$

Der Faktor $2/3$ rührt daher, daß das Verhältnis von geladenen zu neutralen Teilchen in einem elektromagnetischen Schauer in der Approximation B 2:1 beträgt.

In einem realen Kalorimeter führen allerdings nur solche Energiedepositionen zu einem Signal, welche oberhalb einer Schwelle E_c liegen. So beträgt z.B. die mittlere Ionisationsenergie von Flüssigargon 23.6 eV. Die Ansprechschwelle E_c führt zu einer Verringerung der effektiven Spurlänge um einen Faktor [26]:

$$F(z) = e^z \left[1 + z \ln \frac{z}{1.53} \right] ; z = 4.58 \frac{Z E_c}{A \epsilon_c}. \quad (4.6)$$

Die Größen Z und A bezeichnen in gewohnter Weise die Kernladungs- und die Massenzahl des Mediums.

Die Gleichung (4.5) zeigt ein für die Energiemessung wichtiges Resultat: Das Signal eines Schauers nimmt in einem idealen Kalorimeter linear mit der Energie des einfallenden Teilchens zu. In einem realen Kalorimeter können jedoch aufgrund dessen endlicher Ausdehnung oder des Schwelleneffektes Abweichungen von der Linearität auftreten.

Energieauflösung eines Sandwich-Kalorimeters

Neben der Linearität der Energiemessung ist eine weitere wichtige Größe zur Beurteilung der Qualität eines Kalorimeters durch die Energieauflösung gegeben. Da es sich bei einem elektromagnetischen Schauer um einen statistischen Prozeß handelt, ist das Signal des Kalorimeters den intrinsischen Fluktuationen des Lawinenprozesses unterworfen. Der dominante Beitrag zur Energieauflösung rührt bei einem Sandwich-Kalorimeter jedoch von den Sampling-Fluktuationen her. Dieser Beitrag läßt sich folgendermaßen abschätzen [26]:

Die effektive Spurlänge der geladenen Teilchen in einem elektromagnetischen Schauer beträgt:

$$T_{\text{eff}} = F(z) T \sim F(z) \frac{E_0}{\epsilon_c} X_0.$$

Haben die aktiven Schichten einen Abstand d voneinander, so beträgt die Häufigkeit N , mit der die aktiven Schichten von geladenen Teilchen durchquert werden:

$$N = \frac{T_{\text{eff}}}{d} < \cos \theta > .$$

Der Faktor $\langle \cos \theta \rangle$ berücksichtigt hierbei den Einfluß der Vielfachstreuung, der dazu führt, daß die Elektronen und Positronen schräg durch den Absorber und das Flüssigargon laufen. Aufgrund der Vielfachstreuung wird der effektive Abstand zweier aktiver Schichten vergrößert. Es gilt näherungsweise [26]:

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \cos \frac{21.2 \text{ MeV}}{\pi \epsilon_c}.$$

Nimmt man an, daß die Größe N normalverteilt ist und daß die einzelnen Durchquerungen der aktiven Schichten voneinander unabhängig sind, so ergibt sich für die Energieauflösung aufgrund von Sampling-Fluktuationen der folgende Beitrag:

$$\frac{\sigma_E}{E} |_{\text{Sampling}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \sqrt{\frac{\epsilon_c}{F(z)} \frac{d}{\langle \cos \theta \rangle E_0}}.$$

In einem realen Kalorimeter treten zu den Sampling-Fluktuationen noch weitere Beiträge zur Energieauflösung hinzu. Diese werden durch das Rauschen der Ausleseelektronik, Energieverluste aufgrund unvollständiger Absorption des Schauers im Kalorimeter, inaktives Material vor dem Kalorimeter sowie durch Interkalibrationsfehler verursacht. Nach [27] kann die resultierende Energieauflösung folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}. \quad (4.7)$$

Der Beitrag aufgrund der intrinsischen und der Sampling-Fluktuationen wird durch den Parameter a beschrieben. Der Parameter b beschreibt das elektronische Rauschen und der Parameter c die übrigen Beiträge.

Kapitel 5

Der FB2E-Kalorimeterring

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, befaßt sich die vorliegende Arbeit mit der Energiekalibration der Moduln des FB2E-Kalorimeterrings im H1-Detektor. Da die Kenntnis des mechanischen Aufbaus der Moduln eine Voraussetzung für das Verständnis der folgenden Kapitel ist, werden der mechanische Aufbau und seine Vermessung nun ausführlich beschrieben.

Der FB2E-Kalorimeterring (**F**orward **B**arrel **2nd** **E**lectromagnetic), im folgenden mit FB2E abgekürzt, ist eine Komponente des H1-Flüssigargonkalorimeters (vgl. Abb. 5.1). Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, handelt es sich dabei um den zweiten Kalorimeterring in Vorwärtsrichtung, auf den Teilchen unter einem Polarwinkel zwischen 19° und 26° zur Strahlachse treffen. Der FB2E dient vorrangig der Messung der Energien und Orte elektromagnetischer Schauer, ausgelöst durch Elektronen, Positronen und Photonen¹ sowie der Trennung von Elektronen und Hadronen [28, 29]. Der FB2E besteht aus acht gleichen Moduln, die zu einem Ring zusammengefügt sind. Deshalb reicht für die Beschreibung des Aufbaus des FB2E die Beschreibung eines einzelnen Moduls aus.

5.1 Aufbau eines FB2E-Moduls

Ein FB2E-Modul (vgl. Abb. 5.2) besteht aus einem Stahlrahmen und einer alternierenden Folge von insgesamt 123 Auslese- und Hochspannungsplatten, welche zusammen auch als Absorberplatten bezeichnet werden. Der Stahlrahmen dient zur Befestigung des Moduls an dem selbsttragenden FB2E-Kalorimeterring im H1-Detektor und verleiht dem Stapel der Absorberplatten eine hinreichende mechanische Stabilität. Die Absorberplatten haben, bis auf die weiter unten beschriebenen Ausnahmen, einen Bleikern als Konvertermaterial für die Schauerbildung. Die Absorberplatten des FB2E sind im H1-Detektor senkrecht zur Strahlachse angeordnet. Zwischen diesen Platten befindet sich Flüssigargon als Nachweismedium; der FB2E ist also ein Sandwich-Kalorimeter.

Beim Betrieb des Moduls wird zwischen den Auslese- und Hochspannungsplatten ein elektrisches Feld im Flüssigargon erzeugt, so daß das Modul als Ionisationskammer arbeitet. Die Dicke einer Flüssigargonschicht bestimmt das Signal in dieser Schicht und wird

¹Soweit nicht anders erwähnt, gelten alle folgenden Ausführungen über Elektronen auch für Positronen und Photonen.

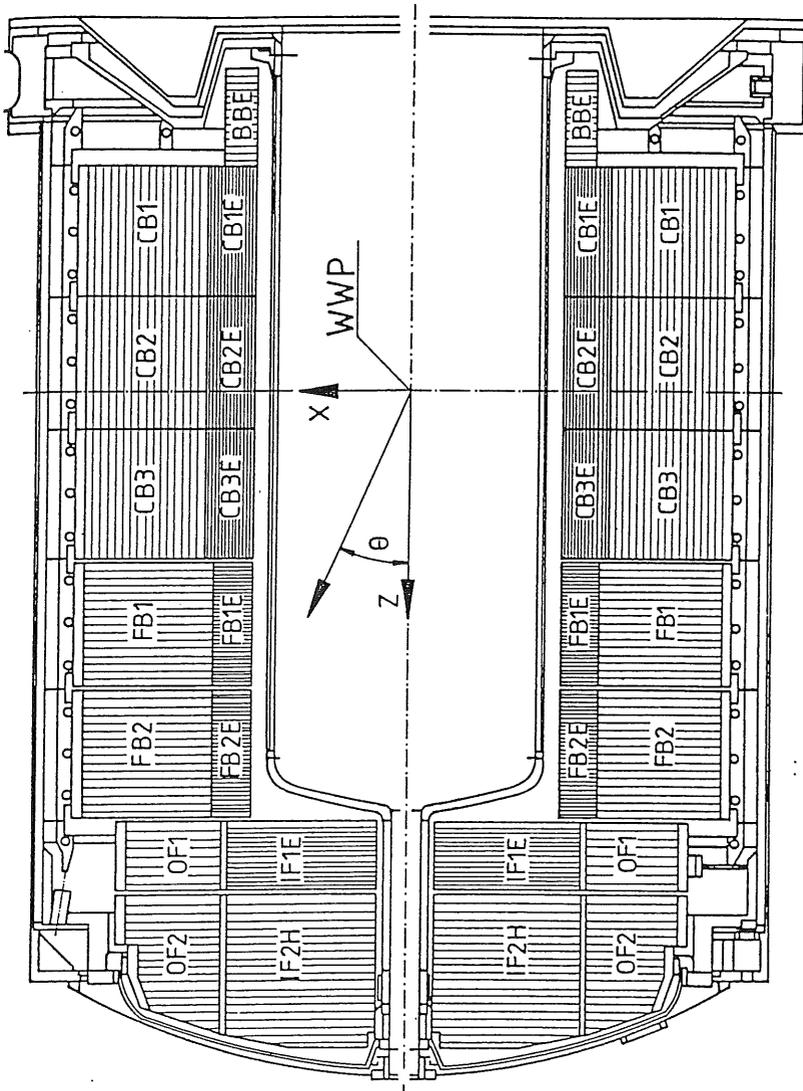


Abbildung 5.1: Seitenansicht der Kalorimeterringe im H1-Detektor (Längsschnitt in Strahlrichtung).

durch Distanzringe einer nominalen Dicke von 2.35 mm definiert. Diese Distanzringe werden von neun Stahlstangen fixiert, welche die Absorberplatten senkrecht durchdringen.

5.1.1 Aufbau des Stahlrahmens

Der Stahlrahmen (vgl. Abb. 5.2) besteht unter anderem aus drei trapezförmigen Stahlplatten von 6 mm Dicke. Diese Platten stellen die Front-, Mittel- und Endplatte eines Moduls dar. Sie sind an ihren Schrägseiten durch zwei 3 mm dicke Stahlplatten miteinander verschweißt. Die Front- und Endplatte dienen der Befestigung der Stahlstangen und tragen jeweils zwei Schlösser für die Befestigung am FB2H-Kalorimeterring.

5.1.2 Aufbau der Auslese- und Hochspannungsplatten

114 Absorberplatten haben einen, im folgenden als standardmäßig bezeichneten, Aufbau mit einem Bleikern und neun Platten haben einen Aufbau ohne Bleikern. Die Abbildung 5.3 zeigt eine Seitenansicht der Plattenfolge eines FB2E-Moduls.

Aufbau der Auslese- und Hochspannungsplatten mit Bleikern

Es gibt jeweils 57 Ausleseplatten und 57 Hochspannungsplatten mit einem standardmäßigen Aufbau. Beide Plattentypen haben die in der Abbildung 5.5 anhand einer Ausleseplatte dargestellte Trapezform. Die Schichtfolgen der Materialien beim standardmäßigen Aufbau sind in der Abbildung 5.6 dargestellt und werden nun näher erläutert.

Eine standardmäßige Absorberplatte ist symmetrisch zu ihrem ca. 2.4 mm dicken, aus einer Blei-Antimon-Legierung bestehenden, Kern aufgebaut. Der Kern ist durch Sandstrahlen aufgeraut und mit einem Primer aus Epoxydharz beschichtet, da die Klebungen darauf besser haften als auf der Legierung. Der Kern erstreckt sich allerdings nicht über die ganze Fläche der Platte (vgl. Abb. 5.5), sondern auf der längsten und den beiden kurzen Seiten nur bis auf 4 mm Abstand vom Rand. An der verbleibenden vierten Seite ist der Kern bis auf 2.4 cm Abstand vom Rand zurückgenommen. Dieser Bereich längs der vierten Seite der Absorberplatte wird als Presampler bezeichnet. Der 4 mm breite Bereich am Rand ist herstellungsbedingt mit Epoxydharz gefüllt.

Dort, wo die Stahlstangen zur Fixierung der Distanzringe die Absorberplatte durchdringen, ist das Blei des Kerns durch Aluminiumringe ersetzt (vgl. Abb. 5.4). Die Auswirkungen des Presamplers und der Aluminiumringe auf das von einem Teilchenschauer erzeugte Signal werden in den Abschnitten 5.4.1 und 5.4.4 erläutert.

Der Kern ist mit zwei beidseitig mit Kupfer beschichteten Platten verklebt, welche aus einer Mischung aus Glasfaser und Epoxydharz, auch als G10 bezeichnet, bestehen. Diese G10-Platten verleihen dem Kern mechanische Stabilität und haben im Gegensatz zur rauhen Oberfläche des Bleikerns eine glatte Oberfläche. Bei dem Kleber, Prepreg genannt, handelt es sich um eine mit Epoxydharz getränkte Glasfasermatte.

Die kupferbeschichteten G10-Platten einer Ausleseplatte weisen auf der Außenseite die in der Abbildung 5.5 dargestellte Einteilung in Ausleseflächen, auch Pads genannt, auf. Das Kupfer ist bis auf einen Abstand von 4 mm an den Rand herangeführt, damit

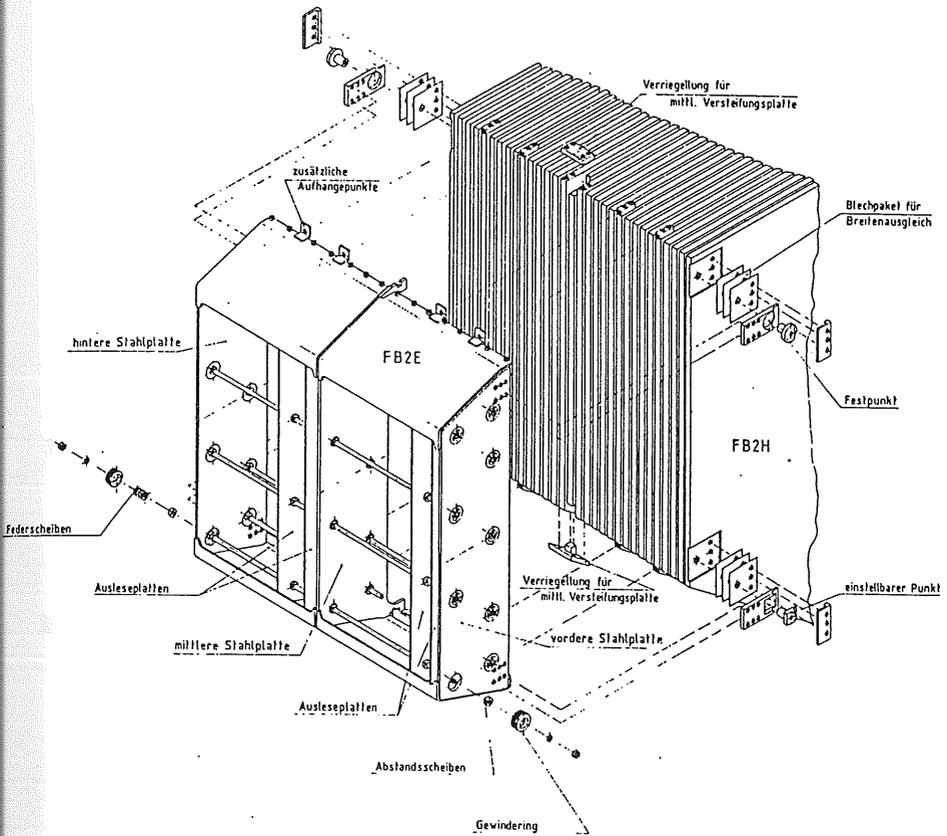


Abbildung 5.2: Modul des FB2E in perspektivischer Darstellung.

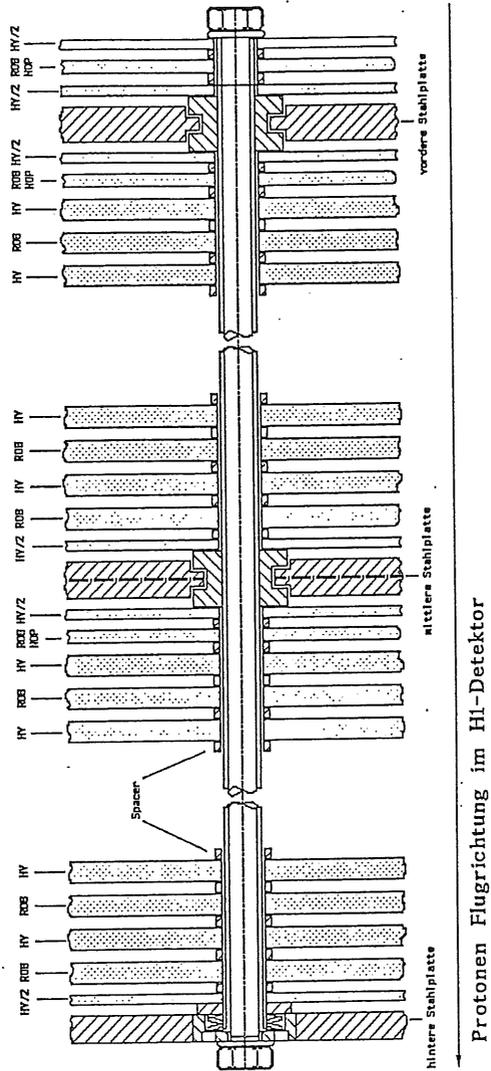


Abbildung 5.3: Seitenansicht der Plattenfolge eines Moduls [30]: ROB und HV bezeichnen die Auslese- und Hochspannungsplatten mit Bleikern und ROB-NOP sowie HV/2 diejenigen ohne Bleikern.

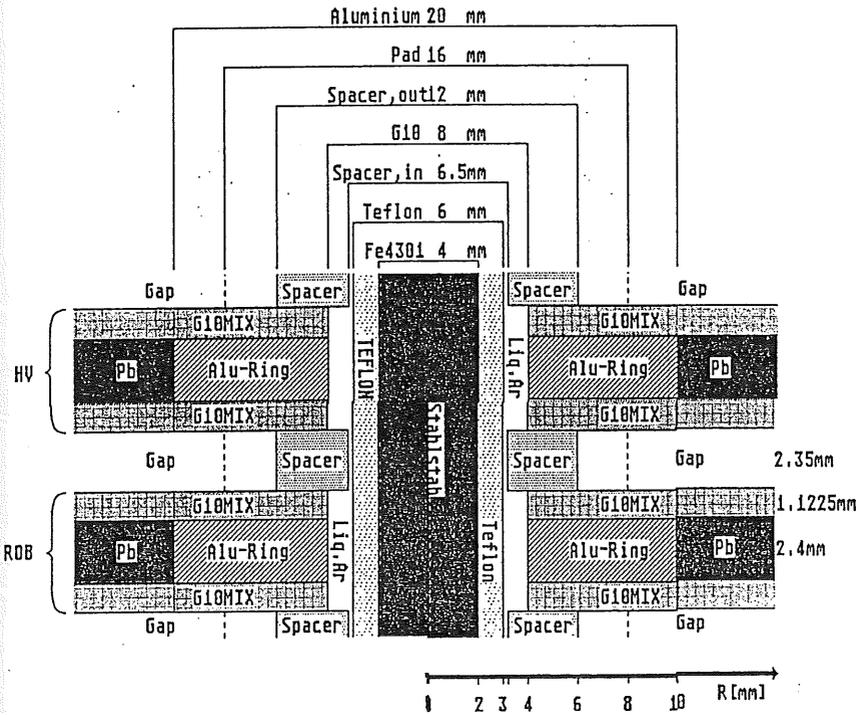


Abbildung 5.4: Materialfolge im Bereich einer Stahlstange [32].

sich in Verbindung mit dem entsprechenden Rand auf der gegenüberliegenden Hochspannungsplatte ein homogenes elektrisches Feld im Flüssigargon ergibt. Die Pads sind zur Rückseite der G10-Platte durchkontaktiert. Von dort führen Leiterbahnen zwischen der Erdung dienenden Kupferflächen zu vier Stiftleisten. Die Stiftleisten befinden sich an der Seite der Platte, an der der Presampler ist. Sie verbinden die auf beiden Seiten einer Ausleseplatte sich direkt gegenüberliegenden Pads miteinander. Auf die Stiftleisten werden die Kabel zur Signalauslese des Moduls gesteckt.

Bei den Hochspannungsplatten entfällt die Aufteilung der äußeren Kupferschicht in Pads. Stattdessen schließt sich eine weitere Lage Prepreg an, auf welche eine Polyamidfolie, Kapton genannt, geklebt ist. Diese Folie ist mit einer Ruß-Epoxydharz-Mischung beschichtet, welche auch als HRC (**H**igh **R**esistive **C**oating) bezeichnet wird. Die HRC-Schicht besitzt einen Oberflächenwiderstand von $10 \text{ M}\Omega$ [33] und gewährleistet einen Schutz bei Kurzschlüssen in der Hochspannungsversorgung und verringert ebenfalls das Übersprechen der in den Pads influenzierten Signale [34]. Die HRC-Schicht ist zum Schutz vor Überschlägen nur bis auf 4 mm an den Rand der Platte und an die Löcher für die Stahlstangen herangeführt. Die Stahlstangen sind zusätzlich mit einem Teflonschlauch überzogen.

Die Zuführung der Hochspannung auf die beiden voneinander unabhängigen Seiten einer Hochspannungsplatte erfolgt über jeweils einen Schutzwiderstand in der Größe von $2 \text{ M}\Omega$.

Die Tabelle 5.1 faßt die Schichtfolge der Materialien der Absorberplatten zusammen. Die angegebenen Daten gelten bis auf die Dicke der Blei-Antimon-Legierung auch für den bei den Messungen am CERN (vgl. Kapitel 6) benutzten FB2E-Prototypen. Diese Dicke ist beim FB2E-Prototypen um $6 \text{ }\mu\text{m}$ geringer [35] und muß bei der Kalibration der FB2E-Moduln anhand der Messungen mit dem FB2E-Prototypen berücksichtigt werden.

Aufbau der Auslese- und Hochspannungsplatten ohne Bleikern

Es gibt sechs Hochspannungs- und drei Ausleseplatten, bei denen die Schichtfolge der Materialien von derjenigen der standardmäßigen Absorberplatten abweicht. Diese Platten haben die gleiche Trapezform wie die standardmäßigen Absorberplatten, sie haben aber einen Kern aus G10 anstelle des Bleikerns. Im Bereich der Stahlstangen gibt es keine Aluminiumringe. Die Abbildung 5.3 zeigt, daß diese Platten an der Front-, Mittel- und Endplatte des Stahlrahmens angebracht sind. Diese Anordnung wird im Abschnitt 5.4.2 begründet. Die Tabelle 5.2 faßt die Schichtfolgen der Materialien dieser Platten zusammen.

5.1.3 Physikalische Eigenschaften der Materialien eines Moduls

Die Tabelle 5.3 zeigt die für die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wesentlichen physikalischen Eigenschaften der Materialien eines FB2E-Moduls. Die Größen $\frac{dE}{dx}|_{min}$ und X_0 bezeichnen den Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens pro Weglänge sowie die Strahlungslänge. Die Größen ϵ_c und R_M bezeichnen die kritische Energie und

Hochspannungsplatte mit Bleikern

Material	Dichte ρ (g/cm ²)	Schicht- dicke (μm)	Anzahl der Schichten	Beitrag zur Plattendicke (μm)
PbSb	11.16	2377	1	2377
Primer	2.0	25	2	50
Prepreg	1.7	130	4	520
Kupfer	8.96	35	4	140
G10	1.55	727	2	1454
Kapton	1.42	75	2	150
HRC	1.2	30	2	60
Summe				4751

Ausleseplatte mit Bleikern

Material	Dichte ρ (g/cm ²)	Schicht- dicke (μm)	Anzahl der Schichten	Beitrag zur Plattendicke (μm)
PbSb	11.16	2377	1	2377
Primer	2.0	25	2	50
Prepreg	1.7	125	4	500
Kupfer	8.96	55	4	220
G10	1.55	691	2	1382
Summe				4529

Tabelle 5.1: Aufbau der Hochspannungs- und Ausleseplatten mit Bleikern [36].

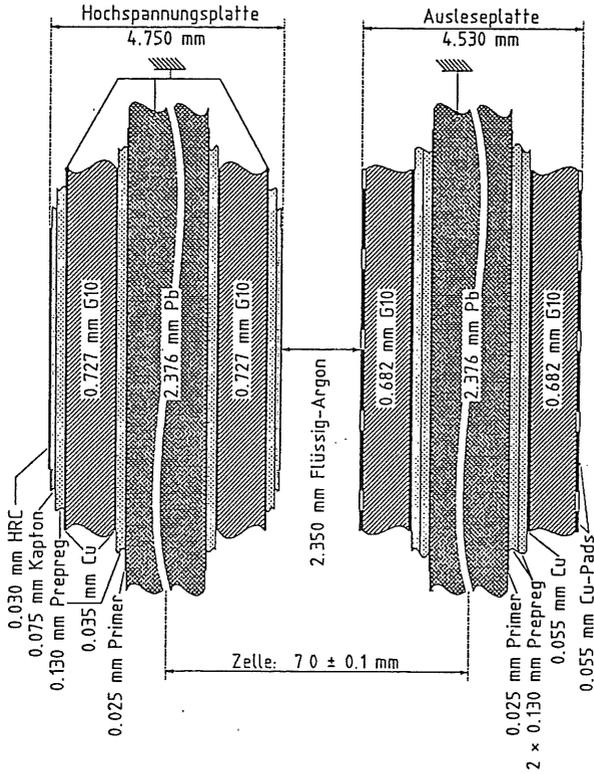


Abbildung 5.6: Schichtfolgen der Materialien für die Auslese- und Hochspannungsplatten mit Bleikern [30].

Hochspannungsplatte ohne Bleikern

Material	Dichte ρ (g/cm ²)	Schicht- dicke (μm)	Anzahl der Schichten	Beitrag zur Plattendicke (μm)
G10	1.55	2060	1	2060
Prepreg	1.7	130	1	130
Kupfer	8.96	35	2	70
Kapton	1.42	75	1	75
HRC	1.2	30	1	30
Summe				2365

Ausleseplatte ohne Bleikern

Material	Dichte ρ (g/cm ²)	Schicht- dicke (μm)	Anzahl der Schichten	Beitrag zur Plattendicke (μm)
G10	1.55	727	1	727
Kupfer	8.96	35	2	70
Prepreg	1.7	130	4	520
Kupfer	8.96	55	4	220
G10	1.55	682	2	1364
Summe				2901

Tabelle 5.2: Aufbau der Hochspannungs- und Ausleseplatten ohne Bleikern [36].

den Molière-Radius.

Eine Kalorimeterzelle besteht entsprechend der Plattenfolge im Modul aus einer halben Ausleseplatte gefolgt von einer Flüssigargonschicht und einer halben Hochspannungsplatte. Bei der Kalorimeterzelle wird die Schichtfolge der Materialien im Bereich des Bleikerns zugrunde gelegt. Eine Presamplierzelle besteht aus der gleichen Plattenfolge wie zuvor, allerdings im Bereich ohne Bleikern.

Material	Dichte ($\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$)	$\frac{dE}{dx} _{\text{min}}$ ($\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$)	X_0 (cm)	ϵ_c (MeV)	R_M (cm)
Flüssigargon	1.4	2.11	14.0	29.6	9.93
PbSb	11.16	12.6	0.57	7.2	1.67
G10	1.55	2.90	21.3	61.8	7.24
Prepreg	1.7	3.18	18.5	58.8	6.61
Cu	8.96	12.9	1.44	18.6	1.63
Kapton	1.42	2.63	28.6	75.2	7.99
HRC	1.2	2.32	35.0	81.2	9.05
Primer	2.0	3.10	5.6	17.4	6.76
Stahl	7.59	11.2	1.84	20.6	1.88
Al	2.7	4.37	8.89	38.9	4.81
HV/2	1.77	2.86	15.2	43.4	7.34
ROB – NOP	2.32	3.95	8.83	34.9	5.32
Kalorimeterzelle	4.97	6.20	1.53	9.5	3.39
Presamplierzelle	1.68	2.77	12.9	35.8	7.58

Tabelle 5.3: Physikalische Eigenschaften der Materialien eines Moduls [30].

5.2 Segmentierung eines Moduls in Auslesezellen

Die Segmentierung eines Moduls in Auslesezellen (vgl. Abb. 5.5) wird durch die Einteilung der beiden Kupferoberflächen einer Ausleseplatte in jeweils vier Reihen, θ -Lagen genannt, zu je sechzehn Pads vorgegeben. Die Schwerpunkte der Pads sind äquidistant in x-Richtung und liegen mit Breiten im Bereich von 4 cm bis 5 cm in der gleichen Größe wie die durch den Molière-Radius charakterisierte transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers. Die Höhen der vier θ -Lagen betragen in der y-Richtung 2 cm, 4 cm, 6 cm und 12 cm. Diese Aufteilung ist an das longitudinale Profil eines elektromagnetischen Schauers angepaßt, dessen Energiedeposition pro Weglänge vom Schaueranfang bis zum Schauermaximum schneller ansteigt, als sie danach abfällt. Hier ist zu betonen, daß diejenige θ -Lage mit 2 cm Höhe genau den Teil abdeckt, in dem die Absorberplatten keinen Bleikern haben. Auf diese Weise wird eine gesonderte Behandlung des Signals im Presamplifier (siehe Abschnitt 5.4.1) ermöglicht.

Wie weiter oben beschrieben, werden die auf den beiden Seiten einer Ausleseplatte sich direkt gegenüberliegenden Pads zusammengeschaltet. Eine Ausleseplatte empfängt also die Summe der in zwei Flüssigargonschichten erzeugten Signale. Die 60 Ausleseplatten eines FB2E-Moduls stellen somit 3840 auslesbare Kanäle zur Verfügung. Um die Zahl der für die Signalauslese benötigten elektronischen Kanäle zu begrenzen, werden

die Kanäle aufeinanderfolgender Ausleseplatten zu acht sogenannten z-Segmenten zusammenschaltet (vgl. Abb. 5.7). Danach verbleiben 512 auszulesende geometrische Kanäle für ein FB2E-Modul. Die Tabelle 5.4 zeigt die Zuordnung der Flüssigargonschichten zu den z-Segmenten.

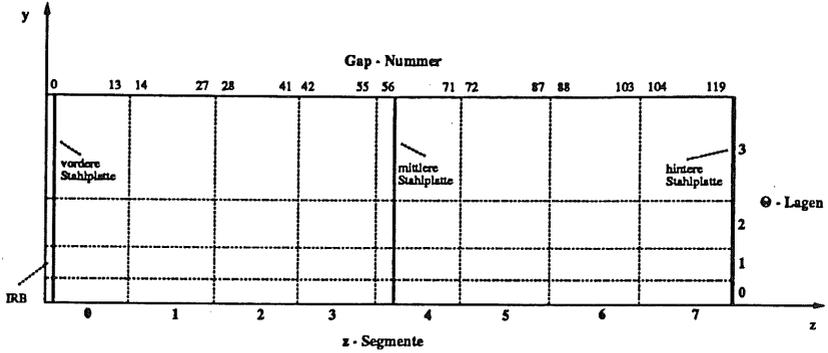


Abbildung 5.7: Zuordnung der Flüssigargonschichten (Gaps) zu den z-Segmenten [30].

Nummer i_z des z-Segmentes	Nummern der Gaps	Anzahl der Gaps
0	0 - 13	14
1	14 - 27	14
2	28 - 41	14
3	42 - 55	14
4	56 - 71	16
5	72 - 87	16
6	88 - 103	16
7	104 - 119	16

Tabelle 5.4: Zuordnung der Flüssigargonschichten (Gaps) zu den z-Segmenten.

5.2.1 Nomenklatur der geometrischen Kanäle

Ein geometrischer Kanal eines FB2E-Moduls ist durch die drei Indizes $i_z = 0 \dots 7$, $i_\theta = 0 \dots 3$ und $i_\varphi = 0 \dots 15$ eindeutig gekennzeichnet. Hierbei numerieren i_z und i_θ die z-Segmente sowie die θ -Lagen. Der Index i_φ numeriert die Pads innerhalb einer θ -Lage.

5.2.2 Definition von Volumina, auf die die Datenanalyse beschränkt wird

An dieser Stelle werden drei Volumina definiert, auf die die spätere Analyse der Daten beschränkt wird. Die Motivation für diese Beschränkungen wird bei der Beschreibung der Datenanalyse gegeben.

- Zum Volumen V1 gehören die Kanäle mit den folgenden Indizes:
 $i_z = 0 \dots 7$, $i_\theta = 0 \dots 3$ und $i_\varphi = 3 \dots 12$.
Dieses Volumen umfaßt 320 geometrische Kanäle.
- Zum Volumen V2 gehören die Kanäle mit den folgenden Indizes:
 $i_z = 0 \dots 7$, $i_\theta = 1 \dots 3$ und $i_\varphi = 3 \dots 12$.
Dieses Volumen umfaßt 240 geometrische Kanäle.
- Zum Volumen V3 gehören die Kanäle mit den folgenden Indizes:
 $i_z = 1 \dots 4$, $i_\theta = 1 \dots 3$ und $i_\varphi = 6 \dots 9$.
Dieses Volumen umfaßt 48 geometrische Kanäle.

Die Abbildung 5.8 zeigt die Volumina V2 und V3.

5.3 Aufteilung der Hochspannungsversorgung

Die Zuleitung der Hochspannung erfolgt über acht Hochspannungsleitungen. Diese Hochspannungsleitungen werden derart auf die 120 HRC-Schichten eines Moduls verteilt, daß eine Hochspannungsleitung jede achte HRC-Schicht versorgt [37]. Ist eine Hochspannungsleitung gestört, so sind davon die elektrischen Felder in jeder achten Flüssigargonschicht betroffen. In [37] wurde gezeigt, daß sich diese Konfiguration dadurch auszeichnet, daß der mittlere Signalverlust bei Ausfall einer Hochspannungsleitung durch einen ortsunabhängigen Korrekturfaktor ausgeglichen werden kann.

5.4 Beschreibung der Kompensationsmechanismen

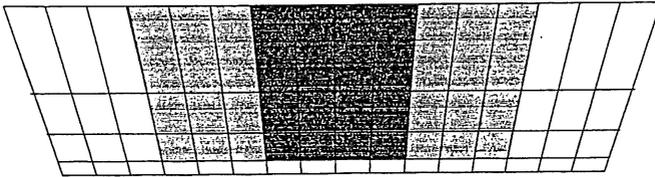
Ein FB2E-Modul weist mehrere konstruktive Charakteristika auf, die zur Verbesserung der Linearität und der räumlichen Homogenität des Signals von Elektronen entwickelt wurden. Hierzu wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse nun beschrieben werden. Ein Ziel dieser Arbeit besteht auch in der experimentellen Überprüfung dieser Ergebnisse durch Messungen mit dem FB2E-Prototypen.

5.4.1 Funktionsweise des Presamplers

Der Presampler (vgl. Abschnitt 5.1.2) ist zur Kompensation des Energieverlustes von Elektronen bestimmt, welche im H1-Detektor auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt in den FB2E ungefähr $2.0 X_0$ an Vormaterial durchqueren [37]. Der Presampler mißt die Ladung, die von einem in den FB2E einfallenden Elektron in der θ -Lage 0 erzeugt wird, bevor (pre) sich der Teilchenschauer in den θ -Lagen 1,2 und 3 in den Bleikernen der

front view

$\phi = 0 \dots 15$



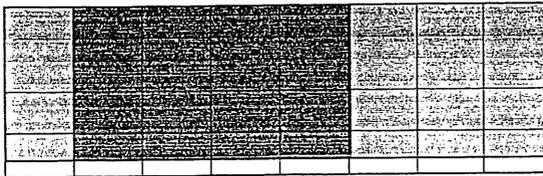
theta

3
:
:
:
0

e ↑

side view

$z = 0 \dots 7$



e ↗

Abbildung 5.8: Vorder- und Seitenansicht der geometrischen Kanäle eines FB2E-Moduls. Die 240 zum Volumen V2 gehörenden Kanäle sind hell und die 48 zum Volumen V3 gehörenden Kanäle sind dunkel schattiert.

Absorberplatten weiter entwickeln kann. Im folgenden wird die von einem Teilchenschauer im Flüssigargon erzeugte Ladung auch als Signal bezeichnet.

Um ein der Energie eines einfallenden Elektrons proportionales Gesamtsignal zu erhalten, muß das Signal des Presamplers für jede Energie dem Energieverlust des Elektrons im Vormaterial proportional sein. Diese Forderung ist aufgrund des Verlaufes der longitudinalen Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers nicht vollständig zu erfüllen. Die Abbildung 5.9 zeigt für verschiedene Größen des Presamplers die relative Abweichung des Gesamtsignals von der Linearität. Ohne einen Presampler weicht das Gesamtsignal erst oberhalb einer Energie von ca. 20 GeV weniger als ein Prozent von der Linearität ab. Für einen 1.9 cm großen Presampler wird die Schranke von einem Prozent schon bei einer Energie von ca. 4 GeV unterschritten. Die Abbildung 5.9 macht den Vorteil eines geeignet dimensionierten Presamplers deutlich: In dem Bereich, in dem das Gesamtsignal linear ist, kann die Kalibrationskonstante so gewählt werden, daß man nicht die im FB2E deponierte Energie, sondern direkt die Gesamtenergie des einfallenden Elektrons erhält.

Für den Presampler wurde schließlich ein Höhe von 2 cm gewählt. Die Höhe der Pads in der θ -Lage 0 ist genau so groß, daß das Signal im Presampler separat ausgelesen werden kann. Auf diese Weise kann das Signal des Presamplers bei der Rekonstruktion der Energie eines einfallenden Elektrons relativ zum Signal in den anderen θ -Lagen gewichtet werden. In [32] wurde ein Algorithmus entwickelt, der durch die Gewichtung des Signals im Presampler den Energiebereich erweitert, in dem das Gesamtsignal eines einfallenden Elektrons weniger als ein Prozent von der Linearität abweicht. Bei Anwendung dieses Algorithmus treten erst unterhalb einer Energie von ungefähr 0.5 GeV Abweichungen von der Linearität auf, die größer als ein Prozent sind.

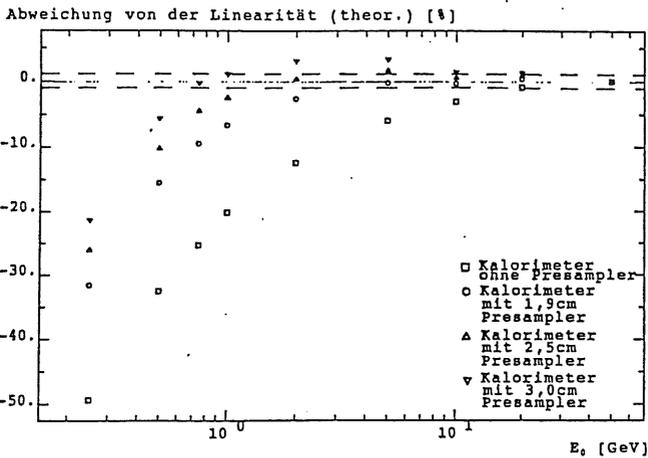


Abbildung 5.9: Abweichung des Gesamtsignals von der Linearität als Funktion der Energie einfallender Elektronen für verschiedene Größen des Presamplers [37].

5.4.2 Kompensationsmechanismus für die vordere und mittlere Stahlplatte

Die 6 mm dicken Platten des Stahlrahmens (vgl. Abb. 5.3) sind aus Gründen der mechanischen Stabilität eines FB2E-Moduls erforderlich. Diese Platten stellen jedoch eine Störung der räumlichen Homogenität dar, so daß eine Abhängigkeit des Signals von der Position eines elektromagnetischen Schauers im Modul auftreten kann. Im folgenden wird exemplarisch für die Mittelplatte beschrieben, wie der störende Einfluß einer Stahlplatte durch eine geeignete Anordnung von Auslese- und Hochspannungsplatten ohne Bleikern kompensiert werden kann.

Der Ansatz bei der Entwicklung des Kompensationsmechanismus besteht darin, die Dicke der Mittelplatte so zu wählen, daß ein elektromagnetischer Schauer in dieser Platte die gleiche Energie deponiert wie im Bleikern einer standardmäßigen Absorberplatte. Wird die Mittelplatte zusätzlich beiderseits mit den beschichteten G10-Platten einer Hochspannungsplatte umkleidet, sollte diese Konfiguration der Wirkung einer Hochspannungsplatte auf einen elektromagnetischen Schauer äquivalent sein.

In [37] folgt aus Simulationsrechnungen zum Einfluß der Mittelplatte auf die Energie-deposition von Elektronen von 1 GeV Energie eine optimale Plattendicke von 3.2 mm. Das heißt, daß 3.2 mm an Eisen dem Bleikern einer standardmäßigen Absorberplatte in der Wirkung auf einen elektromagnetischen Schauer gleichwertig ist. Da die Dicke der stabilisierenden Stahlplatte von 6 mm vorgegeben ist, muß also noch der Bleikern einer weiteren Absorberplatte ersetzt werden. Hierfür wird die, aus der Sicht eines vom Wechselwirkungspunkt einfallenden Teilchens, erste der Stahlplatte folgende Ausleseplatte gewählt. Die Abbildung 5.3 stellt die realisierte Konfiguration dar.

Die Simulationsrechnungen in [37] zeigen sowohl für Elektronenenergien von 1 GeV als auch von 50 GeV, daß das Signal in der gewählten Konfiguration beim Durchgang eines elektromagnetischen Schauers durch die Mittelplatte nicht mehr als ein Prozent variiert.

5.4.3 Das Independent Readout Board

Das IRB (Independent Readout Board) (vgl. Abb. 5.3) ist eine Struktur aus zwei Hochspannungs- und einer Ausleseplatte ohne Bleikern. Sie befindet sich, vom Wechselwirkungspunkt im H1-Detektor aus gesehen, vor der Rahmenkonstruktion des FB2E. Das IRB dient aufgrund der fehlenden Bleikerne, ähnlich wie die im vorherigen Abschnitt beschriebene Konfiguration, zur Kompensation des Energieverlustes von Elektronen, welche aus der 6 mm dicken stählernen Endplatte des FB1E-Kalorimeterringes austreten und in den FB2E eintreten.

5.4.4 Kompensationsmechanismus für die Stahlstangen

Die neun Stahlstangen eines FB2E-Moduls sind erforderlich, um die Distanzringe zu positionieren, welche die Dicken der Flüssigargon-schichten definieren. Bis zu einem Abstand von 8 mm von der Symmetrieachse einer Stahlstange wird jedoch beim Durchgang eines elektromagnetischen Schauers kein Signal erzeugt, da dort kein elektrisches Feld im Flüssigargon vorliegt. Die Größe dieses inaktiven Bereiches im Flüssigargon ergibt sich

aus dem Sicherheitsabstand der HRC-Schicht von der Stahlstange, welcher zur Vermeidung von Überschlügen erforderlich ist.

Der Ansatz bei der Entwicklung des Kompensationsmechanismus für den Verlust eines Teiles des Signals besteht darin, die Bleikerne der Absorberplatten im Bereich der Stahlstangen durch Ringe eines Materials zu ersetzen, in dem ein Teilchenschauer weniger Energie deponiert als in Blei [32]. Als Material wurde deshalb Aluminium gewählt. Die Dicke des Ringes ist durch die Dicke des Bleikerns vorgegeben. Der Innenradius des Ringes muß aus Gründen der mechanischen Stabilität so gewählt werden, daß der Ring an den Teflonschlauch anschließt, welcher die Stahlstange elektrisch isoliert. Der Außenradius verbleibt als einziger variabler Parameter.

Durchquert ein elektromagnetischer Schauer eine solche Anordnung, so passiert folgendes: Die Entwicklung des Schauers verschiebt sich aus dem inaktiven Bereich heraus, da Aluminium eine größere Strahlungslänge als Blei besitzt. Deshalb wird im inaktiven Bereich weniger Energie deponiert als in einer Konfiguration ohne Aluminiumring. Aufgrund der transversalen Ausdehnung des Schauers findet aber auch in dem Teil der Flüssigargonschicht eine Energiedeposition statt, in dem der Kern der Absorberplatte aus Aluminium besteht. Dort ist die lokale Sampling Fraction größer als im restlichen homogenen Bereich des Moduls, so daß dieser Teil der Energiedeposition bei der Erzeugung des Signals stärker gewichtet wird als derjenige Teil im homogenen Bereich. Bei geeigneter Wahl des Außenradius des Aluminiumringes kann diese Übergewichtung dazu führen, daß der Signalverlust im inaktiven Bereich kompensiert wird.

Die obigen qualitativen Überlegungen wurden in [32] durch Simulationsrechnungen quantifiziert. Der Außenradius des Aluminiumringes wurde dabei aus Ereignissen bestimmt, bei denen Elektronen mit 75 GeV Energie im H1-Detektor so auf den FB2E trafen, daß das Schauermaximum in einer Stahlstange verlief. In diesem Fall ist der maximale Einfluß der Stahlstange auf das Signal sichtbar. Aus den Simulationsrechnungen ergibt sich 10 mm als bester Wert für den Außenradius.

Die Abbildung 5.10 stellt für den Außenradius des Aluminiumringes von 10 mm das simulierte Signal als Funktion des Abstandes der Schauerachse von der Mitte der Stahlstange dar. Bei zentralem Einschuß in die Stahlstange fällt das Signal um etwa 3.5 % gegenüber dem Signal im homogenen Bereich des FB2E-Moduls ab. Verläuft die Schauerachse in 8.5 mm Abstand von der Stahlstange, so tritt eine Signalüberhöhung von etwa 0.8 % auf. Hier führt der Aluminiumring also zu einer Überkompensation des Signalverlustes.

5.5 Bestimmung der mechanischen Parameter eines Moduls

Die genaue Kenntnis des mechanischen Aufbaus der FB2E-Moduln ist eine Voraussetzung für deren Kalibration. Im folgenden wird beschrieben, auf welche Weise die Dicken der Platten und deren Abstände bestimmt wurden.

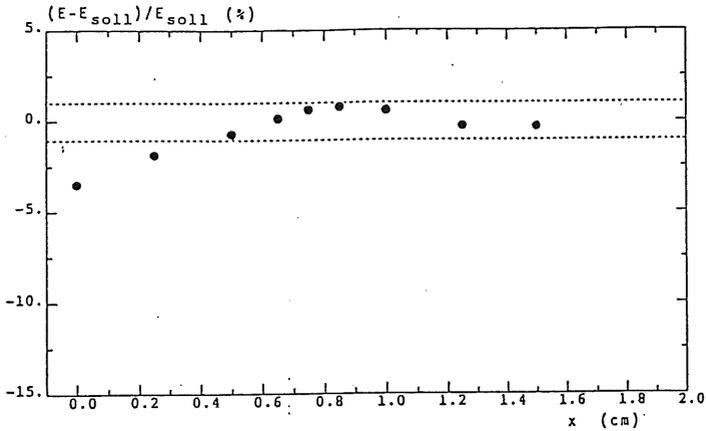


Abbildung 5.10: Relative Abweichung des Signals vom Sollsignal als Funktion des Abstandes der Schauerachse von einer Stahlstange des FB2E-Moduls. Ergebnisse von Simulationsrechnungen für Elektronen mit 75 GeV Energie im H1-Detektor [32].

5.5.1 Messung der Plattendicken an ausgewählten Positionen

Die Entwicklung eines Verfahrens zur Messung von Plattendicken erfolgte parallel zur Herstellung der Platten. Aus diesem Grunde wurden bei der Vermessung der Platten der FB2E-Moduln drei verschiedene Verfahren angewandt [38].

Bei der Sechspunktmessung wurde die Plattendicke an den in der Abbildung 5.11 a) eingezeichneten sechs Punkten gemessen. Dazu wurde die Platte an eine ebene Unterlage gedrückt und die Dicke mit einer digitalen Meßuhr mit einer Genauigkeit von $1 \mu\text{m}$ gemessen. Insgesamt wurden 276 Hochspannungsplatten und 215 Ausleseplatten des FB2E auf diese Weise vermessen.

Bei der Neunpunktmessung wurde die Plattendicke an den in der Abbildung 5.11 b) eingezeichneten neun Punkten mit einer Mikrometerschraube gemessen. Deshalb lagen diese Punkte am Rand der Platte.

Alle restlichen Plattendicken wurden mit dem als Maschinenmessung bezeichneten Verfahren gemessen. Bei diesem Verfahren wurde die zu vermessende Platte unter einer Anordnung von vier digitalen Meßuhren gleichen Typs wie bei der Sechspunktmessung hindurchgeschoben. Die Abbildung 5.11 c) zeigt die Linien, entlang derer die Plattendicken in einem Abstand von 1 cm gemessen wurden. Die Platten wurden während der Messung durch um die Meßfühler der Meßuhren konzentrisch angeordnete Stempel an eine polierte Steinplatte gedrückt. Die Unebenheit der Steinplatte betrug $3 \mu\text{m}$ und bestimmte die Genauigkeit der Messung. Pro Ausleseplatte wurden 92 Punkte gemessen; bei den Hochspannungsplatten und den Platten ohne Bleikern waren es jeweils 96 Punkte. Die Abbildung 5.12 zeigt exemplarisch das Ergebnis der Dickenmessung einer Absorber-

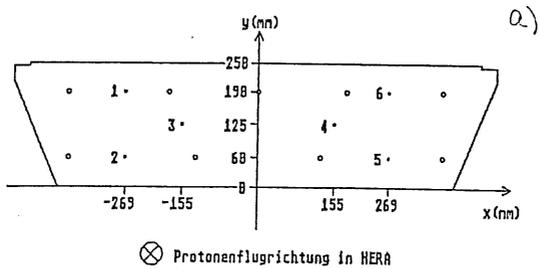
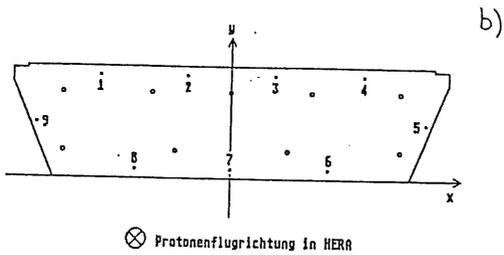
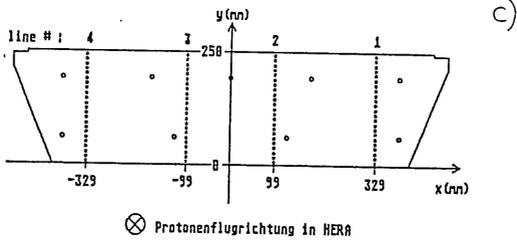


Abbildung 5.11: Lage der Meßpunkte der Dickenmessung a) bei der Sechspunktmethode, b) Neunpunktmethode und c) bei der Maschinenmessung [38].

platte des FB2E-Prototypen. Die auftretenden Dickenvariationen sind typisch für alle Platten und beruhen auf dem Herstellungsverfahren, bei dem die einzelnen Schichten einer Platte unter Druck und Hitze miteinander verklebt wurden. Hierbei wird der Kleber (Prepreg) flüssig und tritt an den Rändern der Platte aus. Deshalb sind die Platten in der Mitte dicker als am Rand.

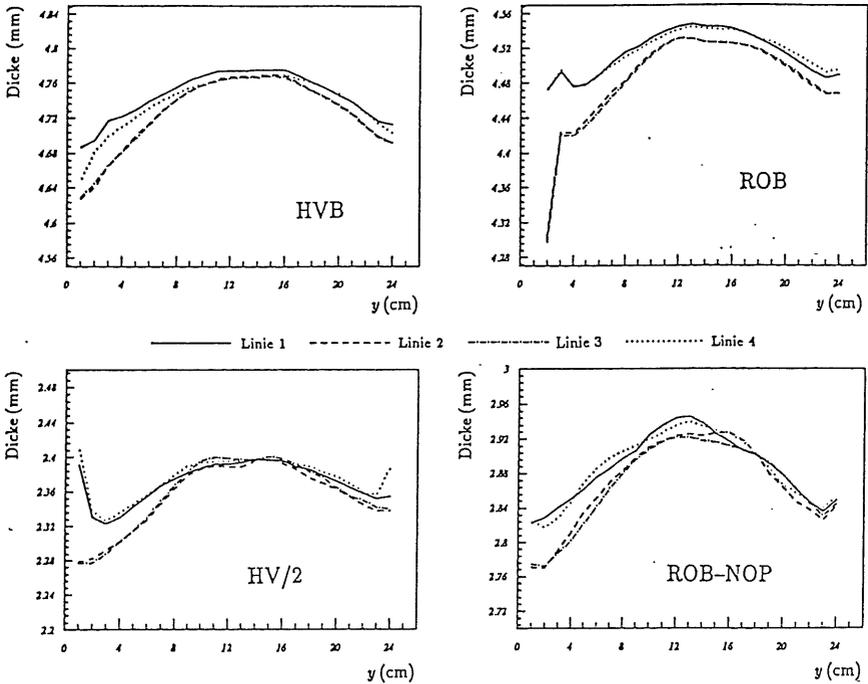


Abbildung 5.12: Typisches Dickenprofil einer Absorberplatte, bestimmt aus der Maschinenmessung [36, 38].

5.5.2 Messung der Plattenabstände an ausgewählten Positionen

Die Messung der Plattenabstände eines Moduls wurde mit einer Gapmeßapparatur durchgeführt [39]. Hierbei handelt es sich um eine halbautomatische Vorrichtung, die einen

Meßkopf im Raum zwischen zwei Platten positioniert und die Daten der Messung aufzeichnet. Die Abbildung 5.13 zeigt die acht Linien, längs derer die Abstände der Platten der FB2E-Moduln gemessen wurden. Bei der Durchführung der Messung der Plattenabstände längs einer solchen Linie wurde der Meßkopf soweit zwischen die Platten gefahren, bis der Presampler erreicht war oder der Plattenabstand unterhalb von 2 mm lag. Danach wurden die Plattenabstände beim Herausziehen des Meßkopfes mit einer Schrittweite von 1 cm gemessen. Auf diese Weise ergaben sich maximal 158 Meßpunkte pro Plattenpaar. Die Abbildung 5.14 zeigt exemplarisch das Ergebnis der Messung der Plattenabstände im Gap mit der Nummer 51 des FB2E-Prototypen. Die Variationen der Plattenabstände sind typisch für alle Flüssigargonschichten und zeigen erwartungsgemäß den entgegengesetzten Verlauf der Variationen der Plattendicken.

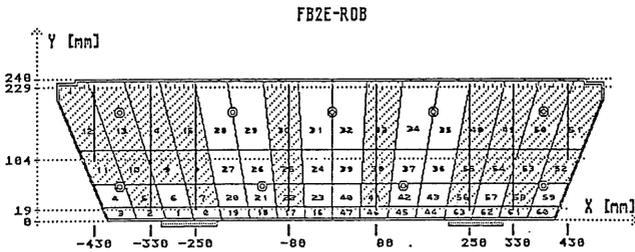


Abbildung 5.13: Lage der Meßlinien bei der Messung der Plattenabstände [39].

5.5.3 Berechnung der Plattendicken und der Plattenabstände für beliebige Positionen

Die Resultate der zuvor beschriebenen Messungen zeigen typische ortsabhängige Variationen der Plattendicken von 10 % und der Abstände benachbarter Platten von 20 %. Der Einfluß dieser Variationen auf das Signal kann durch die entsprechenden Änderungen der

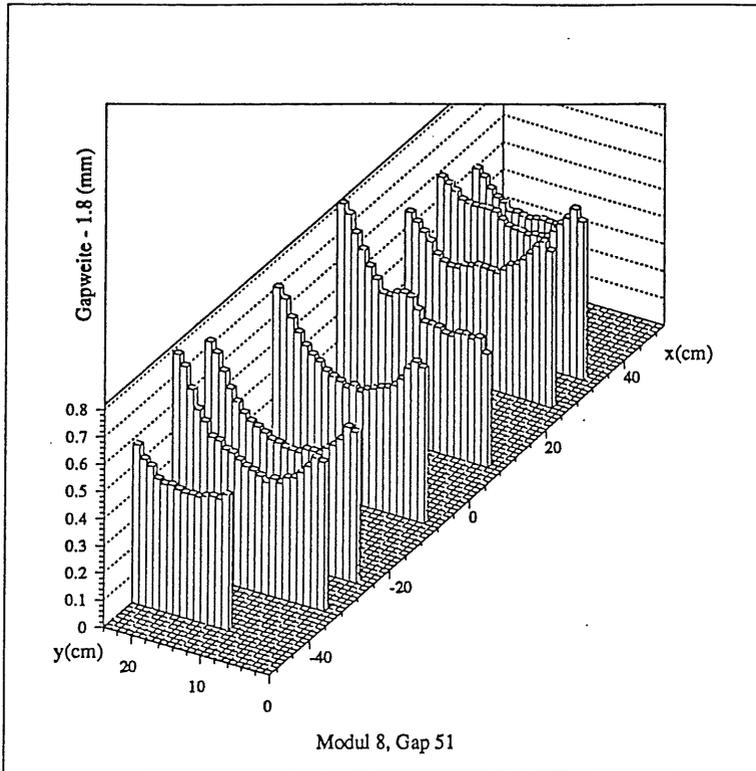


Abbildung 5.14: Typischer Verlauf des Abstandes benachbarter Absorberplatten, gemessen mit der Gapmeßapparatur [36].

Sampling Fraction abgeschätzt werden. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Plattendicken aufgrund der Dicken des Prepregs variieren und der Abstand zweier Platten der Dicke der Flüssigargonschicht entspricht. Für die Sampling Fraction ergibt sich dann bei alleiniger Variation der Plattendicke eine Änderung von ca. 4 % und bei alleiniger Variation der Dicke der Flüssigargonschicht eine Änderung von ca. 18 %. Diese Änderungen liegen oberhalb der angestrebten Genauigkeit der Kalibration von einem Prozent.

Um die Auswirkungen der Dickenvariationen auf die Kalibration berücksichtigen zu können, wurde ein Verfahren entwickelt, welches auf der Grundlage der vorhandenen diskreten Meßpunkte für den gesamten Bereich einer Platte deren Dicke bzw. die Abstände zu den beiden benachbarten Platten liefert [36]. Aus diesen Daten lassen sich gemittelte Plattendicken oder Plattenabstände berechnen, aus denen dann gemittelte Sampling Fractions bestimmt werden können.

Das Verfahren beruht auf der Anpassung von zweidimensionalen kubischen Splines, das sind zweimal stetig differenzierbare zweidimensionale Polynome höchstens dritten Grades, an die vorhandenen Meßpunkte. Die Genauigkeit des Verfahrens wurde aus dem Vergleich von rekonstruierten mit gemessenen Plattenabständen bestimmt und hängt vom Abstand der zu rekonstruierenden Punkte von den Meßpunkten ab. Die Plattenabstände können mit einem statistischen Fehler, der zwischen $40 \mu\text{m}$ und $51 \mu\text{m}$ liegt, bestimmt werden. Der statistische Fehler wird von lokalen Variationen der Plattenabstände verursacht, die nicht durch die Splines beschrieben werden. Der systematische Fehler liegt im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $7 \mu\text{m}$ und ist gegen den statistischen Fehler vernachlässigbar.

Die Abbildung 5.15 zeigt den rekonstruierten Verlauf des Abstandes zweier Platten, welcher die schon in den einzelnen Meßpunkten auftretende starke Ortsabhängigkeit aufweist. Die Flüssigargonschichten eines FB2E-Moduls werden aber nicht einzeln, sondern zu geometrischen Kanälen zusammengefaßt, ausgelesen. Deshalb können die Korrekturen auf diese Dickenvariationen der Flüssigargonschichten nicht für jede einzelne Schicht, sondern nur auf dem Niveau eines geometrischen Kanals durchgeführt werden. Die Tabelle 5.5 zeigt die Dicken der Flüssigargonschichten der geometrischen Kanäle des FB2E-Prototypen nach einer Mittelung über die θ -Lagen. Man sieht, daß die mittlere Dicke

θ -Lage	0	1	2	3
$d[\text{mm}]$	2.359	2.347	2.301	2.324

Tabelle 5.5: Dicken der Flüssigargonschichten der geometrischen Kanäle des FB2E-Prototypen nach Mittelung über die θ -Lagen [36].

einer Flüssigargonschicht vor allem in den θ -Lagen 2 und 3 mehr als ein Prozent von der nominalen Dicke von 2.35 mm abweicht. Da das Signal in einem Kanal zur mittleren Dicke der Flüssigargonschicht proportional ist, müssen diese Abweichungen bei der Kalibration berücksichtigt werden. Sofern später nicht anders erwähnt, besteht die erforderliche Korrektur in der Multiplikation des Signals mit dem Verhältnis aus der nominalen Dicke und der tatsächlichen Dicke der Flüssigargonschicht in diesem Kanal.

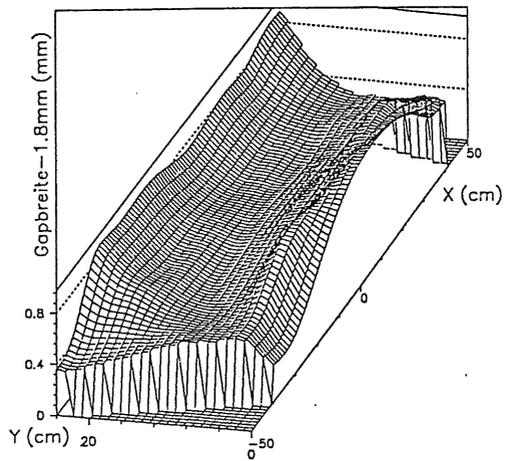


Abbildung 5.15: Rekonstruierter Verlauf des Abstandes zweier Absorberplatten [36].

Kapitel 6

Der Testaufbau

In diesem Kapitel wird der Aufbau beschrieben, mit dem in den Monaten Mai und Juni des Jahres 1990 die Messungen der *FB/OF*-Periode durchgeführt wurden. Der Name dieser Periode rührt von der gewählten Anordnung der Moduln her, welche einen Ausschnitt aus den FB2- und OF1-Kalorimeterringen des H1-Detektors nachbildete. Die Beschreibung des Aufbaus erfolgt hier soweit, wie es zum Verständnis derjenigen Messungen erforderlich ist, bei denen Elektronen auf den FB2E-Prototypen trafen.

In diesem Kapitel wird zunächst der H6-Strahl beschrieben, in dem die Messungen durchgeführt wurden. Hieran schließt sich eine Beschreibung der Detektoren an, welche zur Definition der aufzuzeichnenden Ereignisse benutzt wurden. Es folgen eine Beschreibung der Anordnung der Moduln im Strahl und eine Zusammenstellung der Menge an Material, welches die Strahlteilchen bis zum Auftreffen auf ein Modul durchqueren mußten. Schließlich werden die Signalauslese und die Korrekturen der elektronischen Kalibration dargestellt.

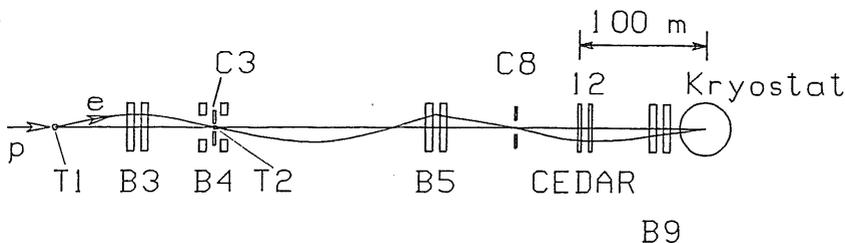


Abbildung 6.1: Führung des H6-Strahls [40].

6.1 Der H6-Strahl

Der H6-Strahl befindet sich am SPS, dem Super Proton Synchrotron des Europäischen Kernforschungszentrum CERN (Centre Européenne de la Recherche Nucléaire) in Genf. Dieser Strahl (vgl. Abb. 6.1) stellt Elektronen mit Impulsen im Bereich von 3.7 GeV/c bis 80 GeV/c zur Verfügung [41].

Zur Erzeugung des H6-Strahles wird ein primärer Strahl von Protonen P mit einem Impuls von 450 GeV/c aus dem SPS abgelenkt und auf einen Materieblock T1, auch als Target bezeichnet, aus Beryllium geschossen. Die Protonen erzeugen bei den Wechselwirkungen mit den Berylliumkernen elektrisch geladene und neutrale Teilchen. Die geladenen Teilchen werden durch einen Magneten aus dem Strahl entfernt. Bei den neutralen Teilchen handelt es sich hauptsächlich um Photonen aus dem Zerfall von im Target erzeugten neutralen Pionen. Die Photonen treten in einen Konverter aus Blei ein und erzeugen Elektron-Positron-Paare, von denen je nach Einstellung der Strahloptik entweder die Elektronen oder die Positronen weiter durch die Strahloptik transportiert werden. Diese Teilchen stellen den sekundären H6-Strahl dar und werden auf ein zweites Target T2 aus Aluminium oder Polyäthylen gelenkt. Dort werden weitere Elektron-Positron-Paare erzeugt [42]. Die aus dem zweiten Target austretenden Elektronen bilden den tertiären Strahl, welcher nun bis zum Kryostaten transportiert wird. Der tertiäre Strahl durchquert auf dem Weg zum Kryostaten noch den Dipolmagneten B9. Dieser Magnet erlaubt die vertikale Ablenkung des Strahles zum Zwecke der Variation des Auftreffpunktes der Strahlteilchen auf die Moduln.

Die Dipolmagnete B3, B4 und B5 definieren den absoluten Impuls der Teilchen im Strahl, und die Kollimatoren C3 und C8 legen die Impulsauflösung fest.

Die Genauigkeit Δp des absoluten Impulses p der Elektronen im tertiären Strahl ist durch die folgende Beziehung gegeben [43]:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{15 \%}{p[\text{GeV}/c]} \oplus 0.5 \%, \quad (6.1)$$

also z.B. ca. 0.7 % bei einem Impuls von 30 GeV/c. Der impulsunabhängige Beitrag von 0.5 % ist dabei auf Hystereseeffekte in den Ablenkmagneten und auf Unsicherheiten in der Steuerung der Magnete zurückzuführen. Die relative Impulsunschärfe $\delta p/p$ wird durch die Kollimatoren in der Strahlführung eingeschränkt und beträgt typischerweise [44]:

$$\frac{\delta p}{p} < 0.8 \%.$$

6.2 Die den Strahl definierenden Detektoren

Während der FB/OF-Periode liefern mehrere Detektoren Informationen über die Teilchen, welche auf die Moduln im Kryostaten treffen (vgl. Abb. 6.2). Diese Detektoren werden einerseits benutzt um zu entscheiden, ob die von einem einfallenden Teilchen erzeugten Signale aufgezeichnet werden sollen; andererseits liefern einige der Detektoren Informationen über den Ort der einfallenden Teilchen. Bei allen akzeptierten Ereignissen werden

neben den Signalen der Moduln auch die Informationen dieser Detektoren aufgezeichnet.

Es folgt eine Beschreibung der Detektoren mit Hinweisen darauf, wie die Informationen dieser Detektoren bei der späteren Datenanalyse berücksichtigt werden.

- In ca. 90 m Abstand vom Kryostaten (vgl. Abb. 6.1) befinden sich zwei differentielle Gas-Čerenkov-Zähler CEDAR1 und CEDAR2 [45]. Der Druck des Gases wird so eingestellt, daß der von einem Elektron mit Nominalimpuls emittierte Lichtkegel auf acht ringförmig um die Achse des Zählers angebrachte Photonenvervielfacher fällt. Ein Elektron gilt als von einem Zähler identifiziert, wenn mindestens sechs Photonenvervielfacher ein Signal geben. Für die Datenanalyse werden nur Ereignisse benutzt, in denen beide Zähler ein Elektron identifizieren.
- In ca. 1.80 m und ca. 24 m Abstand vom Kryostaten befinden sich zwei Vieldrahtproportionalkammern MWPC2 und MWPC1 mit jeweils zwei um 90° gedrehten Drahtebenen. Der Abstand benachbarter Drähte beträgt 2 mm. Diese Kammern legen die Spuren der einfallenden Teilchen fest. Sie werden auch benutzt, um Ereignisse zu verwerfen, in denen mehr als ein Teilchen auf die Moduln im Kryostaten trifft: signalisieren mehr als zwei benachbarte Drähte einen Teilchendurchgang, so wird das Ereignis in der Datenanalyse verworfen.
- Aus der Sicht der einfallenden Teilchen befinden sich vor den beiden Vieldrahtproportionalkammern jeweils ein 3 cm breiter Szintillationszähler. Diese Zähler, B1 und B2, sind um 90° gegeneinander gedreht und definieren ein 3 cm × 3 cm großes Fenster auf der Strahlachse. Es werden nur Ereignisse analysiert, in denen die einfallenden Teilchen dieses Fenster passieren.
- Bei der Vetowand VM und dem Lochzähler HOLE handelt es sich um Szintillationszähler mit Löchern um die Strahlachse. Diese Zähler signalisieren den Durchgang von Teilchen abseits der Strahlachse und liefern eine zu den Zählern B1 und B2 komplementäre Information. Um auch Photonen nachweisen zu können, befindet sich vor der Vetowand eine Bleiwand als Konverter für die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren. Es werden keine Ereignisse analysiert, in denen VM oder HOLE einen Teilchendurchgang signalisieren.
- Die Vieldrahtproportionalkammer MWPC2, der Fingerzähler B2 und der Lochzähler HOLE sind auf einem Tisch installiert. Dieser Tisch kann korrespondierend zur vertikalen Ablenkung des Strahles durch den Magneten B9 nachgefahren werden.
- Die Myonenwände M1 und M2 bestehen aus Szintillationszählern. M1 signalisiert Ereignisse, die nicht vollständig in den Moduln im Kryostaten enthalten sind. M2 kann aufgrund des davor befindlichen Eisenabsorbers nur von Myonen durchdrungen werden. Es werden nur solche Ereignisse ohne Signale in den beiden Myonenwänden analysiert.

Die obigen Forderungen, die erfüllt sein müssen, um ein Ereignis zur Analyse zuzulassen, reduzieren die Anzahl zur Verfügung stehender Ereignisse ungefähr auf die Hälfte. Im Mittel wurden bei jeder Messung ca. 4000 Ereignisse aufgezeichnet, die die obigen Forderungen erfüllen.

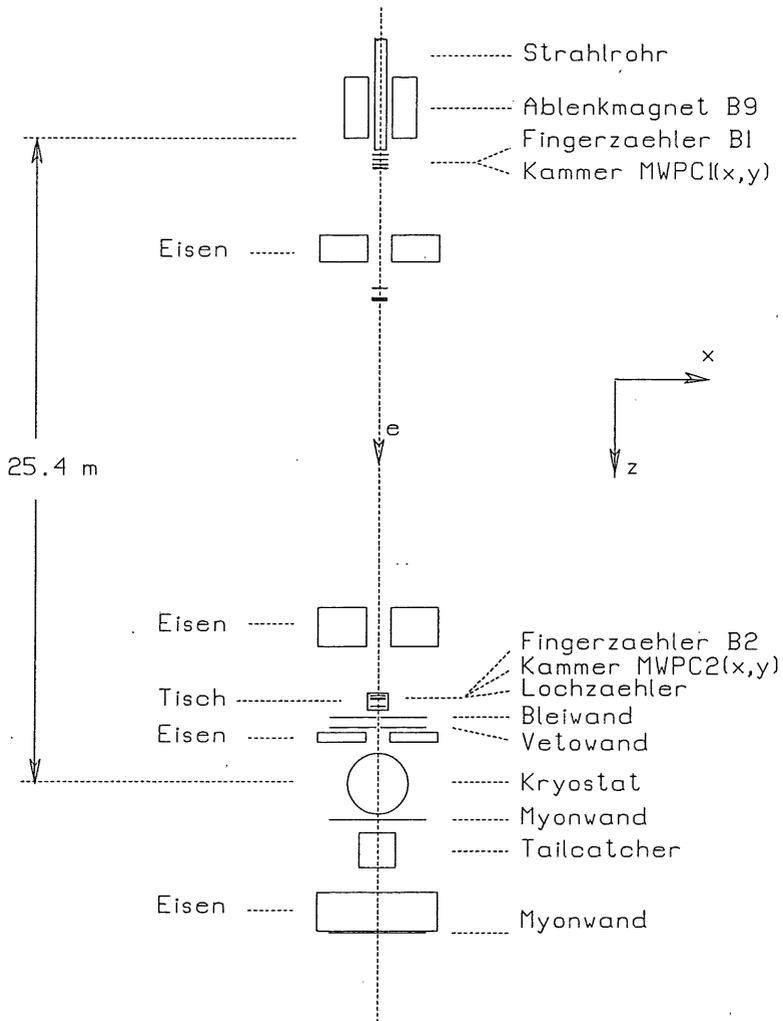


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Testaufbaus in der Nähe des Kryostaten.

6.3 Anordnung der Moduln im Kryostaten

Die Abbildung 6.3 zeigt für die FB/OF-Periode eine Aufsicht der Anordnung der Moduln in dem mit Flüssigargon gefüllten Kryostaten. Bis auf das BBE-Modul entspricht diese Anordnung einem Ausschnitt aus den FB2- und OF1-Kalorimeterringen des H1-Detektors. Das BBE-Modul wurde aus Platzgründen anstelle eines IF1E-Moduls eingesetzt. Beim FB2E-Modul handelt es sich um den für die Verwendung bei Testmessungen hergestellten FB2E-Prototypen. In der vorliegenden Arbeit werden nur die Signale dieses FB2E-Prototypen analysiert.

Der Argonverdränger minimiert die Menge an inaktivem Material vor den Moduln.

In der Abbildung 6.3 ist die Sollbahn von Teilchen eingezeichnet, wie sie bei der nominalen Positionierung der Moduln relativ zur Strahlachse vorliegt. Der Einfallswinkel von 25° liegt in dem Bereich, in dem im H1-Detektor Teilchen auf den FB2E-Kalorimeterring treffen. Der Kryostat ist senkrecht zur Strahlachse in der x-Richtung verschiebbar, so daß der Auftreffpunkt von Teilchen auf den FB2E-Prototypen in Richtung der z-Segmente um ca. 340 mm variiert werden kann.

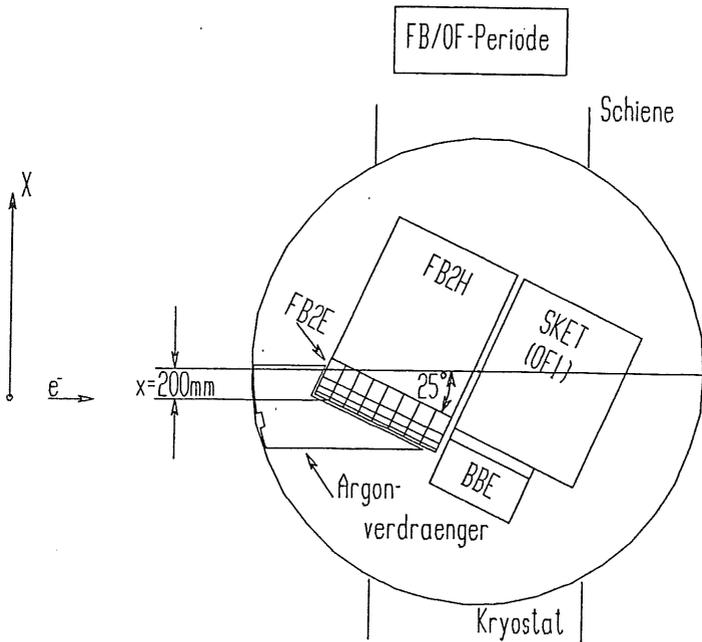


Abbildung 6.3: Anordnung der Moduln im Kryostaten in der FB/OF-Periode.

6.4 Zusammenstellung der Menge an Vormaterial

In [46] ist die Menge an Material zusammengestellt, die ein Teilchen vom Verlassen des Vakuumrohres der Strahlführung an bis einschließlich der Wand des Kryostaten durchqueren muß. Hierfür ergeben sich $0.6 X_0$. Die Hälfte dieses Betrages stammt dabei von der Wand des Kryostaten. Im Kryostaten sind vor dem Auftreffen auf den FB2E-Prototypen noch ungefähr 10 cm an Flüssigargon zu durchqueren [47]. Insgesamt ergibt sich somit eine Menge von etwa $1.3 X_0$ an Material vor dem FB2E-Prototypen.

6.5 Der elektronische Aufbau

In diesem Abschnitt werden die Signalauslese der geometrischen Kanäle eines Moduls und die Kalibration der dabei benutzten Elektronik beschrieben. Das Ziel der Signalauslese besteht in der Bestimmung desjenigen Teiles der Ladung, welcher beim Auftreffen eines Teilchens auf ein Modul in dessen Flüssigargonschichten erzeugt wird, und welcher bei der Drift im elektrischen Feld eine Ladung in den Ausseleplatten influenziert. Die Signalauslese und die Kalibration der Elektronik erfolgten bei den Messungen am CERN auf die gleiche Weise wie bei den Messungen mit dem H1-Detektor.

6.5.1 Die Signalauslese

Die in einem geometrischen Kanal influenzierte Ladung wird sowohl mit einer niedrigen als auch mit einer etwa um den Faktor vier größeren hohen Verstärkung elektronisch verstärkt und anschließend digitalisiert. Die Wahl zweier Verstärkungsfaktoren ist aufgrund des dynamischen Bereiches der Signale im H1-Detektor erforderlich, um die Signalaufösung nicht durch die Digitalisierung zu beschränken [48]. Die Digitalisierung geschieht durch einen Analog-Digital-Wandler mit einer Auflösung von 12 Bit und ergibt ein Signal A im Bereich von 0 bis 4095 ADC-Counts. Bei der hohen Verstärkung entsprechen 330 ADC-Counts ungefähr einem Picocoulomb.

Die Signalauslese bildet die 512 geometrischen Kanäle des FB2E-Prototypen auf $i = 1 \dots 1024$ elektronische Kanäle ab.

6.5.2 Kalibration der Elektronik

Die Kalibration der Elektronik stellt einen Zusammenhang zwischen dem digitalisierten Signal A_i in einem elektronischen Kanal i und der gemessenen Ladung Q_i her. Hierzu werden in den geometrischen Kanal definierte Ladungsmengen injiziert und die Abhängigkeit des digitalisierten Signals von der Ladungsmenge gemessen. Die Injektion der Ladung erfolgt über einen Kalibrationskondensator, der sich im Flüssigargon befindet. Die Zeitabhängigkeit der injizierten Ladung entspricht dabei dem zeitlich linearen Verlauf der in einem realen Ereignis in den Pads influenzierten Ladung. Es werden etwa 20 verschiedenen große Ladungsmengen in einen geometrischen Kanal injiziert, um den gesamten zu digitalisierenden Bereich abzudecken [49].

Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Ladung und dem digitalisierten Signal wird durch eine Kalibrationskurve K_i parametrisiert:

$$Q_i = K_i(A_i) = q_{i,0} + p_{i,2} \cdot q_{i,0}^2 + p_{i,3} \cdot q_{i,0}^3 \quad (6.2)$$

mit

$$q_{i,0} = p_{i,0} + p_{i,1} \cdot A_i,$$

wobei die Parameter $p_{i,j=0...3}$ aus einer Anpassungsrechnung bestimmt werden. Die Größe $q_{i,0}$ ist eine Hilfsgröße und veranschaulicht die im wesentlichen lineare Abhängigkeit des digitalisierten Signals von der Ladung, zu der erst bei größeren Ladungen nichtlineare Beiträge von ungefähr einem Prozent kommen. Die Größe

$$P_i = -\frac{p_{i,0}}{p_{i,1}} \quad (6.3)$$

wird als Pedestal bezeichnet und gibt denjenigen Wert des digitalisierten Signals an, der ohne eine Ladung im geometrischen Kanal ausgelesen wird. Der Wert des Pedestals liegt typischerweise bei 200 ADC-Counts.

6.5.3 Korrekturen der elektronischen Kalibration

Es gibt drei Arten von Korrekturen, die angewendet werden müssen, um aus der gemessenen Ladung die tatsächlich in einem geometrischen Kanal influenzierte Ladung zu bestimmen. Diese Korrekturen beziehen sich auf

- das Übersprechen in der Elektronik,
- die Abweichungen der Kapazitäten der Kalibrationskondensatoren vom Nominalwert, sowie
- die zeitliche Drift der Pedestals.

Korrektur des elektronischen Übersprechens

Aufgrund der nicht vollständig zu unterdrückenden kapazitiven Kopplung der elektronischen Kanäle untereinander erzeugt ein Signal in einem elektronischen Kanal auch Signale in anderen elektronischen Kanälen. Dieses wird als elektronisches Übersprechen bezeichnet. Bei der routinemäßigen Durchführung der elektronischen Kalibration, die einmal pro Tag erfolgt, werden aus Gründen der Zeitersparnis in alle elektronischen Kanäle gleichzeitig gleich große Ladungsmengen injiziert. Bei dieser Vorgehensweise kompensiert sich allerdings das Übersprechen eines Kanals a in einen Kanal b mit dem Übersprechen des Kanals b in den Kanal a . Im Gegensatz hierzu erzeugt das Auftreffen eines Teilchens auf ein Modul nur in wenigen elektronischen Kanälen Signale, welche zudem verschieden groß sind. In diesem Fall kann sich das Übersprechen zwischen den elektronischen Kanälen nicht kompensieren. Diejenigen Parameter der Kalibrationskurven, die sich ergeben, wenn in alle Kanäle gleichzeitig Ladungen injiziert werden, seien nun als alte Parameter bezeichnet.

Um realistische Kalibrationskurven zu erhalten, in denen der Einfluß des Übersprechens bei der elektronischen Kalibration berücksichtigt ist, wird folgendermaßen verfahren. Es werden jeweils nur in 1/16 aller Kanäle gleichzeitig Ladungen injiziert und neue Parameter der Kalibrationskurven bestimmt. Die Größe des Übersprechens f_i^X in einem elektronischen Kanal ergibt sich dann aus dem Quotienten der Ladungen \tilde{Q}_i und Q_i , die bei gegebenem digitalisiertem Signal A_i mit den neuen bzw. den alten Parametern der Kalibrationskurve berechnet werden:

$$f_i^X(A_i) = \frac{\tilde{Q}_i(A_i)}{Q_i(A_i)}$$

Die Größe des elektronischen Übersprechens kann durch ein Polynom dritten Grades parametrisiert werden [14]:

$$f_i^X(A_i) = a_{i,0} + a_{i,1} \cdot A_i + a_{i,2} \cdot A_i^2 + a_{i,3} \cdot A_i^3.$$

Da das Übersprechen nur vom elektronischen Aufbau abhängt, der während der FB/OF-Periode unverändert blieb, reicht eine einmalige Bestimmung der Korrekturpolynome aus.

Die um den Einfluß des Übersprechens korrigierte Ladung $\tilde{Q}_i(A_i)$ ergibt sich nun aus der unkorrigierten Ladung $Q_i(A_i)$ durch Multiplikation mit dem aus dem Korrekturpolynom berechneten Faktor $f_i^X(A_i)$:

$$\tilde{Q}_i(A_i) = f_i^X(A_i) \cdot Q_i(A_i). \quad (6.4)$$

Die Anwendung der Korrektur auf das Übersprechen bei der elektronischen Kalibration führt zu einer Anhebung der gemessenen Ladung um

$$\frac{\tilde{Q}_i - Q_i}{Q_i} = +(1.91 \pm 0.02) \%$$

Korrektur der Kalibrationskapazitäten

Das in der FB/OF-Periode benutzte Kalibrationssystem hatte keinen Zugriff auf die Datenbank mit den Kapazitäten C_i der Kalibrationskondensatoren. Deshalb wurde bei der Bestimmung der Kalibrationskurven der elektronischen Kanäle angenommen, daß alle Kalibrationskapazitäten den nominalen Wert $C_0 = 47 \text{ pF}$ haben. Die Kalibrationskapazitäten weisen jedoch herstellungsbedingt Variationen auf, so daß die bei der Kalibration injizierten Ladungen um denjenigen Faktor falsch berechnet wurden, mit dem die tatsächliche Kapazität vom nominalen Wert abweicht. Als Folge hiervon weichen die Parameter der Kalibrationskurven von den wahren Parametern ab. Die Kapazitäten der 512 Kalibrationskondensatoren sind mit einem Mittelwert von

$$\langle C \rangle = (47.06 \pm 0.01) \text{ pF}$$

und einer Standardabweichung von

$$\sigma_C = (0.26 \pm 0.01) \text{ pF}$$

normalverteilt. Die korrigierte Ladung \tilde{Q}_i in einem Kanal i ergibt sich aus der unkorrigierten Ladung Q_i durch Multiplikation mit dem Faktor f_i^C :

$$\tilde{Q}_i = f_i^C \cdot Q_i, \quad (6.5)$$

mit

$$f_i^C = \frac{C_i}{C_0}.$$

Die Anwendung dieser Korrektur führt bei realen Ereignissen zu einer Anhebung der gemessenen Ladung um

$$\frac{\tilde{Q}_i - Q_i}{Q_i} = (0.10 \pm 0.02) \% \dots (0.24 \pm 0.02) \%$$

Das angegebene Intervall drückt aus, daß diese Korrektur vom Ort der Energiedeposition im FB2E-Prototypen abhängt.

Korrektur der zeitlichen Drift der Pedestals

In der FB/OF-Periode wurden neben Ereignissen, in denen Elektronen auf den FB2E-Prototypen trafen, auch Ereignisse ohne einfallende Elektronen aufgezeichnet. Die letztgenannte Art von Ereignissen wird auch als Zufallsereignis bezeichnet und dient der Überprüfung der zeitlichen Stabilität der elektronischen Kalibration. Im Mittel über viele Zufallsereignisse sollte in einem geometrischen Kanal keine Ladung gemessen werden. Das bedeutet, daß das digitalisierte Signal A_i^Z im entsprechenden elektronischen Kanal i im Mittel gleich dem Pedestal P_i (Gl. 6.3) sein sollte, welches aus den Parametern der Kalibrationskurve berechnet wird.

Die Zufallsereignisse zeigen nun, daß das digitalisierte Signal zeitlich driften kann und nicht mit dem Pedestal der Kalibrationskurve übereinstimmt. Das wahre, für eine Messung gültige Pedestal, wird deshalb aus den Zufallsereignissen bestimmt. Dazu wird für jeden Kanal eine Normalverteilung an die gemessene Verteilung der A_i^Z angepaßt. Um den Einfluß eventueller Ausläufer in der gemessenen Verteilung auszuschließen, wird eine zweite Anpassung durchgeführt, die auf einen Bereich von \pm zwei Standardabweichungen um den Mittelwert beschränkt ist, der sich aus der ersten Anpassung ergeben hat. Der Mittelwert P_i^Z des wahren Pedestals ist dann gleich dem Mittelwert der zweiten Normalverteilung und die Breite $\sigma_{P_i^Z}$ des wahren Pedestals ist gleich der Standardabweichung dieser Normalverteilung.

Der Breite des Pedestals in einem Kanal i kommt bei der späteren Datenanalyse eine besondere Bedeutung zu, weil sie ein Maß für die Größe des elektronischen Rauschens ist. Der Breite des Pedestals entspricht eine Ladung Q_i^S , die aus der Kalibrationskurve K_i gemäß der Gleichung (6.2) zu berechnen ist:

$$Q_i^S = K_i(P_i^Z + \sigma_{P_i^Z}).$$

Um elektronische Kanäle von der Analyse auszuschließen, in denen nur Rauschen gemessen wird, wird ein Schnitt auf die Größe der gemessenen Ladung durchgeführt. Alle

Kanäle, in denen die gemessene Ladung unterhalb von $n \cdot Q_i^S$ liegt, werden von der Analyse ausgeschlossen. Die Größe n ist ein Maß für die Härte der Rauschunterdrückung. Ein solcher Schnitt wird auch als $n\text{-}\sigma$ Schnitt bezeichnet. Die Durchführung eines solchen Schnittes bei der Berechnung eines Signals nennt man Rauschunterdrückung.

Bei vielen Messungen sind die aufgezeichneten Zufallsereignisse nicht zahlreich genug, um die tatsächlichen Pedestals zu bestimmen. Deshalb werden die Zufallsereignisse zeitlich benachbarter Messungen (typischerweise in einem Zeitraum von weniger als zwölf Stunden) für die Anpassung der Normalverteilung zusammengefaßt. Vergleicht man die Pedestals, die auf diese Weise in Abständen von mehreren Tagen gemessen wurden, so zeigt sich, daß die Pedestals zeitlich relativ stabil sind. Als Beispiel sei hier der Vergleich der Pedestals zweier Meßreihen angeführt, die einen zeitlichen Abstand von 18 Tagen voneinander haben. Die Mittelwerte der Pedestals unterscheiden sich um (-0.195 ± 0.006) ADC-Kanäle und deren Breiten um (-0.013 ± 0.004) ADC-Kanäle. Die Auflösung von Bruchteilen von ADC-Kanälen ist aufgrund der Zusammenfassung der Zufallsereignisse mehrerer Messungen möglich.

Die um den Einfluß der zeitlichen Drift korrigierte Ladung $\tilde{Q}_i(A_i)$ ergibt sich nun auf folgende Weise aus der unkorrigierten Ladung $Q_i(A_i)$:

$$\tilde{Q}_i(A_i) = Q_i(A_i) - K_i(P_i^Z). \quad (6.6)$$

K_i bezeichnet die Kalibrationskurve des Kanals i .

Reihenfolge der Anwendung der Korrekturen

Als erstes muß die Drift des Pedestals gemäß der Gleichung (6.6) korrigiert werden. Danach folgen die Korrektur der Kalibrationskapazitäten (Gl. (6.5)) und die Korrektur des elektronischen Übersprechens (Gl. (6.4)). Die Reihenfolge der beiden zuletzt genannten Korrekturen ist beliebig, da sie multiplikativ sind.

Kapitel 7

Simulation und Rekonstruktion von Messungen durch die Programme ARCET und H1REC

In dem Kapitel 9 wird das Konzept der Kalibrationskonstanten des idealen Moduls eines Kalorimeterringes beschrieben. Diese Kalibrationskonstante wird zum Zwecke der Kalibration der entsprechenden realen Moduls im H1-Detektor aus Messungen mit dem zugehörigen Prototypen eingeführt. Im Rahmen der Bestimmung der Kalibrationskonstanten des idealen Moduls muß z.B. eine Korrektur des Einflusses von inaktivem Material vor dem Prototypen auf die Energiedeposition einfallender Teilchen im Prototypen bestimmt werden. Hierzu ist der Einsatz von Simulationsrechnungen erforderlich.

Um eine konsistente Kalibration aller Kalorimeterringe des H1-Detektors zu gewährleisten, müssen die Simulationsrechnungen zu den Messungen mit den Prototypen der einzelnen Kalorimeterringe in gleicher Weise erfolgen. Es muß z.B. sichergestellt sein, daß in allen Fällen die gleichen Parameter (siehe Abschnitt 7.1.1) zur Steuerung der Simulationsrechnungen benutzt werden. Diese Forderung wird am einfachsten dadurch erfüllt, daß alle Simulationsrechnungen mit dem gleichen Programm durchgeführt werden. Hierfür steht das Simulationsprogramm ARCET (**AR**gon **CE**rn **T**est) [50] zur Verfügung.

Als Ergebnis eines mit ARCET simulierten Ereignisses erhält man für alle Kanäle des Prototypen, in denen eine Energiedeposition erfolgte, die im aktiven (Flüssigargon) und passiven Volumen (Absorberplatten) deponierten Energien. Das Ziel der weiteren Verarbeitung dieser Rohdaten, Rekonstruktion genannt, besteht in der Berechnung eines Signals, welches mit der gemessenen Ladung vergleichbar ist. Hierfür steht das Programm H1REC (**H1 RE**Construction) [51] zur Verfügung, welches z.B. die Überlagerung von elektronischem Rauschen über die Rohdaten ermöglicht. Aus dem Vergleich des simulierten Signals mit der gemessenen Ladung kann dann geschlossen werden, wie genau die Simulationsrechnungen die Messungen beschreiben und wie genau die aus den Simulationsrechnungen abzuleitenden Korrekturfaktoren bestimmt werden können.

In diesem Kapitel werden zunächst die Programme ARCET und H1REC beschrieben. Daran schließt sich eine Bewertung der Genauigkeit an, mit der diese Programme die dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen mit dem FB2E-Prototypen beschreiben.

7.1 Technische Ausführung der Simulationsrechnungen

Die Simulationsrechnungen erfolgen mit dem Programm ARCET, welches eine modifizierte Version des Programmes H1SIM (**H1 SIMulation**) [52] zur Simulation von Ereignissen im H1-Detektor darstellt. Da sich die Modifikationen nur auf die Anordnung einzelner Komponenten des H1-Detektors relativ zu den einfallenden Teilchen beziehen, ist sichergestellt, daß Ereignisse im H1-Detektor und bei den Messungen mit dem Prototypen auf gleiche Weise simuliert werden. Im folgenden wird deshalb zunächst die Arbeitsweise des Programmes H1SIM beschrieben und danach auf die Unterschiede zwischen ARCET und H1SIM eingegangen.

7.1.1 Das Programm H1SIM

Das Programm H1SIM steuert die Kodierung des geometrischen Aufbaus der Komponenten des H1-Detektors und die Durchführung der Simulation der Wechselwirkungen von Teilchen im Detektor. Für beide Zwecke werden Routinen des Programmpaketes GEANT in der Version 3.14 [53] benutzt.

Kodierung des geometrischen Aufbaus

Um die Kodierung des geometrischen Aufbaus der Komponenten des H1-Detektors zu vereinfachen und die Ausführungszeiten für die Simulationsrechnungen zu minimieren, sind die einzelnen Komponenten in einer Idealgeometrie implementiert. Das heißt z.B. im Falle des FB2E-Kalorimeterringes, daß für alle Flüssigargonschichten die gleiche homogene Dicke von 2.35 mm angenommen wird. Die Abweichungen von der Idealgeometrie, die aus der Vermessung der einzelnen Moduln bekannt sind (siehe Abschnitt 5.5), können aber bei der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse durch H1REC berücksichtigt werden.

In der Kodierung der Idealgeometrie sind alle Materialien mit den zugehörigen mittleren Dicken und charakteristischen Parametern, wie z.B. die Strahlungslänge, erfaßt. In diesem Fall liegt die detaillierteste Beschreibung des H1-Detektors vor. Je nach Fragestellung ist es sinnvoll, zum Zwecke verringerter Ausführungszeiten auch gröbere Beschreibungen als diejenige der Idealgeometrie zu benutzen. So gibt es z.B. eine weitere Beschreibung, in der die Absorberplatten im Kalorimeter durch ein einziges Medium gleicher Dicke und gleicher mittlerer Strahlungslänge ersetzt sind. In der dritten und größten Beschreibung der Geometrie ist sogar die ganze Folge von Absorberplatten und Flüssigargonschichten durch ein einziges Medium ersetzt. Dem Vorteil der verringerten Ausführungszeit bei einer größeren Beschreibung steht jedoch eine weniger realistische Simulation der Energiedeposition im Kalorimeter gegenüber. Im Falle der größten Beschreibung der Geometrie fallen z.B. die Sampling-Fluktuationen bei der Energiedeposition von Teilchenschauern weg.

Um die Kalibration des FB2E mit der größtmöglichen Genauigkeit durchführen zu können, werden die weiter unten beschriebenen Simulationsrechnungen mit der detaillierten Idealgeometrie durchgeführt.

Simulation von Teilchenwechselwirkungen

Da sich diese Arbeit auf die Analyse von elektromagnetischen Schauern beschränkt, wird im folgenden nur deren Simulation skizziert. Die Simulation elektromagnetischer Schauer wird in H1SIM durch das Programmpaket GEANT gesteuert. Dieses simuliert für Teilchenenergien im Bereich von 10 keV bis 10 TeV die folgenden elektromagnetischen Wechselwirkungen (siehe Kapitel 4):

- Paarbildung,
- Compton-Streuung,
- Photoeffekt,
- Vielfachstreuung,
- Energieverlust durch Anregung und Ionisation,
- Bremsstrahlung,
- Annihilation.

Die Simulation eines elektromagnetischen Schauers liefert für alle durchdrungenen Materialien die darin deponierten Energien. Hier ist die in den Flüssigargonschichten deponierte Energie besonders wichtig, da sie zur meßbaren Ionisationsladung im Flüssigargon proportional ist. Diese Komponente der deponierten Energie wird deshalb auch als sichtbare Energie bezeichnet. Der Anteil der sichtbaren Energie wird durch zwei frei wählbare Parameter der Simulation wesentlich beeinflusst. Dieses sind diejenigen kinetischen Energien, unterhalb derer Photonen (P_{cut}) und Elektronen (E_{cut}) nicht mehr an der Entwicklung des Schauers teilnehmen und ihre Energie lokal deponieren. Im allgemeinen sollte die Simulation den Anteil der sichtbaren Energie umso realistischer beschreiben, je niedriger die Werte dieser Parameter gewählt werden. Hier muß jedoch ein Kompromiß in Hinblick auf die bei niedrigen Parametern anwachsende Ausführungszeit der Simulationsrechnung eingegangen werden.

Die unten beschriebenen Simulationsrechnungen werden mit dem kleinsten Satz von Parametern durchgeführt, der standardmäßig für H1SIM bzw. ARCET zur Verfügung steht. Diese Parameter betragen $E_{cut} = 1.0$ MeV und $P_{cut} = 0.2$ MeV. Die Simulation eines elektromagnetischen Schauers, ausgelöst von einem Elektron mit 30 GeV Energie, benötigt mit der detaillierten Beschreibung der Idealgeometrie und den zuvor angegebenen Werten von E_{cut} und P_{cut} im Mittel ungefähr 30 Sekunden Rechenzeit.

7.1.2 Das Programm ARCET

Das Programm ARCET stellt eine Anpassung des Programmes H1SIM an die speziellen Aufbauten der Messungen mit den Prototypen verschiedener Komponenten des Kalorimeters des H1-Detektors dar. ARCET benutzt die Kodierung der Geometrie der einzelnen Moduln der Kalorimeterringe aus H1SIM, ordnet die Moduln aber den Aufbauten der verschiedenen Perioden entsprechend im Kryostaten des Testaufbaus an. Die Kodierung

des Testaufbaus umfaßt zusätzlich alle bekannten im Strahlengang befindlichen Elemente bis zu einem Abstand von 25.40 m von dem Eintrittsfenster im Kryostaten. Dieses ist der Abstand, in dem die einfallenden Teilchen die Vakuumröhre der Strahlführung verlassen.

Die Simulation der Messungen erfolgt im lokalen Koordinatensystem des Testaufbaus. Tritt eine Wechselwirkung auf, so werden die zugehörigen lokalen Ortskoordinaten in das Koordinatensystem des H1-Detektors abgebildet. Die Zuordnung dieser Koordinaten zu einem geometrischen Kanal im H1-Detektor erfolgt dann genauso, als fände die Wechselwirkung im H1-Detektor statt. Die bei der Wechselwirkung erfolgte Energiedeposition wird diesem geometrischen Kanal zugeschrieben.

Eigene Modifikationen

In der FB/OF-Periode entsprach die Anordnung der elektromagnetischen Kalorimeter, FB2E-Prototyp und BBE-Prototyp benachbart, keinem Ausschnitt aus dem H1-Detektor. Das erschwerte die Kodierung der Abbildung aus dem lokalen Koordinatensystem des Testaufbaus in dasjenige des H1-Detektors. Diese Schwierigkeiten haben dazu geführt, daß die offizielle Version von ARCET für diesen Aufbau nicht frühzeitig bereitgestellt werden konnte. Deshalb wurde die bereits existierende Kodierung des Aufbaus der FB1/FB2-Periode derart modifiziert, daß sie zur Simulation der Messungen mit Elektronen in der FB/OF-Periode benutzt werden konnte.

Die Abbildung 7.1 stellt die Aufbauten der FB1/FB2- und der FB2/OF-Periode gegenüber. Die Kodierung des Aufbaus der FB1/FB2-Periode wurde nun für die Simulation folgendermaßen modifiziert:

- Vertauschung der Position des FB1E-Prototypen mit der des FB2E-Prototypen,
- Rotation aller Moduln im Kryostaten derart, daß Elektronen unter einem Winkel von 25° (statt des Winkels von 34° in der FB1/FB2-Periode) auf den FB2E-Prototypen treffen.

Die Transformation aus dem lokalen Koordinatensystem des Testaufbaus in das Koordinatensystem des H1-Detektors wurde entsprechend den Modifikationen des Aufbaus verändert.

7.2 Technische Ausführung der Rekonstruktionsrechnungen

Als Ergebnis eines mit ARCET simulierten Ereignisses erhält man für alle Kanäle des Prototypen, in denen eine Energiedeposition erfolgte, die im aktiven und passiven Volumen deponierten Energien. Die weitere Verarbeitung dieser Rohdaten erfolgt mit dem Programm H1REC zur Rekonstruktion gemessener und simulierter Ereignisse im H1-Detektor oder in den Testaufbauten am CERN. Im folgenden wird die Arbeitsweise von H1REC bei der Rekonstruktion simulierter Ereignisse erläutert.

Das Ziel der Rekonstruktion eines simulierten Ereignisses besteht in der Berechnung eines realistischen Signals aus den von der Simulationsrechnung gelieferten Rohdaten.

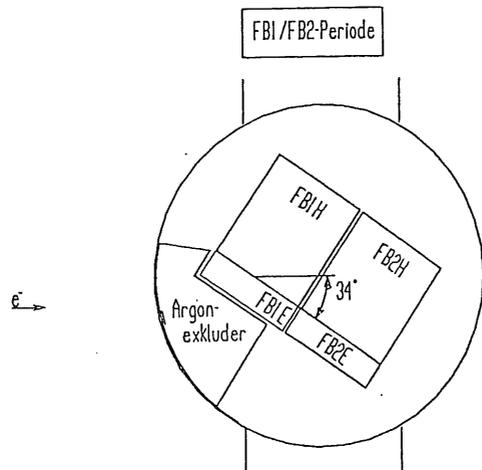
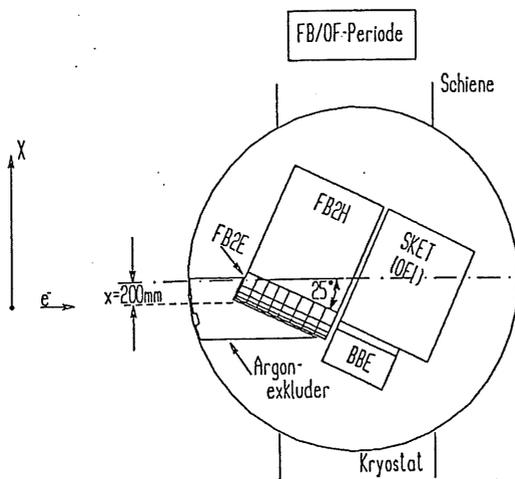


Abbildung 7.1: Aufbauten der FB1/FB2- und der FB/OF-Periode.

Hierbei müssen alle Faktoren berücksichtigt werden, in denen die Simulation von den Gegebenheiten bei der Datennahme abweicht. An erster Stelle sei das elektronische Rauschen genannt, welches in der Simulation kein Äquivalent findet. Ein weiterer Faktor besteht in der Abweichung der Idealgeometrie des Aufbaus in der Simulation von dem realen Aufbau.

7.2.1 Berechnung eines realistischen Signals

Die Berechnung eines realistischen Signals wird hier exemplarisch für einen beliebigen Kanal eines Kalorimeters dargestellt. Der erste Schritt besteht in der Berechnung der in diesem Kanal deponierten Energie E_{dep} aus der Energie E_{vis} , welche in den Flüssigargonschichten dieses Kanals deponiert wurde:

$$E_{dep} = \frac{E_{vis}}{S}.$$

Hierbei bezeichnet S die Sampling Fraction. Im zweiten Schritt wird der deponierten Energie ein Beitrag E_R überlagert, der aus dem elektronischen Rauschen berechnet wird, welches während der Datennahme in Form der Zufallsereignisse (siehe Abschnitt 6.5.3) aufgezeichnet wurde:

$$E_{dep} \rightarrow E_{dep} + E_R.$$

Für die Berechnung der dem elektronischen Rauschen äquivalenten Energie (E_R) ist die Kalibrationskonstante (c_P) für die Messungen mit dem Prototypen erforderlich. Diese Kalibrationskonstante ist durch das Verhältnis der im Prototypen deponierten Energie und der dabei gemessenen Ladung (Q_P) gegeben

$$c_P = \frac{E_{dep}}{Q_P},$$

und darf nicht auf die Verunreinigung des Flüssigargons korrigiert werden (weil das Rauschen ein rein elektronischer Effekt ist).

$$E_R = c_P \cdot Q_R.$$

Die Kalibrationskonstante des Prototypen ist aber an dieser Stelle nicht bekannt, da z.B. der Einfluß des Vormaterials auf die Energiedeposition im Prototypen noch aus den Simulations- und anschließenden Rekonstruktionsrechnungen abgeleitet werden muß. Diese Korrektur wiederum erfordert die Kenntnis des Einflusses des elektronischen Rauschens und somit der Kalibrationskonstanten. Um diese gegenseitige Abhängigkeit aufzubrechen, wird zunächst eine Annahme für die Kalibrationskonstante gemacht und danach iteriert.

Der Startwert (\tilde{c}_P) für die Kalibrationskonstante des Prototypen wird aus dem mittleren Signal eines 30 GeV Elektrons bestimmt:

$$\tilde{c}_P = \frac{30 \text{ GeV}}{7.78 \text{ pC}} = 3.86 \frac{\text{GeV}}{\text{pC}},$$

wobei nur jene Kanäle hoher Verstärkung benutzt werden, deren Signal einen $3\text{-}\sigma$ Schnitt passieren:

$$c_P = 3.75 \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}.$$

7.2.2 Spezielle Berücksichtigung des Presamplers bei der Rekonstruktion des simulierten Signals

Der Presampler (siehe Abschnitt 5.4.1) ist zur Compensation des Energieverlustes von Elektronen bestimmt, welche im H1-Detektor auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt in den FB2E-Kalorimeterring ungefähr $2.0 X_0$ an inaktivem Material durchqueren müssen. Die Rekonstruktion eines Ereignisses mit diesem Vormaterial liefert deshalb nicht die im FB2E deponierte Energie, sondern annähernd die Gesamtenergie des einfallenden Elektrons. Die Funktionsweise des Presamplers beruht darauf, daß dieser zusammen mit dem Vormaterial die gleiche Sampling Fraction besitzt wie die übrigen θ -Lagen. Deshalb braucht bei der Rekonstruktion von Ereignissen im H1-Detektor nicht zwischen dem Presampler und den anderen θ -Lagen unterschieden werden, so daß nur eine Kalibrationskonstante und nur eine Sampling Fraction benötigt werden. Diese positive Eigenschaft des Presamplers bedarf allerdings bei der Rekonstruktion der Messungen mit dem FB2E-Prototypen einer gesonderten Behandlung.

In der FB2/OF-Periode durchquerten die Elektronen auf dem Weg in den FB2E-Prototypen nur ungefähr $1.3 X_0$ an Material. Folglich ergeben sich dort für die Einheit Presampler-Vormaterial eine größere Sampling Fraction und eine kleinere Kalibrationskonstante als im H1-Detektor, so daß das Rohsignal des Presamplers relativ zu dem der θ -Lagen 1,2 und 3 übergewichtet wird. Da dem Presampler bei den Messungen mit dem FB2E-Prototypen eine andere Kalibrationskonstante zugeschrieben werden muß als im H1-Detektor, ist auch zu prüfen, ob die Überlagerung des elektronischen Rauschens im Rekonstruktionsprogramm H1REC einer gesonderten Behandlung bedarf.

Das rekonstruierte Signal eines Kanals wird unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens zu

$$E_{dep} = \frac{E_{vis}}{S} + c \cdot Q_R$$

berechnet. Hierbei ist c die benutzte Kalibrationskonstante. Das relative Gewicht (w) von Rauschen und sichtbarer Energie beträgt also:

$$w = \frac{1}{S}/c = \frac{E_{dep}}{E_{vis}} / \frac{E_{dep}}{Q} = \frac{Q}{E_{vis}} = \text{konst}$$

und ist unabhängig davon, ob der betrachtete Kanal zum Presampler oder zu den anderen θ -Lagen gehört, immer gleich.

Die Folgerung aus diesen Überlegungen ist, daß die Größe des Signals des Presamplers bei den Messungen mit dem FB2E-Prototypen zwar falsch rekonstruiert, aber das richtige relative Gewicht von sichtbarer Energie und elektronischem Rauschen benutzt wird. Deshalb dürfen die Messung und die Simulation zwar nicht auf dem Niveau des Gesamtsignals verglichen werden, aber der getrennte Vergleich für den Presampler auf der einen Seite und die drei anderen θ -Lagen auf der anderen Seite ist zulässig.

7.3 Bewertung der Genauigkeit der Beschreibung der Daten durch die Programme ARCET und H1REC

Im folgenden soll geklärt werden, wie genau das Simulationsprogramm ARCET und das Rekonstruktionsprogramm H1REC die bei den Messungen mit dem FB2E-Prototypen gewonnenen Daten beschreiben. Als Kriterium wird die Verteilung des Signals auf die vier θ -Lagen des FB2E-Prototypen benutzt. Diese ist, unter Berücksichtigung des Einschußwinkels von 25° zur Senkrechten der Absorberplatten, ein Maß für die longitudinale Entwicklung eines Teilchenschauers und hängt von der Menge an Material vor dem FB2E-Prototypen ab. Das Material vor dem FB2E-Prototypen bestimmt die im FB2E-Prototypen deponierte Energie und ist deshalb für die Berechnung der Kalibrationskonstanten von entscheidender Bedeutung.

7.3.1 Bestimmung der Menge an Vormaterial mittels Elektronen niedriger Energie

Entsprechend den Ausführungen im Abschnitt 7.2.2 wird der Vergleich von Messung und Simulation für das Signal des Presamplers und das der θ -Lagen 1,2 und 3 getrennt durchgeführt. Da das simulierte Signal in Einheiten der Energie und das gemessene Signal in Einheiten der Ladung vorliegt, muß das simulierte Signal auf das gemessene Signal skaliert werden. Hierfür werden zwei Skalierungsfaktoren (f_0 und f_{123}) in folgender Weise benutzt:

$$E_0 \cdot f_0 = Q_0$$

und

$$E_{123} \cdot f_{123} = Q_{123}$$

mit

$$E_{123} = E_1 + E_2 + E_3$$

und

$$Q_{123} = Q_1 + Q_2 + Q_3.$$

Q bzw E stehen für die gemessene Ladung und das simulierte Signal, und die Indizes bezeichnen die θ -Lagen. Aufgrund dieser Skalierung kann für den Presampler nur das Spektrum der Signale verglichen werden. Da die simulierten Signale in den θ -Lagen 1,2 und 3 jedoch mit nur einem gemeinsamen Faktor skaliert werden, kann hier sowohl die Form des Spektrums als auch die Verteilung des Signals auf diese θ -Lagen verglichen werden.

Der Einfluß des Vormaterials auf das Signal wächst mit fallender Energie der Elektronen. Deshalb erfolgt der Vergleich von Messung und Simulation anhand der Signale in den θ -Lagen zuerst für die Messungen mit Elektronen niedriger Energie, welche in der zweiten Datennahmeperiode der FB/OF-Periode durchgeführt wurden.

Die Simulation der Ereignisse geschieht zunächst mit $1.4 X_0$ an Vormaterial. Bei der Summation der Signale werden nur solche Kanäle berücksichtigt, in denen das Signal einen

Energie [GeV]	R_1		R_2		R_3	
	Messung	Simulation	Messung	Simulation	Messung	Simulation
3.7	0.679 ± 0.002	0.677 ± 0.003	0.306 ± 0.002	0.308 ± 0.003	0.016 ± 0.001	0.016 ± 0.001
5	0.647 ± 0.002	0.647 ± 0.004	0.338 ± 0.002	0.339 ± 0.004	0.015 ± 0.001	0.015 ± 0.001
7	0.616 ± 0.001	0.612 ± 0.004	0.365 ± 0.001	0.368 ± 0.004	0.020 ± 0.001	0.020 ± 0.001
10	0.582 ± 0.003	0.576 ± 0.005	0.393 ± 0.003	0.397 ± 0.005	0.025 ± 0.001	0.027 ± 0.001

Tabelle 7.1: Relative Verteilung (R_i) des Signals auf die θ -Lagen 1,2 und 3 in der Messung und bei 1.4 X_0 in der Simulationsrechnung.

3- σ Schnitt auf das elektronische Rauschen passiert. Es werden nur die elektronischen Kanäle hoher Verstärkung benutzt.

Die Abbildungen 7.2, 7.3, 7.4 und 7.5 zeigen für die vier niedrigsten Energien die Verteilung des Signals auf die vier θ -Lagen des FB2E-Prototypen. Die Anzahl der simulierten Ereignisse ist auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse normiert. Im Rahmen der statistischen Schwankungen stimmen die Messung und die Simulationsrechnung gut überein. Als quantitatives Maß für die Übereinstimmung von der Messung mit der Simulationsrechnung wird die relative Verteilung $R_{i=1...3}$ der mittleren Signale $\langle S_i \rangle$ in den drei θ -Lagen 1,2 und 3 gewählt:

$$R_i = \frac{\langle S_i \rangle}{\langle S_1 + S_2 + S_3 \rangle}.$$

Die Tabelle 7.1 zeigt die Ergebnisse als Funktion der Energie der einfallenden Elektronen. Im Rahmen der Fehler gibt es keinen signifikanten Unterschied zwischen der Messung und der Simulationsrechnung. Die Simulationsrechnung beschreibt die relative Verteilung der Signale auf die θ -Lagen 1,2 und 3 genauer als ein Prozent.

Simulationsrechnungen mit 1.2 X_0 an Vormaterial

Um die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Menge an Vormaterial zu überprüfen, wurden für die gleichen Energien wie zuvor Simulationsrechnungen mit 1.2 X_0 durchgeführt. Dazu wurde in der Simulationsrechnung der Bereich zwischen dem Argonverdränger und dem FB2E-Prototypen um 1.2 cm verringert. Unter Berücksichtigung des Winkels von 25 Grad, unter dem ein einfallendes Teilchen durch diese Schicht läuft, erhält man 0.2 X_0 an Flüssigargon weniger. Die Berechnung der Signale erfolgt wie zuvor beschrieben. Die zugehörigen Ergebnisse sind in der Tabelle 7.2 aufgeführt. Beim Vergleich der Anteile des Signals in den θ -Lagen 1 und 2 ergeben sich jetzt signifikante Abweichungen zwischen der Messung und der Simulationsrechnung. Das Signal in der θ -Lage 3 bleibt nahezu unverändert. Die Diskrepanz zwischen der Messung und der Simulationsrechnung wird mit wachsender Energie kleiner, weil der relative Einfluß des Vormaterials hierbei abnimmt.

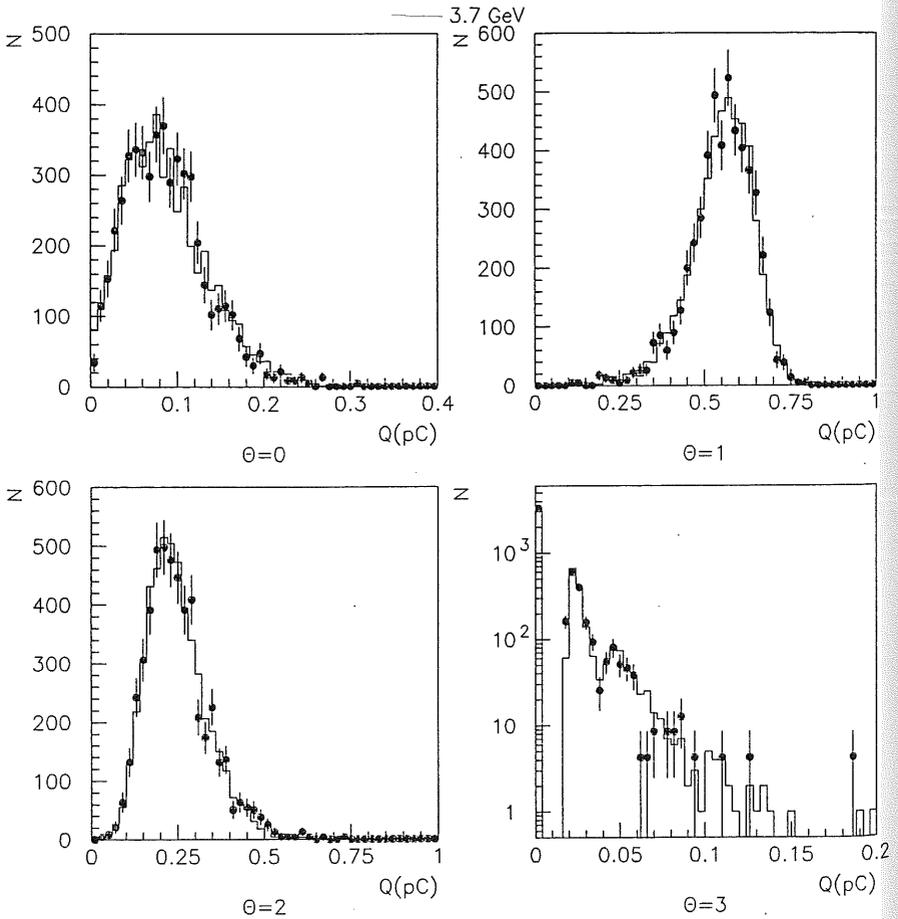


Abbildung 7.2: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 3.7 GeV Energie.

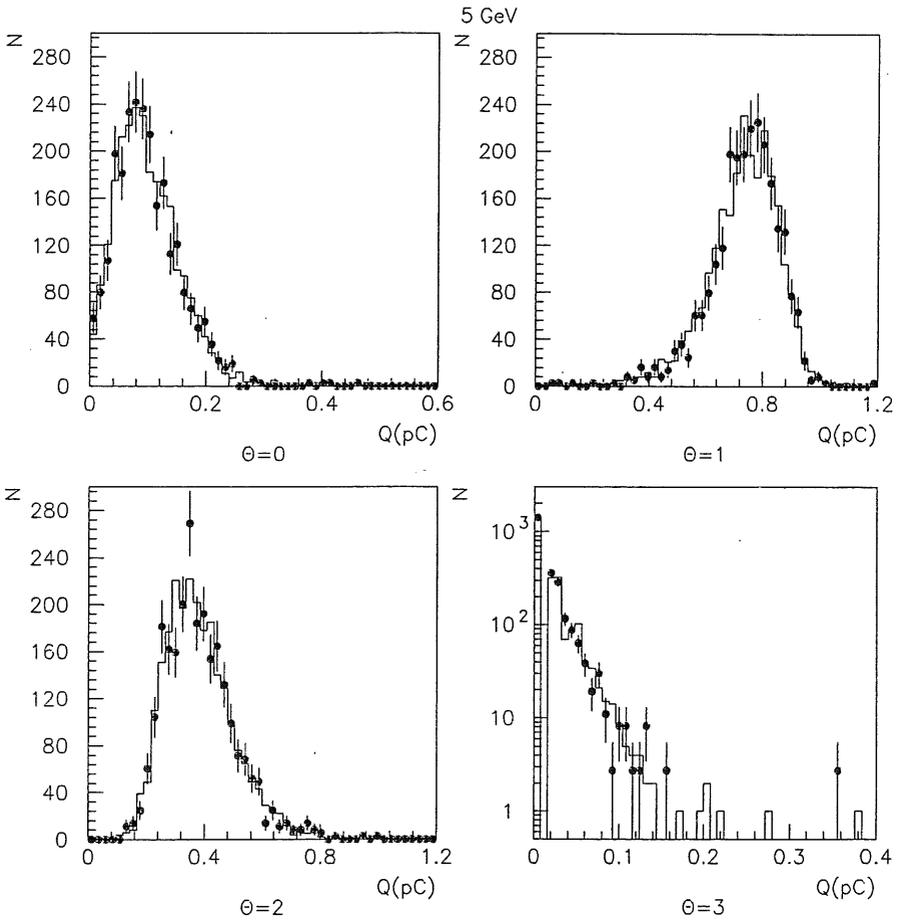


Abbildung 7.3: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 5 GeV Energie.

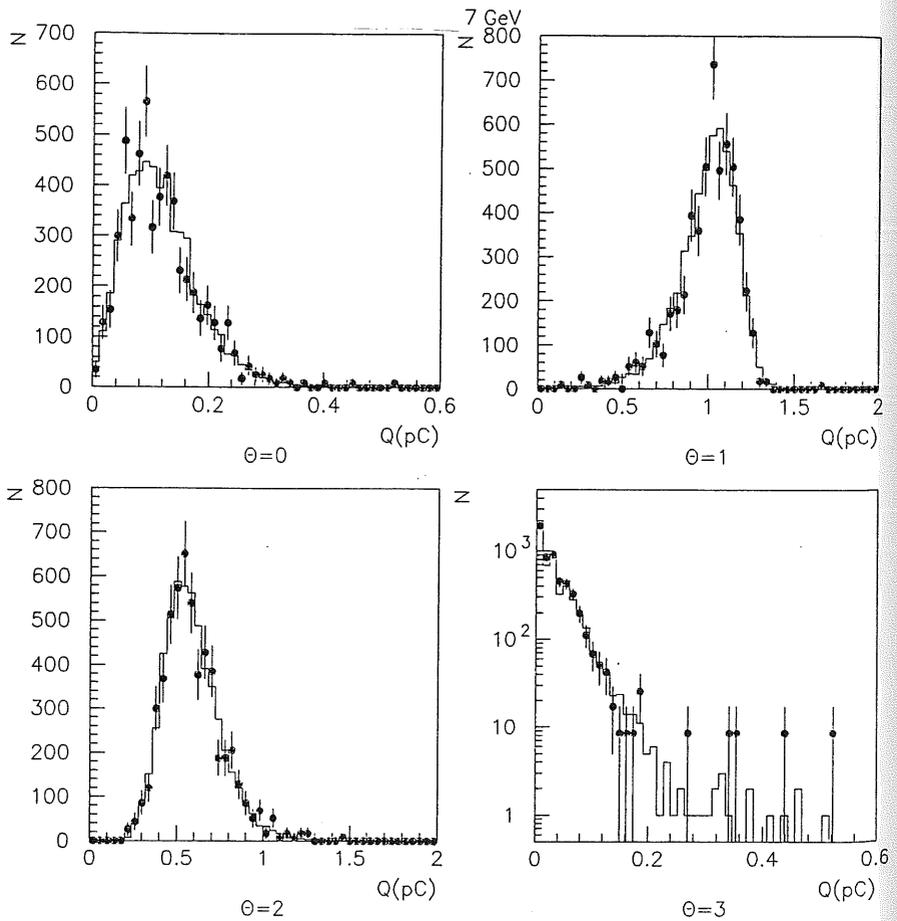


Abbildung 7.4: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 7 GeV Energie.

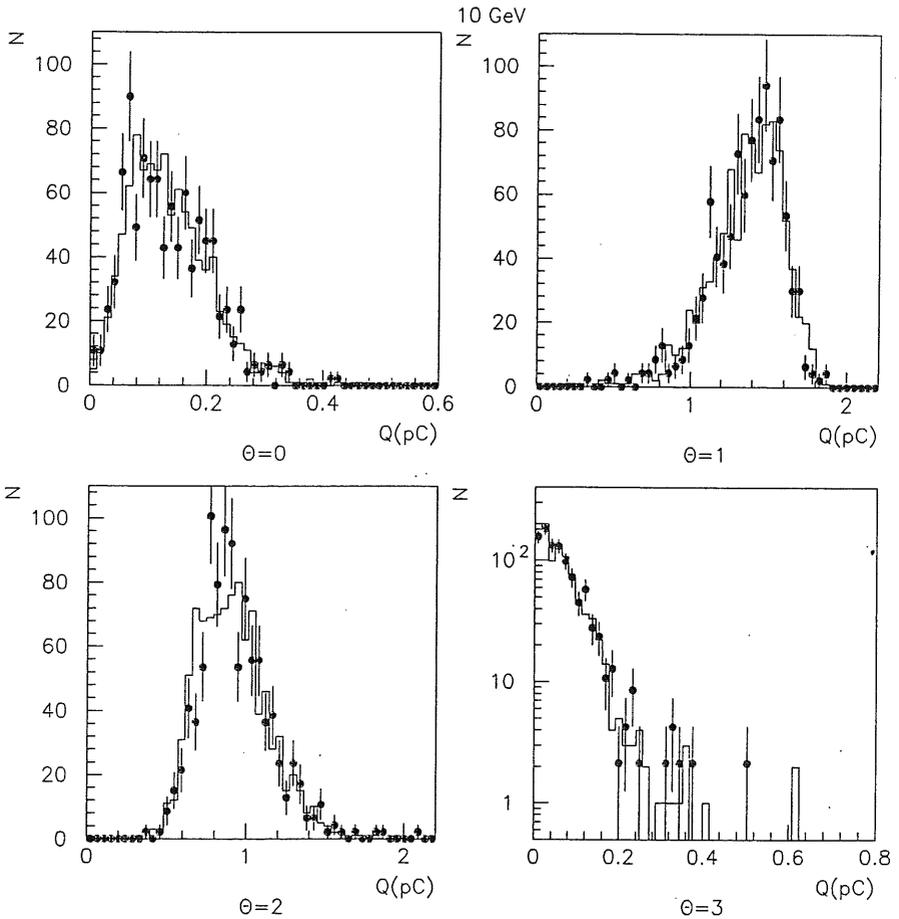


Abbildung 7.5: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 10 GeV Energie.

Energie [GeV]	R_1		R_2		R_3	
	Messung	Simulation	Messung	Simulation	Messung	Simulation
3.7	0.679 ± 0.002	0.658 ± 0.004	0.306 ± 0.002	0.326 ± 0.003	0.016 ± 0.001	0.016 ± 0.001
5.0	0.647 ± 0.002	0.636 ± 0.004	0.338 ± 0.002	0.347 ± 0.004	0.015 ± 0.001	0.017 ± 0.001
7.0	0.616 ± 0.001	0.600 ± 0.004	0.365 ± 0.001	0.378 ± 0.004	0.020 ± 0.001	0.022 ± 0.001
10.0	0.582 ± 0.003	0.571 ± 0.005	0.393 ± 0.003	0.403 ± 0.005	0.025 ± 0.001	0.025 ± 0.001

Tabelle 7.2: Relative Verteilung (R_i) des Signals auf die θ -Lagen 1,2 und 3 in der Messung und bei 1.2 X_0 in der Simulationsrechnung.

Systematische Unsicherheiten in der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, daß die gemessene Verteilung des Signals auf die θ -Lagen durch Simulationsrechnungen mit 1.4 X_0 an Vormaterial innerhalb eines Prozentes reproduziert wird. Die Verteilung des Signals auf die θ -Lagen wird aber auch durch das elektronische Rauschen beeinflusst. Deshalb wird noch überprüft, ob die bisherigen Ergebnisse vom Rauschen abhängen und ob sich hieraus Konsequenzen für die Bestimmung der Menge an Vormaterial ergeben.

Das relative Gewicht von Signal und elektronischem Rauschen ist in der Rekonstruktion der simulierten Daten durch das Verhältnis der Sampling Fraction zur Kalibrationskonstanten bestimmt. Um die Auswirkungen einer falschen Überlagerung des elektronischen Rauschens auf das Signal zu untersuchen, reicht es deshalb aus, nur einen dieser beiden Faktoren zu ändern. Die Tabelle 7.3 stellt nun die rekonstruierten Energien gegenüber, welche sich für die bisher benutzte Kalibrationskonstante von $3.86 \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}$ und eine um, willkürlich gewählte, 10 Prozent niedrigere Kalibrationskonstante ergeben. Man sieht, daß die relative Verteilung des Signals auf die θ -Lagen 1,2 und 3 von dieser Änderung unbeeinflusst bleibt. Deshalb gibt es aufgrund des elektronischen Rauschens keinen Beitrag zu der Unsicherheit in der Bestimmung der Menge des Vormaterials.

Zusammenfassung

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Simulation mit 1.4 X_0 an Vormaterial die relative Verteilung des Signals auf die θ -Lagen 1,2 und 3 im Energiebereich von 3.7 GeV bis 10 GeV genauer als ein Prozent beschreibt. Eine Änderung des Vormaterials um 0.2 X_0 führt zu signifikanten Abweichungen im Schauerprofil. Das elektronische Rauschen liefert keinen Beitrag zur Unsicherheit in der Bestimmung der Dicke des inaktiven Materials ($X_0^{*,II}$) in der zweiten Datennahmepériode. Diese Dicke wird zu

$$X_0^{*,II} = (1.4 \pm 0.1)X_0$$

abgeschätzt.

abgeschätzt.

$$X_{0^{*},I}^0 = (1.3 \pm 0.1) X_0$$

Für die höherenergetischen Messungen in der ersten Datennahmepériode ist die Bestimmung der Menge an Vormaterial also weniger eindeutig möglich als für die niederenergetischen Messungen der zweiten Datennahmepériode. Aus der Tabelle 7.4 wird die tatsächliche Dicke inaktiven Materials in der ersten Datennahmepériode zu

zwischen $1.2 X_0$ und $1.3 X_0$.
 Die beste Überbestimmung im Bereich zwischen $1.3 X_0$ und $1.4 X_0$ und im zweiten Fall und 30 GeV weisen eine leichte Abhängigkeit vom Vormaterial auf. Im ersten Fall liegt die Abhängigkeit vom Vormaterial. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zu 20 GeV Simulationen zu 15 GeV Einschußenergie zeigen im Rahmen der Fehler keine der Tabelle 7.4 für verschiedene Mengen am Vormaterial dargestellt. Die Ergebnisse der Verteilung $R_{i=1,3}$ der mittleren Signale in den θ -Lagen 1,2 und 3 gewählt. Diese ist in Überbestimmung von der Messung mit der Simulationsrechnung wird wieder die relative Messung und die Simulationsrechnung gut überein. Als quantitatives Maß für die gemessenen Ereignisse normiert. Im Rahmen der statistischen Schwankungen stimmen des FBZF-Prototypen. Die Anzahl der simulierten Ereignisse ist auf die Anzahl der Die Abbildungen 7.6, 7.7 und 7.8 zeigen die Verteilung des Signals auf die vier θ -Lagen durchgeführt.

rechnungen zu Lasten der statistischen Fehler für eine geringere Anzahl von Ereignissen geringer Energie. Aufgrund der größeren Rechenzeit pro Ereignis wurden die Simulations-Signals auf das Vormaterial geringer ist als bei den Messungen mit Elektronen niedriger Energie. Der Vergleich wird für Einschußenergien von 15 GeV , 20 GeV und 30 GeV durchgeführt. Es ist jedoch zu erwarten, daß bei diesen Energien die Empfindlichkeit des Vormaterial ergeben. (Diese Messungen wurden in der ersten Datennahmepériode durch höherer Energie aus dem Vergleich von Messung und Simulationsrechnung $1.4 X_0$ an Im folgenden soll überprüft werden, ob sich auch für die Messungen mit Elektronen

7.3.2 Einfluß des Vormaterials auf Elektronen höherer Energie

Tabelle 7.3: Abhängigkeit der rekonstruierten Signalverteilung von der benutzten Kalibrationskonstanten ($c_I = 3.47 \frac{\text{GeV}}{\text{GeV}}$, $c_{II} = 3.86 \frac{\text{GeV}}{\text{GeV}}$) bei $1.4 X_0$ Vormaterial.

Energie [GeV]	R_1		R_2		R_3	
	c_I	c_{II}	c_I	c_{II}	c_I	c_{II}
3.7	0.676	0.677	0.309	0.308	0.015	0.016
5	± 0.003	± 0.003	± 0.003	± 0.003	± 0.001	± 0.001
	0.646	0.647	0.339	0.339	0.015	0.015
7	± 0.004	± 0.004	± 0.004	± 0.004	± 0.001	± 0.001
	0.611	0.612	0.368	0.368	0.021	0.020
10	± 0.004	± 0.004	± 0.004	± 0.004	± 0.001	± 0.001
	0.575	0.576	0.397	0.397	0.029	0.027
	± 0.005	± 0.005	± 0.005	± 0.005	± 0.001	± 0.001

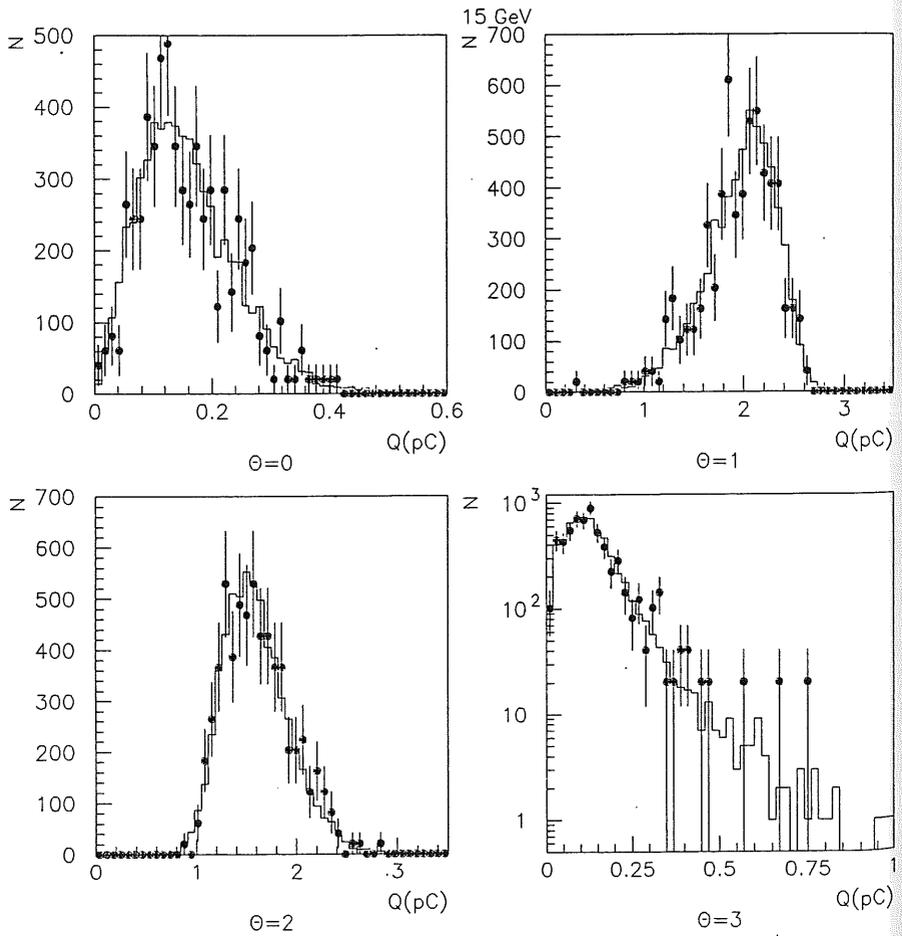


Abbildung 7.6: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 15 GeV Energie.

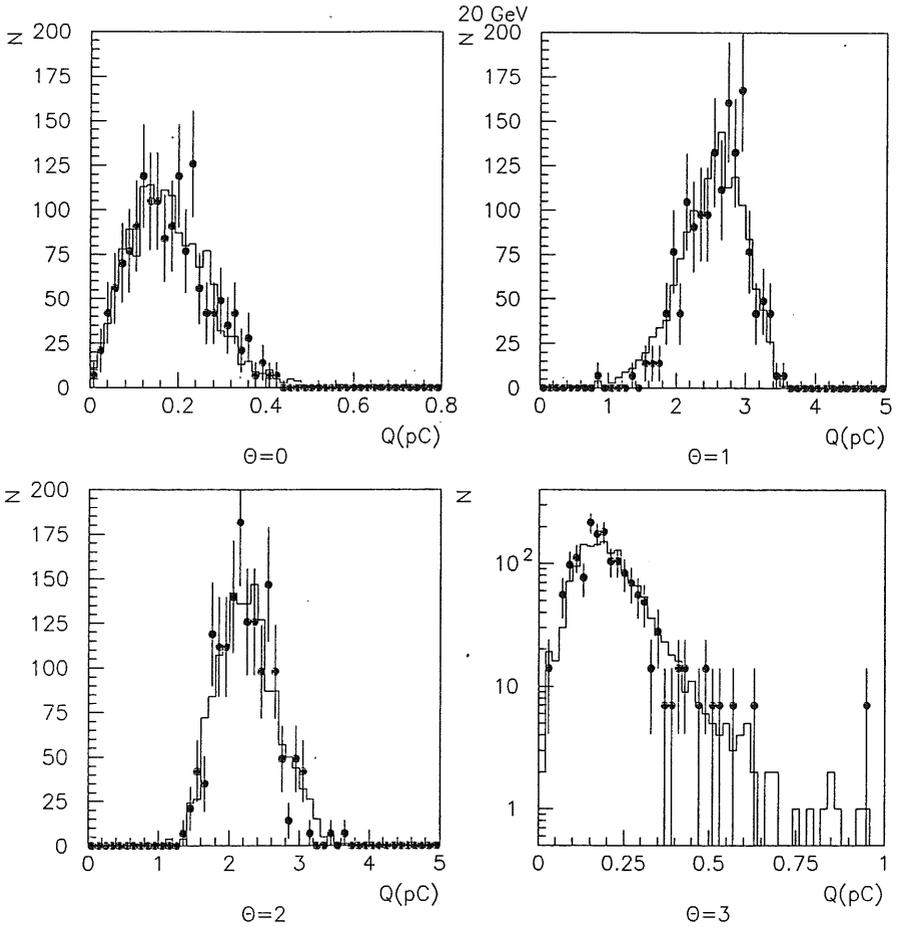


Abbildung 7.7: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 20 GeV Energie.

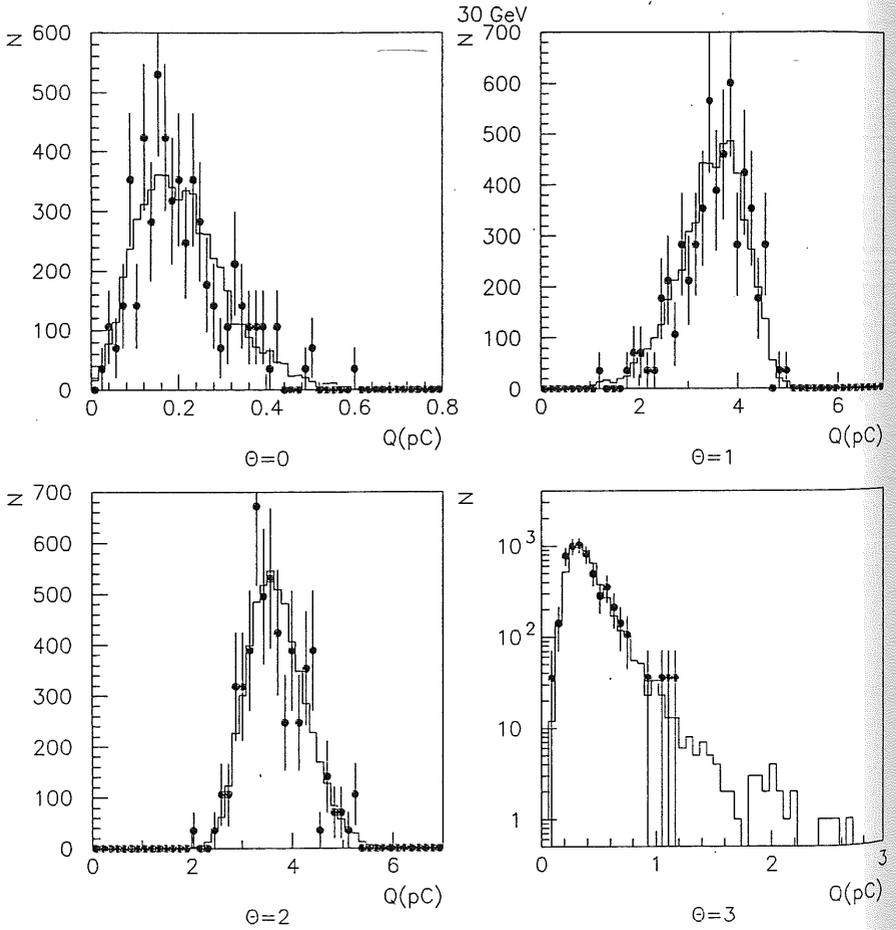


Abbildung 7.8: Signal in den θ -Lagen für Messung (Histogramm) und Simulationsrechnung (Punkte) bei 30 GeV Energie.

Energie [GeV]		R_1	R_2	R_3
15	Daten	0.532 ± 0.001	0.432 ± 0.001	0.036 ± 0.001
	$1.2X_0$	0.528 ± 0.005	0.437 ± 0.005	0.035 ± 0.001
	$1.3X_0$	0.529 ± 0.005	0.435 ± 0.005	0.035 ± 0.001
	$1.4X_0$	0.525 ± 0.006	0.438 ± 0.005	0.037 ± 0.001
20	Daten	0.502 ± 0.002	0.455 ± 0.002	0.043 ± 0.001
	$1.2X_0$	0.485 ± 0.007	0.471 ± 0.006	0.044 ± 0.001
	$1.3X_0$	0.496 ± 0.006	0.462 ± 0.005	0.042 ± 0.002
	$1.4X_0$	0.513 ± 0.006	0.447 ± 0.005	0.040 ± 0.001
30	Daten	0.458 ± 0.001	0.489 ± 0.001	0.054 ± 0.001
	$1.2X_0$	0.441 ± 0.007	0.503 ± 0.006	0.056 ± 0.002
	$1.3X_0$	0.467 ± 0.007	0.483 ± 0.006	0.050 ± 0.002
	$1.4X_0$	0.466 ± 0.007	0.483 ± 0.007	0.051 ± 0.002

Tabelle 7.4: Relative Verteilung (R_i) des Signals auf die θ -Lagen 1,2 und 3 in der Messung und bei $1.3X_0$ in der Simulationsrechnung.

Kapitel 8

Messungen zur räumlichen Homogenität des FB2E-Prototypen

In diesem Kapitel wird die Analyse der Messungen dargestellt, mit der die Abhängigkeit des Signals des FB2E-Prototypen vom Auftreffpunkt für Elektronen bestimmt werden soll. Eine Ortsabhängigkeit des Signals kann z.B.

konstruktionsbedingt durch die tragende Eisenstruktur oder die Positionierstangen für die Distanzringe,

herstellungsbedingt aufgrund von Variationen der Dicken der Absorberplatten bzw. der Flüssigargonschichten, oder

betriebsbedingt durch den Ausfall einer Hochspannungsleitung

verursacht werden. Der folgenden Analyse liegen Messungen zugrunde, bei denen Elektronen mit 30 GeV Energie unter einem Winkel von 25° an verschiedenen Stellen auf den FB2E-Prototypen trafen. Bei einer Strahlenergie von 30 GeV ist eine gute zeitliche Stabilität und eine hinreichende Intensität des Strahls gewährleistet. Die Datensätze der verschiedenen Meßreihen wurden, sofern nicht ausdrücklich anders erwähnt, in unmittelbarer zeitlicher Folge aufgezeichnet. Da es bei den folgenden Betrachtungen nur auf relative Änderungen des Signals ankommt und nicht auf dessen absolute Höhe, wird keine Korrektur auf die endliche Ladungssammlungseffizienz durchgeführt (siehe Abschnitt 9.2). In der Zeitspanne von etwa 12 Stunden für eine Meßreihe war die Ladungssammlungseffizienz annähernd konstant. Die Korrektur der zeitabhängigen Variationen der Pedestals erfolgt immer. Sofern nicht anders bemerkt, gelten die Ergebnisse für eine $3\text{-}\sigma$ Rauschunterdrückung (siehe Abschnitt 6.5.3), wobei nur die elektronischen Kanäle hoher Verstärkung benutzt werden.

8.1 Untersuchung der Homogenität bei Variation des Auftreffpunktes in Richtung der z-Segmente

Es liegen die Ergebnisse von vier Messungen mit den Kryostatpositionen $x_{\text{kryo}}=200$ mm, 220 mm, 260 mm und 290 mm vor. (Die Größe x_{kryo} bezeichnet die x-Koordinate des

Kryostaten, welche im System der Vieldrahtproportionalalkammer MWPC2(x) gemessen wird (vgl. Abb. 6.2, 6.3). Unter Berücksichtigung des Einfallswinkels von 25° und einer Strahlbreite von 3 cm variiert der Auftreffpunkt der Elektronen auf den FB2E-Prototypen um ungefähr 260 mm in der Richtung der z-Segmente. Dieses ist die Richtung, in der die Positionierstangen für die Distanzringe verlaufen. Diese Richtung wird im folgenden auch als z-Richtung bezeichnet. In z-Richtung kann so, verglichen mit den Messungen zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten (siehe Kapitel 9), ein etwa um den Faktor vier größerer räumlicher Bereich untersucht werden. Bei der Kryostatposition $x_{kryo} = 290\text{mm}$ liegt das Schauermaximum in der mittleren Eisenplatte des FB2E-Prototypen. Somit ist die experimentelle Überprüfung des im Abschnitt 5.4.2 beschriebenen Kompensationsmechanismus für die Eisenplatte möglich.

Die in 1.80 m Entfernung vom Kryostaten befindliche Vieldrahtproportionalalkammer MWPC2(x) mit einem Drahtabstand von 2 mm gestattet die Bestimmung der Position x des Teilchendurchganges durch die Kammer mit einer Genauigkeit σ_x von

$$\sigma_x = \frac{2}{\sqrt{12}} \text{ mm} = 0.6 \text{ mm.}$$

Im folgenden wird der Beitrag zur Ortsauflösung aufgrund der Vielfachstreuung σ_{streu} auf dem Weg eines Elektrons in den FB2E-Prototypen abgeschätzt. Dieses durchquert ab der Vieldrahtproportionalalkammer MWPC2(x) noch etwa eine Strahlungslänge an Vormaterial, wovon $0.3 X_0$ auf die Kryostatwand und ca. $0.7 X_0$ auf das Flüssigargon im Kryostaten entfallen. Die entsprechenden Materialdicken addieren sich zu ungefähr $L=100$ mm. Für die Vielfachstreuung ergibt sich somit die folgende Abschätzung [16]:

$$\sigma_{\text{streu}} = \frac{1}{\sqrt{3}} L \cdot \theta_0 \approx 0.03 \text{ mm,}$$

wobei für den Streuwinkel gilt:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta \cdot c \cdot p} z \sqrt{L/X_0} [1 + 0.038 \ln L/X_0].$$

Hierbei bezeichnen p den Impuls des Elektrons in MeV/c , $\beta \cdot c$ dessen Geschwindigkeit und z die Ladung in Einheiten der Elementarladung. Die Abschätzung ergibt also, daß der Beitrag der Vielfachstreuung bei der Bestimmung des Auftreffpunktes gegenüber demjenigen durch die Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalalkammer zu vernachlässigen ist.

Bei gegebener Kryostatposition ist also die z-Koordinate des Auftreffpunktes eines Elektrons auf den FB2E-Prototypen unter Berücksichtigung des Einfallswinkels von 25° mit einer Genauigkeit σ_z von

$$\sigma_z = \frac{0.6}{\sin 25} \text{ mm} \approx 1.4 \text{ mm}$$

bekannt. Es wird angenommen, daß der Kryostat von einer Meßeinstellung zur nächsten auf 1 mm genau positionierbar ist. Dadurch ist der Abstand der zu den verschiedenen Kryostatpositionen gehörenden Auftreffpunkte auf 2.4 mm genau bekannt.

Kryostatposition $x_{\text{kryo}}[\text{mm}]$	$\frac{\Delta Q}{Q} [\%]$	
	I	II
200	0.22 ± 0.05	0.53 ± 0.05
220	-0.13 ± 0.05	0.52 ± 0.05
260	0.31 ± 0.05	0.71 ± 0.05
290	0.41 ± 0.06	1.54 ± 0.06

Tabelle 8.1: Relative Änderung $\frac{\Delta Q}{Q}$ des mittleren Gesamtsignals aufgrund der Korrektur der Kalibrationskapazitäten (I) bzw. der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten (II) für verschiedene Kryostatpositionen.

8.1.1 Gesamtsignal als Funktion des Auftreffpunktes

Das Gesamtsignal ergibt sich aus der Summe der Beiträge aller Kanäle, deren Signale die $3\text{-}\sigma$ Rauschunterdrückung passieren. Die Abbildung 8.1 zeigt das Gesamtsignal als Funktion der mit der Kammer MWPC2(x) gemessenen x-Koordinate des Auftreffpunktes von Elektronen auf den FB2E-Prototypen für die folgenden Fälle:

- a) ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten (siehe Abschnitt 6.5.3) und ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten (siehe Abschnitt 5.5.3),
- b) mit der Korrektur der Kalibrationskapazitäten aber ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten,
- c) mit beiden Korrekturen.

Ohne eine Korrektur ist das Gesamtsignal für die zu den Kryostatpositionen $x_{\text{kryo}}=200$ mm und 220 mm gehörenden Auftreffpunkte innerhalb von ca. $\pm 0.3\%$ flach, fällt dann bei den zu $x_{\text{kryo}}=260$ mm gehörenden Auftreffpunkten um ca. 1.7% ab und verläuft bei den zu $x_{\text{kryo}}=290$ mm gehörenden Auftreffpunkten wieder innerhalb von ca. $\pm 0.3\%$ flach (Die zu einer Kryostatposition gehörenden Signale sind durch gleiche Symbole gekennzeichnet). Beim Einschub in den hinteren Teil des FB2E-Prototypen liegt das Gesamtsignal also etwa 0.7% außerhalb des eingezeichneten $\pm 1\%$ -Intervalls um das mittlere Gesamtsignal bei den zu $x_{\text{kryo}} = 200$ mm gehörenden Auftreffpunkten.

Die Abbildung 8.1 zeigt, daß die Korrektur der Kalibrationskapazitäten das Gesamtsignal anhebt, aber den Signalabfall bei den zu $x_{\text{kryo}} = 260$ mm gehörenden Auftreffpunkten unverändert läßt. Erst nach der Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten wird das Gesamtsignal über den gesamten Einschubbereich innerhalb von ca. $\pm 0.5\%$ flach. Hieraus kann gefolgert werden, daß der Signalabfall für Auftreffpunkte im hinteren Bereich des FB2E-Prototypen durch zu kleine Dicken der Flüssigargonschichten hervorgerufen wird. Die Tabelle 8.1 zeigt die Größen der relativen Änderung des Gesamtsignals aufgrund der oben genannten Korrekturen, wobei jeweils über alle zu einer Kryostatposition gehörenden Auftreffpunkte gemittelt wurde.

Die soeben beschriebenen Messungen werden im folgenden den Simulationsrechnungen aus [30] gegenübergestellt. Diese Rechnungen wurden mit dem Programmpaket EGS4 für 30 GeV Elektronen mit dem gleichen Einfallswinkel und den gleichen Auftreffpunkten

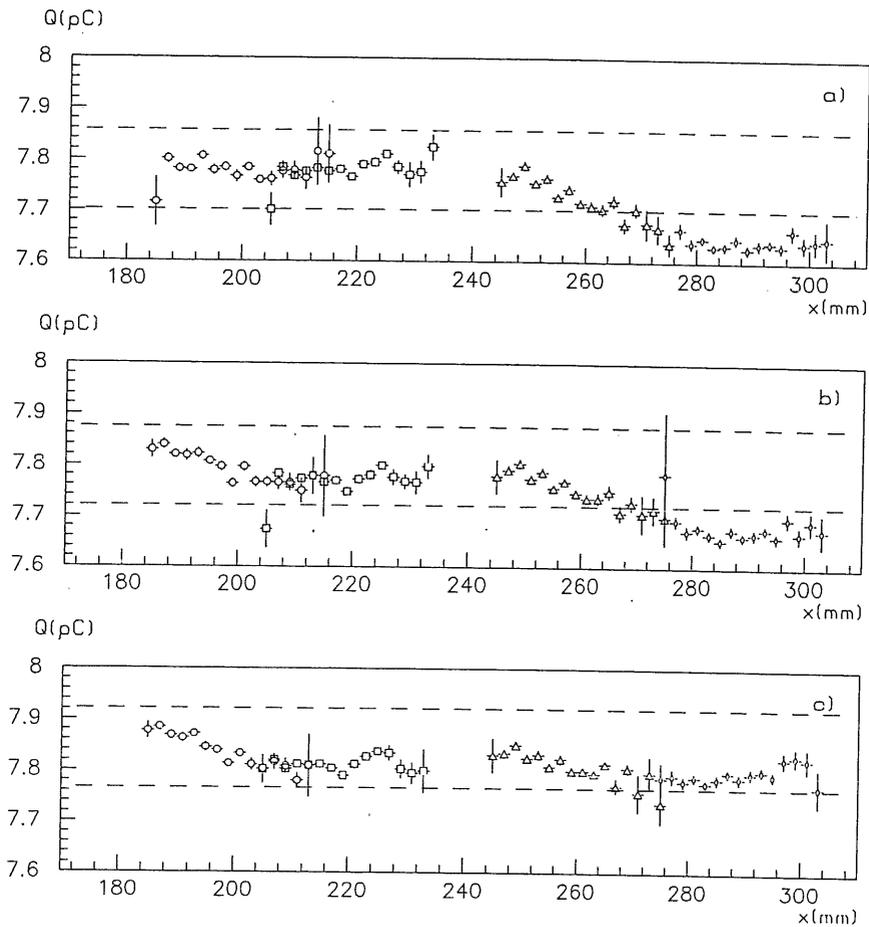


Abbildung 8.1: Gemessenes Gesamtsignal Q als Funktion der x-Koordinate des Auftreffpunktes: a) ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten und ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten, b) mit der Korrektur der Kalibrationskapazitäten aber ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten, c) mit beiden Korrekturen.

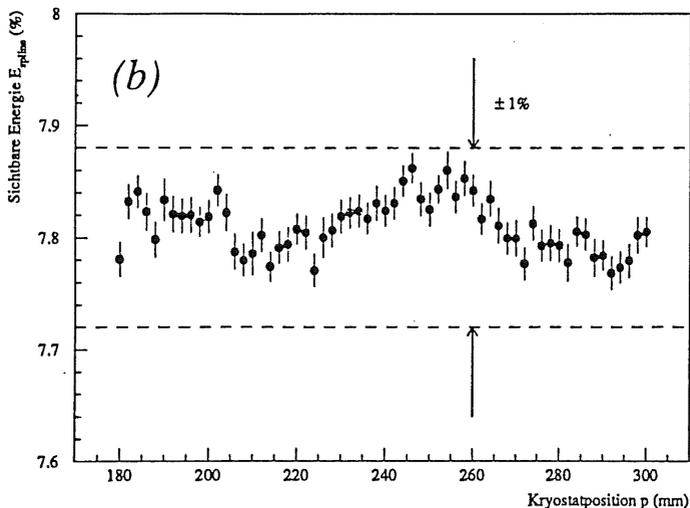


Abbildung 8.2: Simuliertes Gesamtsignal E_{spline} als Funktion der Kryostatposition p [30].

wie bei den Messungen gemacht. Die Elektronen durchqueren in den Simulationsrechnungen $1.5 X_0$ an inaktivem Material vor dem Eintritt in den FB2E-Prototypen. Die Simulationsrechnungen in [30] zeichnen sich dadurch aus, daß die aus der detaillierten Vermessung des FB2E-Prototypen gewonnenen Daten, also die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten, bei der Kodierung der Geometrie berücksichtigt wurden; dieses ist mit dem offiziellen Simulationsprogramm für die Testmessungen, ARCET, nicht möglich. Der Einfluß des elektronischen Rauschens bzw. der Rauschunterdrückung blieb hingegen unberücksichtigt.

Die Abbildung 8.2 zeigt das simulierte Gesamtsignal als Funktion der Kryostatposition. Die in [30] als Kryostatposition p definierte Variable ist der in dieser Arbeit benutzten x -Koordinate des Auftreffpunktes, gemessen im System der Kammer MWPC2(x), äquivalent. Die Größe E_{spline} gibt den Anteil der im Flüssigargon des Kalorimeters deponierten Energie an (Der Index *spline* deutet hier die Art der Parametrisierung der Dickenvariationen in der Simulationsrechnung an). Dieser Anteil ist, bis auf den Einfluß der Rauschunterdrückung, der gemessenen Ladung Q proportional.

Die Daten aus der Abbildung 8.2 sind mit denen aus der Abbildung 8.1 b), also ohne die Korrektur auf die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten aber mit der Korrektur der Kalibrationskapazitäten, zu vergleichen. Auf der Basis des Gesamtsignals ergibt sich für den Vergleich von Messung und Simulationsrechnung folgendes:

- Für die Auftreffpunkte mit $180 \text{ mm} \leq x \leq 230 \text{ mm}$ zeigen die Messung und die Simulationsrechnung einen ähnlichen Signalverlauf: Das Signal fällt mit wachsender x -Koordinate zunächst ab, verläuft für $200 \text{ mm} \leq x \leq 220 \text{ mm}$ flach und steigt

danach wieder an.

- Die Simulationsrechnung zeigt bei $x \approx 250$ mm ein Maximum des Signals, welches in der Messung nicht sichtbar ist.
- Für die Auftreffpunkte mit $250 \text{ mm} \leq x \leq 280 \text{ mm}$ fällt das Signal stetig ab. Der Abfall beträgt in der Messung ca. 1.6 % und fällt stärker aus als in der Simulationsrechnung, wo er ca. 0.7 % beträgt. Hier besteht also ein deutlicher Unterschied zwischen der Messung und der Simulationsrechnung.
- Oberhalb von $x \approx 280$ mm verläuft das Signal sowohl in der Messung als auch in der Simulationsrechnung flach. Aufgrund des stärkeren Abfalls im vorangehenden Bereich liegt das Signal in der Messung jedoch ca. 1 % tiefer als in der Simulationsrechnung.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der qualitative Verlauf des gemessenen Signals von der Simulationsrechnung wiedergegeben wird, daß die absoluten Größen der Signalvariationen in der Simulationsrechnung zwar etwas kleiner als in der Messung ausfallen, aber daß der Unterschied nicht größer als ein Prozent ist. Nach Berücksichtigung der Dickenkorrektur ergibt sich für den FB2E-Prototypen im untersuchten Bereich eine Homogenität des Gesamtsignals von etwa ± 0.5 %. Die verbleibenden Unterschiede zwischen der Messung und der Simulationsrechnung könnten z.B. durch das Fehlen von elektronischem Rauschen oder von Interkalibrationsunsicherheiten in der Simulationsrechnung verursacht sein. Die Signifikanz der gemessenen Strukturen wird dadurch unterstrichen, daß die Anwendung von Korrekturen auf die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten bei den hinteren Auftreffpunkten zu einer deutlichen Verbesserung der Homogenität des Gesamtsignals führt.

8.1.2 Signal in den θ -Lagen als Funktion des Auftreffpunktes - Untersuchung des Kompensationsmechanismus für die Mittelplatte

In diesem Abschnitt wird das Signal in den einzelnen θ -Lagen als Funktion der x-Koordinate des Auftreffpunktes von Elektronen auf den FB2E-Prototypen untersucht und den Simulationsrechnungen aus [30] gegenübergestellt. Auf diese Weise kann überprüft werden, ob die in der Abb. 8.1 zu erkennenden Strukturen auf eine bestimmte θ -Lage zurückzuführen sind. Zusätzlich ist eine Untersuchung des Kompensationsmechanismus für die Mittelplatte möglich (siehe Abschnitt 5.4.2). Die zugrunde liegenden Messungen und Simulationsrechnungen sind dieselben wie im vorherigen Abschnitt. Der Simulationsrechnung werden die Daten mit der Korrektur der Kalibrationskapazitäten aber ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten gegenübergestellt (Abbildung 8.3,8.4). Der Vergleich ergibt folgendes:

- Die relative Verteilung des Signals auf die einzelnen θ -Lagen wird von der Simulationsrechnung in der richtigen Größe wiedergegeben: So verteilt sich bei Auftreffpunkten um $x \approx 200$ mm ca. 90 % des Signals zu ungefähr gleichen Teilen auf die

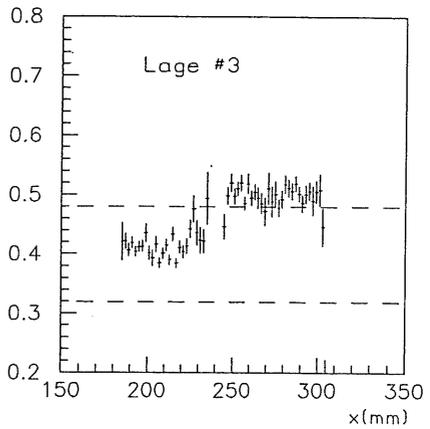
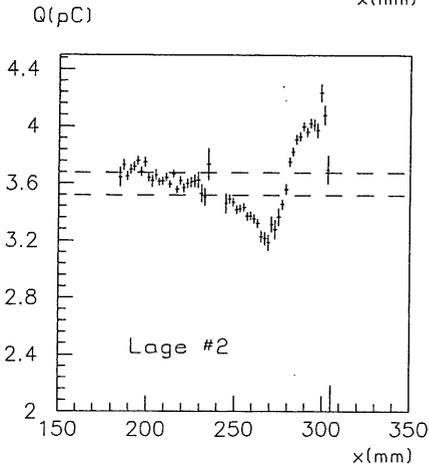
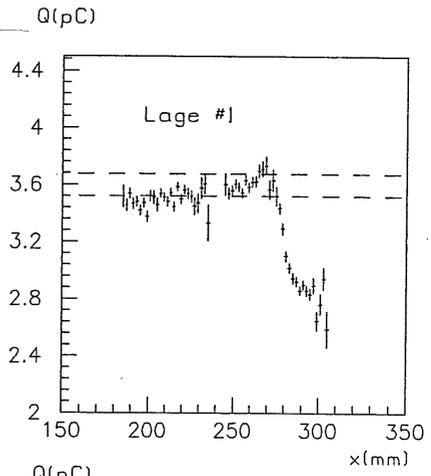
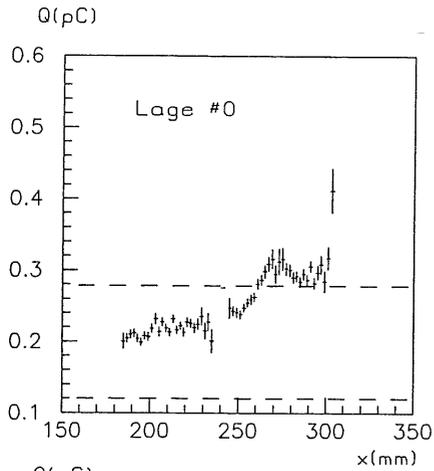


Abbildung 8.3: Gemessenes Signal Q in den θ -Lagen als Funktion der x-Koordinate des Auftreffpunktes.

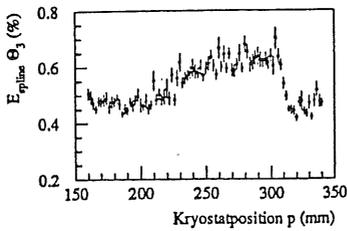
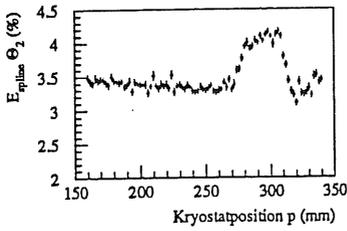
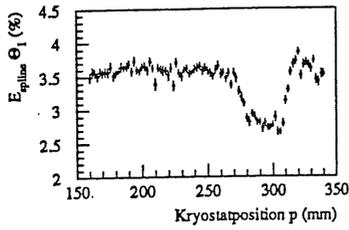
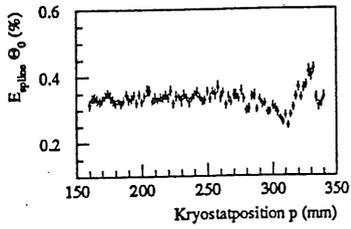


Abbildung 8.4: Simuliertes Signal E_{spline} in den θ -Lagen [30] als Funktion der x-Koordinate p des Auftreffpunktes.

zweite und die dritte θ -Lage. Die relativen Anteile der Signale in der ersten und in der vierten θ -Lage sind im Falle der Messung jedoch niedriger als in der Simulationsrechnung. Das rührt daher, daß in der Simulationsrechnung weder elektronisches Rauschen noch eine Rauschunterdrückung berücksichtigt sind. Da die Signale in der ersten und der vierten θ -Lage in der Größe des Rauschens liegen, wirkt sich die Rauschunterdrückung dort am stärksten aus und führt bei der Messung zu einer Signalreduktion.

- Bei Auftreffpunkten mit x oberhalb von ungefähr 250 mm weist das Signal in den einzelnen θ -Lagen eine deutliche Ortsabhängigkeit auf, die für die zweite und die dritte θ -Lage am stärksten ist.

Aus der Kenntnis der absoluten Kryostatposition, die mit der Auswertung von Photographien des Testaufbaus gewonnen wurde [47], ergibt sich, daß das Schauermaximum für 30 GeV Elektronen bei Auftreffpunkten mit $x \approx 280$ mm in der stabilisierenden Eisenplatte in der Mitte des FB2E-Prototypen liegt. Diese Eisenplatte ist also für die beobachtete Ortsabhängigkeit des Signals verantwortlich.

Bei den Messungen ist in jeder θ -Lage ein Intervall gestrichelt markiert, welches einer Variation des Gesamtsignals von ± 1 % entspricht: In der zweiten θ -Lage fällt das Signal um ca. 11 % bezogen auf das Gesamtsignal ab, während das Signal in der dritten θ -Lage entsprechend überhöht ist. Das simulierte Signal zeigt gleich große Variationen wie die Messung. Das innerhalb von ca. ± 0.5 % flache Gesamtsignal (vgl. Abb. 8.1c)) beweist die Wirkung des in [37] entwickelten Kompensationsmechanismus.

- Für die Auftreffpunkte von $x \approx 250$ mm bis $x \approx 280$ mm steigen das gemessene Signal in der ersten und zweiten θ -Lage stetig an, während dasjenige der dritten θ -Lage abfällt. Das simulierte Signal hingegen ist in diesem Bereich nahezu konstant. Da das gemessene Signal in der vierten θ -Lage weniger stark ansteigt als in der Simulationsrechnung, handelt es sich auch hier effektiv um einen Signalabfall.

Dieser Verlauf des gemessenen Signals könnte durch die Annahme einer bisher nicht berücksichtigten Menge an inaktivem Material vor dem FB2E-Prototypen erklärt werden: Das Schauermaximum liegt bei der Elektronenenergie von 30 GeV zwischen der zweiten und der dritten θ -Lage. Deshalb führt eine zusätzliche Menge an inaktivem Material zu einer Verschiebung des Maximums in die Richtung der zweiten θ -Lage. Die Signale in den beiden ersten θ -Lagen steigen deshalb an, die der beiden hinteren θ -Lagen fallen ab. Da die Größe des Effektes von der Kryostatposition abhängt, muß sich die zusätzliche Menge an inaktivem Material im Kryostaten befinden.

Diese Annahme wird durch die Auswertung der Photographien [47] des Testaufbaus untermauert, welche einen ca. 30 mm tiefen Ausschnitt im Argonverdränger zeigen. Der Ausschnitt wird für die Auftreffpunkte oberhalb von $x \approx 280$ mm durchlaufen, also gerade dort, wo das Schauermaximum in der mittleren Eisenplatte verläuft. Die Menge an Vormaterial ist hier um ungefähr 0.2 X_0 erhöht. Laut [30] führt das zu einem Signalanstieg von ungefähr 19 % im Presampler. Der im Einschubbereich

zwischen $x \approx 250$ mm und $x \approx 280$ mm gemessene Anstieg beträgt ca. 24 % und bestätigt die Annahme. Es ist jedoch unklar, warum der Anstieg stetig bei Annäherung an $x \approx 280$ mm erfolgt und nicht abrupt. Hierfür könnte z.B. die Diffusion von Flüssigargon in den Verdränger verantwortlich sein.

Zusätzlich zu dem zuvor beschrieben starken Signalanstieg gibt es noch einen weniger ausgeprägten Anstieg des Signals in der ersten θ -Lage für die den Kryostatpositionen $x_{\text{Kryo}}=200$ mm und 220 mm entsprechenden Auftreffpunkte. Korrespondierend hierzu zeigt sich ein Signalanstieg in der zweiten und ein Abfall in der dritten θ -Lage. Hierfür könnte z.B. ein ortsabhängiger Spalt zwischen dem Argonverdränger und dem FB2E-Prototypen verantwortlich sein. Diese Annahme kann jedoch durch die vorliegenden Photographien des Testaufbaus nicht verifiziert werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Testmessungen die Wirksamkeit des Kompensationsmechanismus für die Mittelplatte bestätigen. Die großen Variationen der Signale in den θ -Lagen sind im Gesamtsignal nicht sichtbar. Der Kompensationsmechanismus begrenzt bei einer Teilchenenergie von 30 GeV die Ortsabhängigkeit des Signals von Elektronen auf etwa ± 0.5 %. Die verbleibenden Unterschiede zwischen der Messung und der Simulationsrechnung könnten durch zusätzliche Mengen inaktiven Materials sowie durch das Fehlen von elektronischem Rauschen in der Simulationsrechnung erklärt werden.

8.2 Untersuchung der Homogenität bei Variation des Auftreffpunktes in Richtung der Absorberplatten

Es liegen die Daten von insgesamt zehn Messungen mit unterschiedlicher y -Koordinate des Auftreffpunktes der Elektronen auf den FB2E-Prototypen vor. Diese Koordinate verläuft parallel zu den Absorberplatten und senkrecht zur bisher benutzten x -Koordinate des Auftreffpunktes. Bei vier Messungen verläuft der Teilchenschauer im Bereich zweier Positionierstangen, so daß der dortige Kompensationsmechanismus überprüft werden kann. Die anderen Messungen erlauben eine Überprüfung der Homogenität des FB2E-Prototypen in Bereichen, in denen nicht schon konstruktionsbedingt Abweichungen von der Homogenität zu erwarten sind.

Die Variation des Auftreffpunktes in y -Richtung geschieht durch die Ablenkung der Elektronen in dem Dipolmagneten B9. Bei der maximal erreichbaren Ablenkung ändert sich die y -Koordinate des Auftreffpunktes auf den FB2E-Prototypen um ca. 16 cm. Hieraus kann abgeschätzt werden, daß sich die Elektronen während der Ablenkung im 2.5 m langen Magneten auf einer Kreisbahn mit einem Krümmungsradius von ungefähr 400 m bewegen. Der Energieverlust durch die Synchrotronstrahlung ist dabei kleiner als 0.2 MeV und somit vernachlässigbar [16].

Der Auftreffpunkt der Elektronen auf den FB2E-Prototypen wird aus der Position des Durchganges der Elektronen durch die in 1.80 m Abstand vom Kryostaten befindliche Vieldrahtproportionalkammer MWPC2(y) bestimmt. Diese steht auf einem beweglichen Tisch, der korrespondierend zur Strahlablenkung nachgefahren wird. Aufgrund des

Drahtabstandes dieser Kammer kann die y -Koordinate des Auftreffpunktes auf 0.6 mm genau bestimmt werden. Hierzu kommt noch ein Beitrag von 0.3 mm aufgrund der Genauigkeit, mit der diese Kammer mit dem beweglichen Tisch positioniert werden kann.

8.2.1 Gesamtsignal als Funktion des Auftreffpunktes

Das Gesamtsignal ergibt sich aus der Summe der Signale aller Kanäle, welche die $3\text{-}\sigma$ Rauschunterdrückung passieren. Die Abbildung 8.5 zeigt das Gesamtsignal als Funktion der y -Koordinate des Auftreffpunktes für die folgenden Fälle (Die Signale bei den zur gleichen Strahlablenkung gehörenden Auftreffpunkten sind durch gleiche Symbole gekennzeichnet. Es sind jeweils $\pm 1\%$ -Intervalle um das mittlere Signal bei $y_{\text{Strahl}} = 0\text{mm}$ eingezeichnet):

- a) ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten und ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten,
- b) mit der Korrektur der Kalibrationskapazitäten aber ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten,
- c) mit beiden Korrekturen.

Bis auf die Auftreffpunkte mit $y \approx -110\text{ mm}$ und $y \approx 120\text{ mm}$ variiert das Gesamtsignal innerhalb von etwa $\pm 0.5\%$, bezogen auf das mittlere Signal der zu $y_{\text{Strahl}} = 0\text{ mm}$ gehörenden Auftreffpunkte. Der Signalabfall an den genannten Stellen rührt daher, daß hier die Elektronen an der Stelle einer Positionierstange auf den FB2E-Prototypen treffen: Der im Koordinatensystem der Vieldrahtproportionalammer gemessene Abstand dieser Auftreffpunkte von etwa 230 mm wird aufgrund der Ablenkung des Teilchenstrahles mit einem Faktor von ca. 1.1 auf die y -Koordinate im FB2E-Prototypen abgebildet. Daraus ergibt sich ein Abstand von ca. 253 mm, der unter Berücksichtigung der Unsicherheiten im Testaufbau mit dem tatsächlichen Abstand der Positionierstangen von 255 mm gut übereinstimmt.

Die Tabelle 8.2 zeigt die relative Änderung des Gesamtsignals aufgrund der Korrekturen bezüglich der Kalibrationskapazitäten und der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten. Es ist jeweils das, über alle zu einer gegebenen Strahlablenkung gehörenden Auftreffpunkte gemittelte, Gesamtsignal angegeben. Die Anwendung der Korrekturen führt bei den Auftreffpunkten, für die der Teilchenschauer nicht im Bereich von Positionierstangen verläuft, zu keiner sichtbaren Verbesserung der Homogenität des Gesamtsignals (vgl. Abb. 8.5). So bleibt z.B. im Bereich zwischen $50\text{ mm} \leq y \leq 70\text{ mm}$ der lineare Signalanstieg von ca. einem Prozent unverändert. Dort, wo der Teilchenschauer zentral auf die Positionierstangen trifft, also bei $y \approx -110\text{ mm}$ und $y \approx 120\text{ mm}$, reduziert die Korrektur auf die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten die Abweichung von der unteren Schranke des $\pm 1\%$ Intervalls von ca. -1.8% auf ca. -1.2% . Das Gesamtsignal für diese Positionen wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

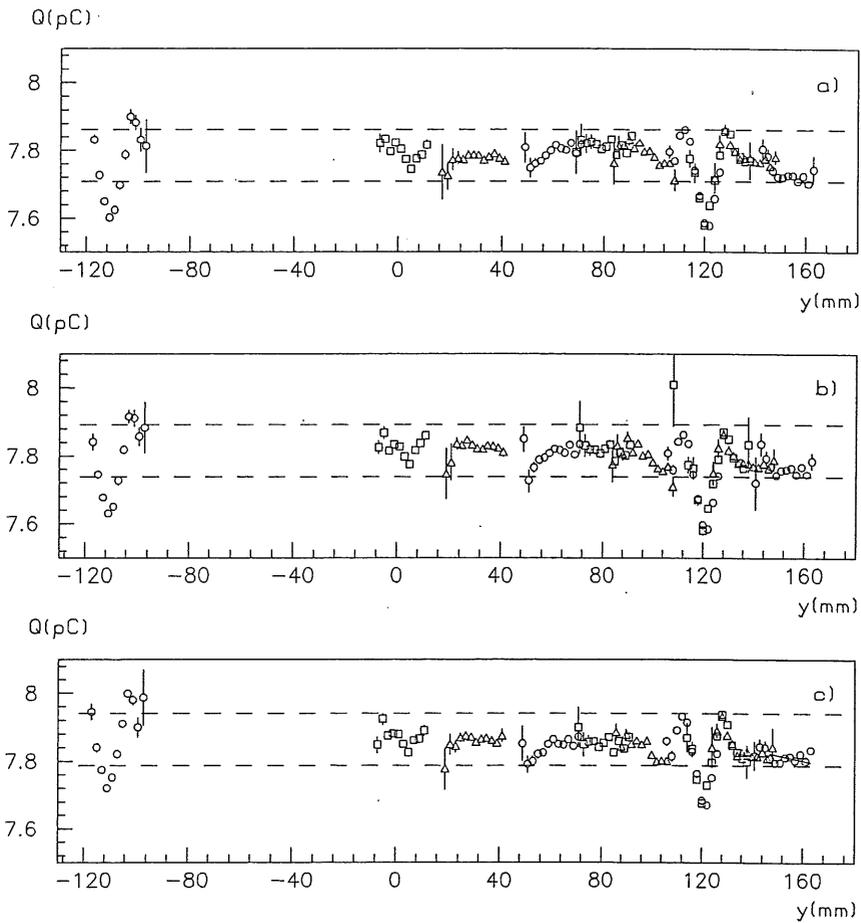


Abbildung 8.5: Gemessenes Gesamtsignal Q als Funktion der y -Koordinate des Auftreffpunktes: a) ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten und ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten, b) mit der Korrektur der Kalibrationskapazitäten aber ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten, c) mit beiden Korrekturen.

Strahlablenkung $y_{\text{Strahl}}[\text{mm}]$	$\frac{\Delta Q}{Q} [\%]$	
	I	II
-100	0.27 ± 0.08	1.22 ± 0.07
0	0.42 ± 0.05	0.55 ± 0.05
30	0.57 ± 0.05	0.46 ± 0.05
60	0.14 ± 0.05	0.47 ± 0.05
80	0.03 ± 0.07	0.47 ± 0.07
95	0.10 ± 0.05	0.49 ± 0.05
115	0.10 ± 0.04	1.05 ± 0.04
125	0.04 ± 0.04	0.82 ± 0.04
135	0.03 ± 0.04	0.63 ± 0.04
150	0.48 ± 0.05	0.64 ± 0.05

Tabelle 8.2: Relative Änderung $\frac{\Delta Q}{Q}$ des über alle zu einer Strahlablenkung gehörenden Auftreffpunkte gemittelten Signals aufgrund der Korrektur der Kalibrationskapazitäten (I) bzw. der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten (II) als Funktion der Strahlablenkung.

8.2.2 Überprüfung des Kompensationsmechanismus für die Positionierstangen

In diesem Abschnitt wird das gemessene Gesamtsignal im Bereich der Positionierstange bei $y \approx 120$ mm den Ergebnissen der Simulationsrechnungen aus [32] gegenübergestellt. Diese Simulationsrechnungen wurden für 70 GeV Elektronen, die in dem H1-Detektor unter einem Winkel von 25° im Bereich einer Positionierstange auf den FB2E Kalorimeter treffen, mit dem Programmpaket EGS4 durchgeführt. Die Rechnungen zeigen, daß die Positionierstangen in der zweiten θ -Lage den größten Einfluß auf das Gesamtsignal haben. Der Einfluß ist bei 70 GeV maximal, da dann das Maximum des Teilchenschauers unter Berücksichtigung von zwei Strahlungslängen an Material vor dem Kalorimeter in der Positionierstange liegt.

Die Simulationsrechnung ist also im Vergleich mit den Parametern des Testaufbaus, 1.3 X_0 und 30 GeV Energie, sowohl für eine größere Teilchenenergie als auch eine größere Menge an inaktivem Material durchgeführt. Da beide Effekte die longitudinale Entwicklung des Teilchenschauers in die entgegengesetzte Richtung verschieben, sollte der Verlauf des Teilchenschauers im Kalorimeter vergleichbar sein. Diese Annahme wird durch die folgende Überlegung gerechtfertigt: Da die Position des Schauermaximums logarithmisch mit der Teilchenenergie wächst, liegt das Schauermaximum eines 70 GeV Elektrons $\ln\left(\frac{70\text{GeV}}{30\text{GeV}}\right) \approx 0.85 X_0$ tiefer als das eines 30 GeV Elektrons. Unter Berücksichtigung der um ca. $0.7 X_0$ verschiedenen Mengen an Vormaterial liegt das Schauermaximum in der Simulationsrechnung aus [32] ungefähr $0.15 X_0$ tiefer als bei den Messungen mit dem FB2E-Prototypen. Die Simulationsrechnungen aus [30] zeigen aber, daß das Schauermaximum eines 30 GeV Elektrons relativ breit ist und sich bei einem Einfallswinkel von 25° über mehr als drei Flüssigargonschichten bzw. mehr als $1.5 X_0$ erstreckt. Deshalb sollten die Simulationsrechnungen aus [32] mit den hier durchgeführten Messungen trotz der verschiedenen Parameter vergleichbar sein.

	Simulation	Messung		
		ohne I, II	I	I + II
Signalabfall	$(3.5 \pm 0.1)\%$	$(3.1 \pm 0.2)\%$	$(3.1 \pm 0.2)\%$	$(2.3 \pm 0.2)\%$
Signalüberhöhung	$(0.8 \pm 0.1)\%$	$(0.6 \pm 0.2)\%$	$(0.7 \pm 0.2)\%$	$(1.0 \pm 0.2)\%$

Tabelle 8.3: Einfluß der Korrektur der Kalibrationskapazitäten (I) bzw. der Dicken der Flüssigargonschichten (II) auf den maximalen relativen Signalabfall bzw. die maximale relative Signalüberhöhung.

Die Simulationsrechnungen wurden für ein bis auf die Stangen homogenes Kalorimeter durchgeführt ohne jedoch das elektronische Rauschen oder die Rauschunterdrückung zu berücksichtigen.

Die Abbildung 8.6 stellt die Messung und die Simulationsrechnung für die Fälle a) ohne die und b) mit der Korrektur auf die Kalibrationskapazitäten und die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten gegenüber. Die Daten der Simulationsrechnung sind dabei derart normiert, daß das Sollsignal für einen Einschuß im homogenen Teil des Kalorimeters gleich dem mittleren gemessenen Signal bei dem Auftreffpunkt $y=80$ mm ist. Die Messung und die Simulationsrechnung zeigen den gleichen qualitativen Signalverlauf: maximaler Signalabfall bei direktem Einschuß in die Positionierstange sowie maximale Überhöhung in ca. 8 mm Abstand von der Mitte der Positionierstange. Die Messung und die Simulationsrechnung unterscheiden sich um weniger als ein Prozent. Die Tabelle 8.3 zeigt die relativen Größen der Extrema bei Durchführung der Korrektur auf die Variationen der Kalibrationskapazitäten sowie der Korrektur auf die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten. Man sieht, daß die letztgenannte Korrektur zu einer schlechteren Übereinstimmung von der Messung mit der Simulationsrechnung führt. Das kann ein Hinweis darauf sein, daß die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten mittels globaler Faktoren, wie sie aus der Vermessung der Moduln abgeleitet werden, im Bereich der Positionierstangen zu grob ist. Diese Frage bleibt aufgrund fehlender zusätzlicher Simulationsrechnungen unbeantwortet.

Die Abbildung 8.7 dient der Veranschaulichung der Wirkungsweise des Kompensationsmechanismus für die Positionierstangen. Sie zeigt das gemessene Signal in den θ -Lagen als Funktion der y -Koordinate des Auftreffpunktes. Die eingezeichneten $\pm 1\%$ -Intervalle geben die Grenzen an, die einer Variation des Gesamtsignals von einem Prozent entsprechen. Bezogen auf das Gesamtsignal beträgt der Signalverlust z.B. in der zweiten θ -Lage bei Einschuß in Höhe der Positionierstange ca. 17.9 %. Dieser wird durch die Signalüberhöhungen in den anderen θ -Lagen nahezu kompensiert. Vergleichbare Daten aus den Simulationsrechnungen liegen nicht vor.

8.3 Einfluß des Ausfalls einer Hochspannungsleitung

In diesem Abschnitt wird der Einfluß des Ausfalls einer Hochspannungsleitung auf das Gesamtsignal des FB2E-Prototypen untersucht. Eine solche Betriebsstörung kann z.B. durch einen Kurzschluß aufgrund von Verunreinigungen des Flüssigargons hervorgerufen werden. Beim Ausfall einer Leitung ist jede achte Flüssigargonschicht ohne Hochspannung

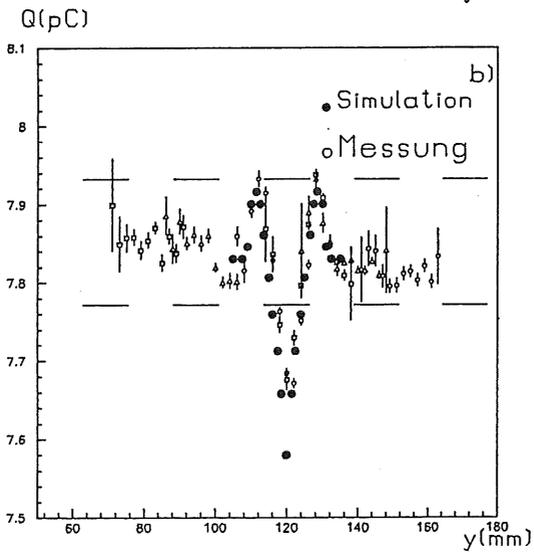
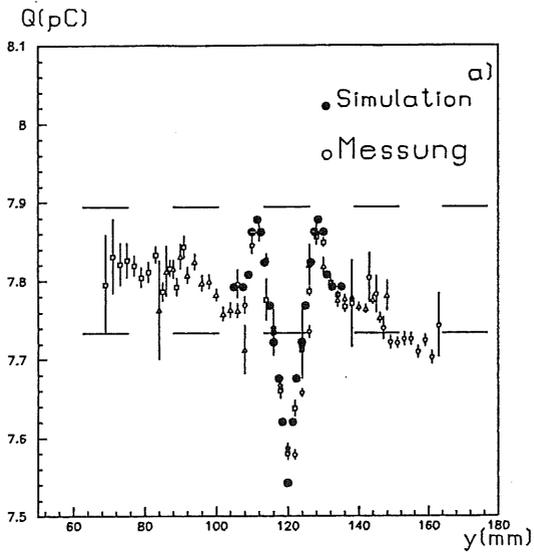


Abbildung 8.6: Gesamtsignal Q als Funktion der y -Koordinate des Auftreffpunktes: a) ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten und ohne die Korrektur der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten, b) mit der Korrektur beider Faktoren.

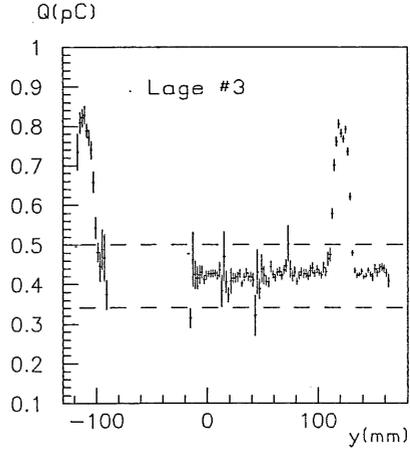
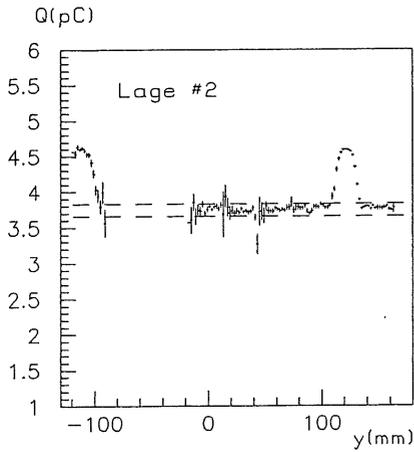
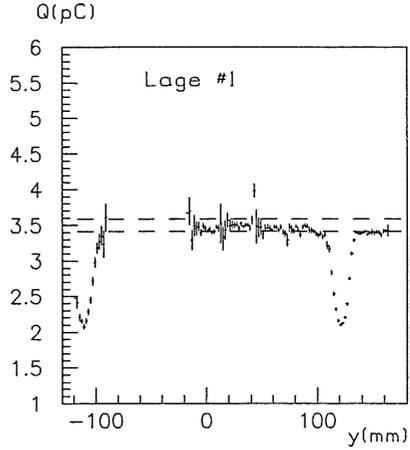
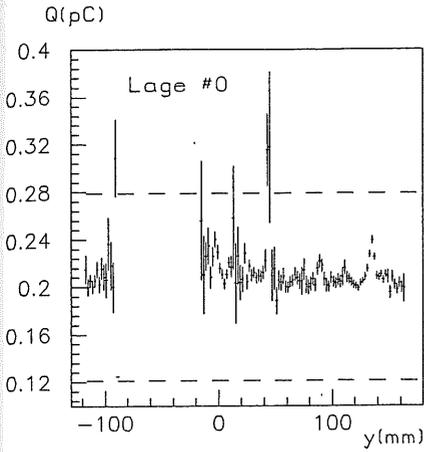


Abbildung 8.7: Gemessenes Signal Q in den θ -Lagen als Funktion der y -Koordinate des Auftreffpunktes nach Korrektur der Kalibrationskapazitäten und der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten.

(siehe Abschnitt 5.3). Deshalb stellt sich die Frage, ob zusätzlich zur Signalabnahme auch eine Abhängigkeit des Signals vom Auftreffpunkt für Elektronen auftritt. Zur Beantwortung dieser Frage stehen die Daten von drei Messungen mit geerdeter Versorgungsleitung Nr. 0 und drei weiteren Messungen mit geerdeter Versorgungsleitung Nr. 1 zur Verfügung, bei denen durch Verschieben des Kryostaten der Auftreffpunkt der Elektronen auf den FB2E-Prototypen variiert wurde. Für ein homogenes Kalorimeter erwartet man in beiden Fällen den gleichen Einfluß auf das Signal.

Die Abbildungen 8.8 und 8.9 zeigen das zugehörige Gesamtsignal bzw. die Signale in den θ -Lagen als Funktion der x-Koordinate des Auftreffpunktes von 30 GeV Elektronen auf den FB2E-Prototypen. Hier sind zunächst weder die Korrektur auf die Kalibrationskapazitäten noch auf die Dicken der Flüssigargonschichten durchgeführt. Die eingezeichneten $\pm 1\%$ -Intervalle beziehen sich beim Gesamtsignal auf das mittlere Gesamtsignal der zu der Kryostatposition $x_{\text{kryo}}=200$ mm gehörenden Auftreffpunkte. Die Abbildungen 8.8 und 8.9 zeigen folgendes:

- Das Gesamtsignal ist, jede Einstellung für sich betrachtet, homogen auf dem Niveau von ca. $\pm 0.8\%$.
- Der Abstand zweier feldloser Flüssigargonschichten beträgt ungefähr 56 mm, welches unter Berücksichtigung des Einschufwinkels von 25° einer Änderung in der x-Koordinate der einfallenden Elektronen von ca. 20 mm entspricht. Dieses ist deshalb die Wellenlänge, mit der eine räumliche Abhängigkeit des Gesamtsignals auftreten könnte. Eine solche Abhängigkeit ist für das Gesamtsignal bei geerdeter Leitung Nr. 0 nicht zu erkennen. Bei geerdeter Leitung Nr. 1 sind Maxima bei $x \approx 164$ mm und $x \approx 184$ mm erkennbar. Bei $x \approx 210$ mm scheint ein Maximum, gefolgt von einem abrupten Signalabfall, zu liegen. Der Signalverlauf in den θ -Lagen hingegen zeigt deutliche Extrema im erwarteten Abstand.
- Die Signalvariationen in den θ -Lagen sind kleiner als 2 % des Gesamtsignals. Im Rahmen der statistischen Schwankungen liegen die Positionen der Maxima und Minima der zweiten θ -Lage ungefähr an denen der Minima und Maxima der dritten θ -Lage. Weil diese beiden θ -Lagen den wesentlichen Beitrag zum Gesamtsignal liefern, kommt es zu einer Kompensation des ortsabhängigen Einflusses der feldlosen Flüssigargonschichten, welche sich im beobachteten flachen Verlauf des Gesamtsignals niederschlägt.
- Zusätzlich zu den, auf die feldlosen Flüssigargonschichten zurückzuführenden Signalvariationen, zeigt sich mit wachsender Einschufwkoordinate auch noch ein stetig anwachsendes Signal in den ersten beiden und ein abfallendes Signal in den letzten beiden θ -Lagen. Dieses weist wieder auf die im Abschnitt 8.1 besprochene ortsabhängige Komponente des Vormaterials im Kryostaten hin.
- Bei einer Mittelung über alle Auftreffpunkte ist das Gesamtsignal bei geerdeter Leitung Nr. 0 um $(0.85 \pm 0.04) \%$ größer als bei geerdeter Leitung Nr. 1. Diese Differenz könnte z.B. daran liegen, daß in den beiden Einstellungen Flüssigargonschichten unterschiedlicher Dicke inaktiv sind. Um diese Frage zu klären, wird weiter unten

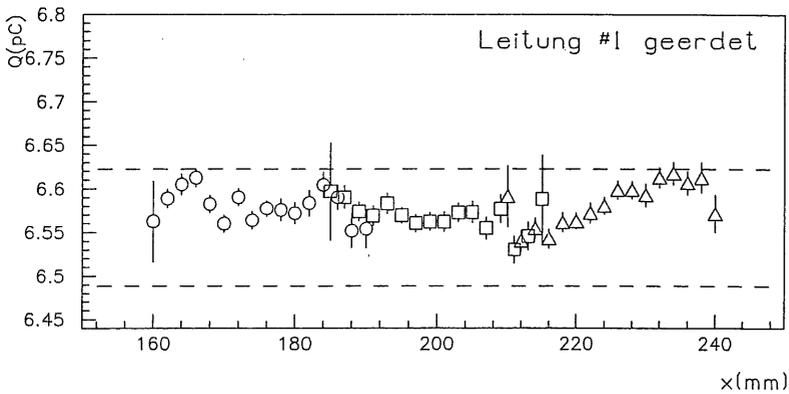
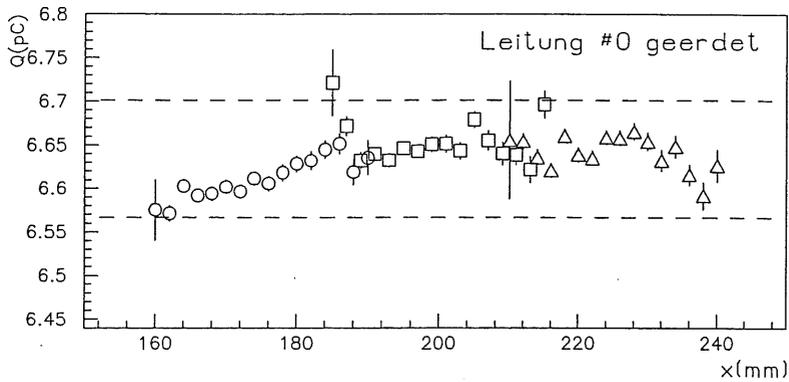


Abbildung 8.8: Gemessenes Gesamtsignal Q als Funktion der x -Koordinate des Auftreffpunktes ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten oder der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten.

ein Vergleich mit einer Simulationsrechnung unter Berücksichtigung der gemessenen Dicken der Flüssigargonschichten durchgeführt.

Um den Einfluß des Ausfalls einer Hochspannungsleitung bei der Datenanalyse korrigieren zu können, muß die Größe des damit verbundenen Signalverlustes bekannt sein. Die einfachste Annahme hierzu ist, daß das Gesamtsignal im räumlichen Mittel auf 0.875 des ungestörten Signals abfällt, weil jede achte Flüssigargonschicht kein Signal erzeugt. Eine unmittelbar vor den Messungen mit geerdeter Versorgungsleitung aufgezeichnete Stabilitätsmessung liefert ohne die Korrektur der Variationen der Kalibrationskapazitäten oder der Dicken der Flüssigargonschichten ein Signal von $Q = (7.7296 \pm 0.0035)$ pC. Bei einer ausgeschalteten Leitung sollte das Signal dann (6.7634 ± 0.0031) pC betragen. Die über alle Auftreffpunkte gemittelten Signale betragen aber für die geerdete Leitung Nr. 0 bzw. Nr. 1 (6.634 ± 0.001) pC bzw. (6.579 ± 0.002) pC und sind um $(1.913 \pm 0.05)\%$ bzw. $(2.726 \pm 0.05)\%$ niedriger als es der Erwartung entspricht.

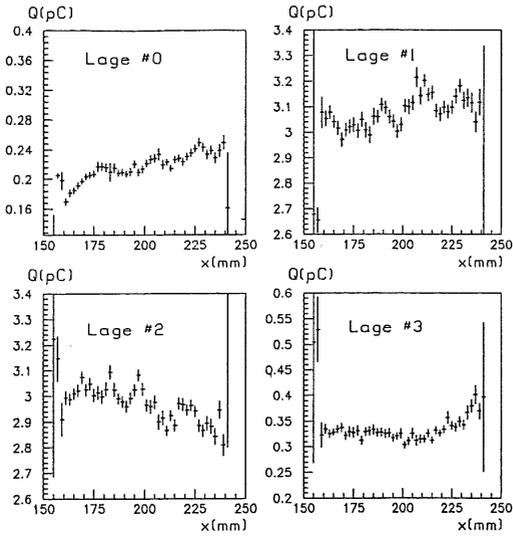
Der Grund hierfür ist im Einfluß des elektronischen Rauschens gegeben. Bei der zuvor erwähnten Stabilitätsmessung als auch bei den Messungen mit geerdeter Hochspannungsleitung wird bei der Berechnung des Gesamtsignals für jeden Kanal immer auf die gleiche individuelle Schwelle geschritten. Die Rauschunterdrückung wirkt sich deshalb in den Kanälen, deren Signal an der Schwelle des Schnittes liegt und zusätzlich um $1/8$ reduziert wird, besonders stark aus. Zur Überprüfung dieser Annahme wird nun das Gesamtsignal für die Messungen bei der Kryostatposition $x = 200$ mm ohne Rauschunterdrückung berechnet. Zur Unterdrückung des Einflusses des elektronischen Rauschens werden hierbei jedoch nur die Kanäle des Volumens V3, diese decken den Bereich des Schauers ab, herangezogen. Das Gesamtsignal fällt jetzt bei geerdeter Leitung Nr. 0 auf $(88.4 \pm 0.1)\%$ und bei geerdeter Leitung Nr. 1 auf $(87.6 \pm 0.1)\%$ ab. Der Abfall des Gesamtsignals bei geerdeter Leitung Nr. 1 entspricht nun der Erwartung, während das Gesamtsignal bei geerdeter Leitung Nr. 1 noch immer $(1.0 \pm 0.1)\%$ zu groß ist.

Zur weiteren Beurteilung der Messungen sind in den Abbildungen 8.10 und 8.11 die Ergebnisse von Simulationsrechnungen aus [30] aufgeführt. Diese Simulationsrechnungen wurden unter den gleichen Bedingungen, wie schon weiter oben beschrieben, durchgeführt.

Die Simulationsrechnungen ergeben folgendes:

- Das Gesamtsignal ist homogen innerhalb eines Prozentes, zeigt aber im Gegensatz zur Messung eine deutliche Abhängigkeit vom Ort. Diese ist kleiner als ein Prozent, weshalb sie bei der Messung durch den Einfluß des elektronischen Rauschens oder verbleibender Inhomogenitäten der elektronischen Kalibration verwischt sein kann.
- Wie die Messung, so zeigt auch die Simulationsrechnung einen unterschiedlichen Signalverlauf für die geerdeten Leitungen Nr. 0 bzw. Nr. 1. Bei geerdeter Leitung Nr. 1 zeigen sowohl die Messung als auch die Simulationsrechnung das kleinste Signal bei einem Auftreffpunkt von $x \approx 220$ mm.
- Auch die Variationen der Signale in den θ -Lagen sind in der Simulationsrechnung ausgeprägter als bei der Messung. Die Simulationsrechnung bestätigt, daß die Minima und Maxima des Signals in der zweiten θ -Lage an den Positionen auftreten, an denen das Signal der dritten θ -Lage maximal bzw. minimal ist.

Leitung #0 geerdet



Leitung #1 geerdet

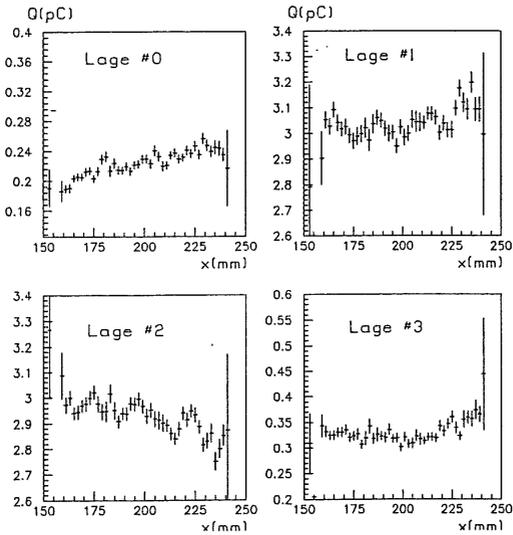


Abbildung 8.9: Gemessenes Signal Q in den θ -Lagen als Funktion der x -Koordinate des Auftreffpunktes ohne die Korrektur der Kalibrationskapazitäten oder der Dickenvariationen der Flüssigargonschichten.

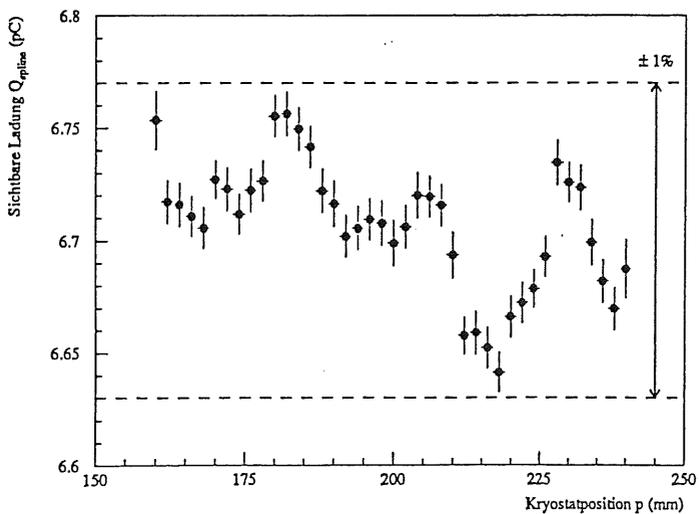
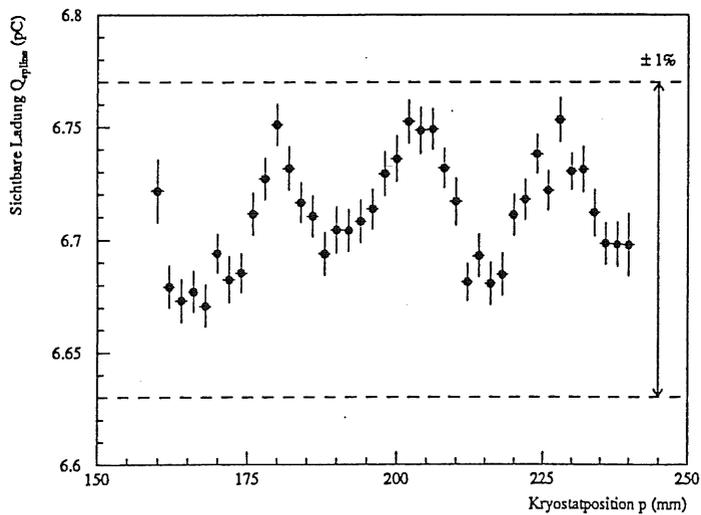


Abbildung 8.10: Simuliertes Gesamtsignal Q_{spline} als Funktion der x-Koordinate des Auftreffpunktes ($x \equiv p$) [30] für die geerdete Hochspannungsleitung 0 (oben) und die geerdete Hochspannungsleitung 1 (unten).

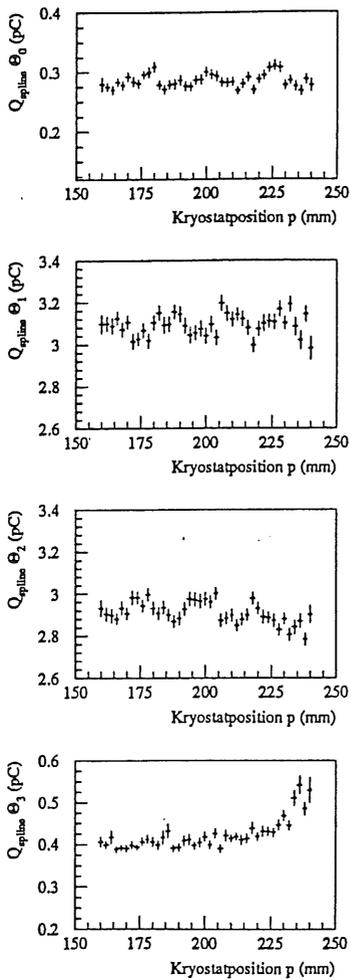


Abbildung 8.11: Simuliertes Signal Q_{spline} in den θ -Lagen als Funktion der x-Koordinate des Auftreffpunktes ($x \equiv p$) [30].

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß für eine Einschußenergie von 30 GeV das Gesamtsignal auch im Falle des Ausfalls einer Hochspannungsleitung innerhalb eines Prozentes homogen bleibt. Dieses ist auf die Lage des Schauers im FB2E-Prototypen zurückzuführen, bei der sich die Signalvariationen in der zweiten und in der dritten θ -Lage kompensieren. Da die Lage des Schauers von der Energie abhängt, kann nicht ausgeschlossen werden, daß der Einfluß bei einer anderen Energie zu einer größeren Inhomogenität führt.

Die Messungen zeigen auch, daß die Korrektur des eintretenden Signalabfalls die genaue Kenntnis der Auswirkungen des elektronischen Rauschens erfordert. Ohne deren Berücksichtigung ergibt sich im Falle der Messungen am FB2E-Prototypen bei einer 3σ Rauschunterdrückung eine Abweichung von ca. 2 % bezüglich der naiven Erwartung eines um $1/8 = 12.5\%$ reduzierten Signals. Bei einer Analyse ohne Rauschunterdrückung aber mit Beschränkung auf 64 Kanäle um das Maximum des Schauers entspricht der Signalabfall bei geerdeter Leitung Nr. 1 der Erwartung, während bei geerdeter Leitung Nr. 0 eine ungeklärte Diskrepanz von $(1.0 \pm 0.1)\%$ verbleibt.

8.3.1 Zusammenfassung

Die Messungen zur Homogenität des FB2E-Prototypen zeigen, daß für das Gesamtsignal das Entwurfsziel eines innerhalb eines Prozentes homogenen Kalorimeters erreicht worden ist. In den Bereichen des FB2E-Prototypen, in denen nicht schon konstruktionsbedingt Abweichungen von der Homogenität auftreten können, ist das Gesamtsignal sogar homogen innerhalb von $\pm 0.5\%$. Das bedeutet, daß eine einzige ortsunabhängige Kalibrationskonstante zur Bestimmung der Energiedeposition von Elektronen ausreicht. Lediglich bei Auftreffpunkten der Elektronen im Bereich von ± 5 mm um die unteren Positionierstangen treten erwartete Abweichungen von bis zu 3 % auf.

Im Bereich der stabilisierenden Mittelplatte und der Positionierstangen zeigen die Signale in den θ -Lagen korrelierte Variationen von ca. 11 % bzw. 18 %. Das flache Gesamtsignal bestätigt die Wirkungsweise der in [37] und [32] entwickelten Hardware-Kompensationsmechanismen. Die Übereinstimmung von der Messung mit der Simulationsrechnung ([30],[32]) beträgt ungefähr ein Prozent.

Die Korrektur der Abweichung der Kalibrationskapazitäten vom Nominalwert liefert keine signifikante Verbesserung der Homogenität.

Um den, durch den Ausfall einer Hochspannungsleitung auftretenden, Signalverlust mit einer Genauigkeit von einem Prozent zu kompensieren, ist die Berücksichtigung des Einflusses des elektronischen Rauschens notwendig.

Kapitel 9

Die elektromagnetische Kalibrationskonstante des idealen FB2E-Moduls

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls, also einer Komponente des elektromagnetischen Teiles des Kalorimeters im H1-Detektor, beschrieben. Bezüglich der Vorgehensweise bei einer Komponente des hadronischen Teiles sei auf [14] verwiesen.

Das Konzept der Kalibrationskonstanten c_{ideal}^T des idealen Moduls eines Kalorimeter-ringes im H1-Detektor wurde eingeführt, um die Kalibrationskonstanten der entsprechenden realen Moduln aus Messungen mit zugehörigen Prototypen bestimmen zu können. Die Kalibrationskonstante eines idealen Moduls ist für ein Flüssigargonkalorimeter durch die von einem Teilchen der Art T im idealen Modul deponierte Energie E_{dep} und den meßbaren Teil Q_0 der im Flüssigargon erzeugten Ionisationsladung definiert:

$$c_{ideal}^T = \frac{E_{dep}}{Q_0}.$$

Ein ideales Modul ist räumlich homogen, und die Absorberplatten sowie die Flüssigargonschichten haben die nominalen Dicken. Das Flüssigargon in einem idealen Modul ist nicht verunreinigt.

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten c_{ideal}^e des idealen FB2E-Moduls, welche sich aus der Energiedeposition von Elektronen ergibt. Da sich der geometrische Aufbau des FB2E aufgrund des Presamplers grundsätzlich von den Aufbauten der anderen elektromagnetischen Kalorimeter-ringe im H1-Detektor unterscheidet, muß die vorliegende Definition eines idealen Moduls im Falle des FB2E erweitert werden (vgl. Abschnitt 9.1).

Ist die Kalibrationskonstante des idealen Moduls bekannt, so erhält man die Kalibrationskonstanten der realen Moduln aus der Berücksichtigung der Unterschiede zwischen den geometrischen Aufbauten der realen Moduln und dem des idealen Moduls. Diese Unterschiede drücken sich in den Variationen der Sampling Fractions der geometrischen Kanäle der realen Moduln aus und können bei der Rekonstruktion von Ereignissen im H1-Detektor durch das Programm HIREC berücksichtigt werden.

9.1 Vorgehensweise zur Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls

Dem Presampler (vgl. Abschnitt 5.4.1) kommt bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls eine besondere Bedeutung zu, weil seine Auswirkung auf das Signal eines einfallenden Elektrons von der Menge an Material vor dem Modul abhängt. Der Presampler ist zur Kompensation des Energieverlustes von Elektronen bestimmt, welche im H1-Detektor auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt in den FB2E ungefähr $2.0 X_0$ an inaktivem Material durchqueren müssen. Die Funktionsweise des Presamplers beruht darauf, daß dieser zusammen mit dem Vormaterial etwa die gleiche Sampling Fraction besitzt wie die θ -Lagen 1,2 und 3 alleine genommen. Der FB2E kann also zusammen mit dem Vormaterial im H1-Detektor als ein homogenes Kalorimeter betrachtet werden. Die Rekonstruktion eines Ereignisses mit diesem Vormaterial liefert deshalb nicht die im FB2E deponierte Energie sondern annähernd die Gesamtenergie des einfallenden Elektrons.

Diese positive Eigenschaft des Presamplers bedarf allerdings bei der Analyse der Messungen mit dem FB2E-Prototypen einer gesonderten Behandlung. Dort durchqueren die Elektronen auf dem Weg in den FB2E-Prototypen nur ungefähr $1.3 X_0$ an Material (vgl. Abschnitt 7.3.2). Folglich ergibt sich für die Einheit Presampler-Vormaterial eine größere Sampling Fraction als im H1-Detektor, so daß das Signal des Presamplers relativ zu dem Signal in den θ -Lagen 1,2 und 3 übergewichtet wird. Das bedeutet, daß bei den Messungen mit dem FB2E-Prototypen nur die θ -Lagen 1,2 und 3 der Funktionsweise des FB2E im H1-Detektor äquivalent sind. Konsequenterweise ist das ideale FB2E-Modul als ein Modul ohne einen Presampler zu definieren. Die elektromagnetische Kalibrationskonstante c_{ideal}^e des idealen FB2E-Moduls ist also durch den folgenden Quotienten gegeben:

$$c_{ideal}^e = \frac{E_{dep}^{123}}{Q_0^{123}}$$

Hierbei bezeichnen E_{dep}^{123} und Q_0^{123} die von einem Elektron in den θ -Lagen 1,2 und 3 deponierte Energie bzw. den meßbaren Teil der im Flüssigargon erzeugten Ionisationsladung. Im folgenden wird die elektromagnetische Kalibrationskonstante des idealen FB2E-Moduls der Einfachheit halber mit Kalibrationskonstante abgekürzt. Die Kalibrationskonstante wird in mehreren Schritten aus der Kombination von Messungen und Simulationsrechnungen bestimmt:

- Zunächst wird für den FB2E-Prototypen mit dem in dem Kapitel 6 beschriebenen Aufbau die in den geometrischen Kanälen influenzierte Ladung als Funktion der Energie einfallender Elektronen gemessen. Aus der FB/OF-Periode liegen neun Messungen vor, bei denen die Elektronen mit Energien zwischen 3.7 GeV und 80 GeV in der Nominalposition ($x_{kryo} = 200$ mm, $y_{Strahl} = 0$ mm) auf den FB2E-Prototypen treffen.
- Aufgrund der Verunreinigung des Flüssigargons stimmt die influenzierte Ladung nicht mit dem meßbaren Teil der im Flüssigargon erzeugten Ionisationsladung überein.

Deshalb wird die Ladungssammlungseffizienz bestimmt, mittels der diese Diskrepanz korrigiert werden kann.

- Im nächsten Schritt wird die Konsistenz der gemessenen Daten überprüft. Dazu werden die mit niedriger Verstärkung gemessenen Ladungen mit denen verglichen, die mit hoher Verstärkung gemessen worden sind.
- Simulationsrechnungen werden benutzt, um den Einfluß des vor dem FB2E-Prototypen befindlichen inaktiven Materials auf die Energie zu bestimmen, die von Elektronen im FB2E-Prototypen deponiert wird.
- Es werden Korrekturen aufgrund des unterschiedlichen geometrischen Aufbaus vom FB2E-Prototypen und dem idealen FB2E-Modul berechnet.
- Im letzten Schritt wird die Kalibrationskonstante aus den Ergebnissen der vorhergehenden Schritte bestimmt.

Bei der folgenden Datenanalyse werden die in dem Abschnitt 6.5.3 angegebenen Korrekturen der elektronischen Kalibration durchgeführt.

9.2 Die Ladungssammlungseffizienz

Die im Flüssigargon von einem Teilchenschauer erzeugten Elektronen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zu den Ausleseplatten. Elektronen, die sich dabei an eventuell im Flüssigargon enthaltene Verunreinigungen anlagern, führen dazu, daß die gemessene Ladung Q nicht gleich der meßbaren Ladung Q_0 ist, welche in der Definition der Kalibrationskonstanten auftritt. Dieser Unterschied wird durch die Ladungssammlungseffizienz

$$\epsilon(U) = \frac{Q(U)}{Q_0} \quad (9.1)$$

beschrieben. Die Größe U bezeichnet die zwischen den Hochspannungs- und den Ausleseplatten anliegende elektrische Hochspannung.

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz in der FB/OF-Periode beschrieben. Es wird gezeigt, daß die Unsicherheit der Ladungssammlungseffizienz durch systematische Fehler dominiert wird.

9.2.1 Ladung als Funktion der Hochspannung

Das Wechselspiel zwischen der die Elektronendrift hervorrufenden Hochspannung und einer die Elektronendrift behindernden Verunreinigung wird für eine Flüssigargonschicht der Dicke d durch den folgenden Zusammenhang beschrieben [54]:

$$Q(U) = Q_0 2^{\frac{\lambda}{d}} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) \right]. \quad (9.2)$$

Die Gleichung (9.2) wird auch als Hochspannungskurve bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen der mittleren freien Weglänge λ eines Elektrons bezüglich der Anlagerung an eine Verunreinigung der Konzentration p und der elektrischen Feldstärke $E = U/d$ ist:

$$\lambda = \alpha \frac{E}{p}. \quad (9.3)$$

Die Größe

$$\alpha = (0.15 \pm 0.03) \frac{\text{ppm cm}}{\text{kV/cm}} \quad (9.4)$$

wurde in [54] für den Fall der Verunreinigung von Flüssigargon mit Sauerstoff empirisch bestimmt. Im folgenden wird angenommen, daß auch der Einfluß anderer eventuell vorhandener Verunreinigungen als Sauerstoff durch eine Gleichung der Form von (9.3) beschrieben werden kann. Die Größe p gibt dann eine sauerstoffäquivalente Verunreinigungskonzentration an.

Der Wert $Q(U)$ der Hochspannungskurve konvergiert für große elektrische Feldstärken oder eine verschwindende Verunreinigung des Flüssigargons gegen den Wert der meßbaren Ladung Q_0 .

9.2.2 Ergebnisse der Messungen

Für die FB2/OF1-Periode liegen zwei Meßreihen für die Abhängigkeit der mit dem FB2E-Prototypen gemessenen Ladung von der Hochspannung vor. Diese Meßreihen wurden jeweils zu Beginn der ersten und der zweiten Datennahmeperiode der FB2/OF-Periode mit Elektronen mit 30 GeV Energie aufgezeichnet. Die Meßreihen haben einen zeitlichen Abstand von 18 Tagen voneinander. Bei der folgenden Analyse werden nur die elektronischen Kanäle hoher Verstärkung benutzt, die zu den 320 geometrischen Kanälen des Volumens V1 gehören.

Die Abbildung 9.1 und die Tabelle 9.1 zeigen für beide Meßreihen die bei einer $3\text{-}\sigma$ Rauschunterdrückung gemessene Ladung. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen gemäß der Gleichung (9.2), wobei die Größen Q_0 und p bei der Anpassung variiert werden. Der angegebene Fehler σ_Q der gemessenen Ladung berücksichtigt den statistischen Fehler σ_N aus der Anpassung einer Normalverteilung an die gemessene Ladungsverteilung und den Beitrag σ_U aufgrund der Einstellungengenauigkeit Δ_U der Hochspannung:

$$\sigma_Q^2 = \sigma_N^2 + \sigma_U^2, \quad (9.5)$$

mit

$$\sigma_U^2 = \left(\frac{\partial Q}{\partial U}\right)^2 \Delta_U^2. \quad (9.6)$$

Durch die Umrechnung des Fehlers Δ_U der unabhängigen Variablen U in einen zusätzlichen Beitrag σ_U zum Fehler der abhängigen Variablen Q kann die Anpassung so durchgeführt werden, als sei nur die abhängige Variable fehlerbehaftet. Die Einstellungengenauigkeit der Hochspannung von einem Volt hat den größten Einfluß bei niedriger Hochspannung und liefert z.B. bei 100 V und 200 V eine Verdoppelung des Fehlers σ_Q .

	1.Periode	2.Periode
$U[V]$	$Q[pC]$	$Q[pC]$
100	1.870 ± 0.007	1.496 ± 0.006
200	3.532 ± 0.007	3.052 ± 0.007
400	5.096 ± 0.003	4.666 ± 0.004
600	5.976 ± 0.003	5.615 ± 0.003
800	6.495 ± 0.003	6.204 ± 0.003
1000	6.834 ± 0.003	6.593 ± 0.003
1500	7.328 ± 0.003	7.159 ± 0.002
2000	7.608 ± 0.004	7.474 ± 0.003
2500	7.788 ± 0.002	7.672 ± 0.003
2700		7.735 ± 0.003
2800	7.865 ± 0.003	
$Q_0[pC]$	8.553 ± 0.001	8.612 ± 0.002
$p[ppm]$	1.948 ± 0.001	2.375 ± 0.001
$\chi^2/8$	97.4	223.5
$\varepsilon[\%]$	91.09 ± 0.01	89.29 ± 0.01

Tabelle 9.1: Gemessene Ladung Q als Funktion der Hochspannung U für die beiden Meßreihen zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz und Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven.

Die Tabelle 9.1 zeigt zusätzlich die sich aus den Anpassungen ergebenden Werte der Parameter Q_0 und p . Die Ladungssammlungseffizienz ε , die für die Berechnung der Kalibrationskonstanten benötigt wird, muß aus der Anpassung (*fit*) für die nominale Hochspannung berechnet werden, bei der auch die Abhängigkeit der Ladung von der Energie-deposition der Elektronen gemessen wird:

$$\varepsilon = \frac{Q^{fit}(2500V)}{Q_0} \quad (9.7)$$

Man sieht, daß aufgrund der Verunreinigung des Flüssigargons nur ca. 90 % der meßbaren Ladung gemessen wird. Die Tabelle 9.2 zeigt die relativen Abweichungen

$$\Delta Q_{rel} = \frac{Q^{fit} - Q}{Q^{fit}}$$

von Messung und Anpassung. Die Meßwerte weichen oberhalb von 200 Volt deutlich weniger als ein halbes Prozent von der Anpassung ab. Die beiden Datenpunkte bei 100 Volt liegen jedoch signifikant unterhalb des Wertes der Anpassung. Das weist auf einen bisher nicht beachteten Effekt hin, der nur bei relativ kleinen Feldstärken im Flüssigargon sichtbar wird. Eine mögliche Erklärung für die Abweichungen bei 100 Volt könnte in der Feldstärkeabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Flüssigargon liegen: Die Driftzeit eines Elektrons nimmt im Flüssigargon mit fallender Feldstärke zu [56]. Bei einer Hochspannung von $U=100$ Volt beträgt die Driftgeschwindigkeit ungefähr $1.5 \cdot 10^5$ cm/sec, so daß die Zeit von ca. 1.6μ sec zum Durchqueren einer 2.35 mm

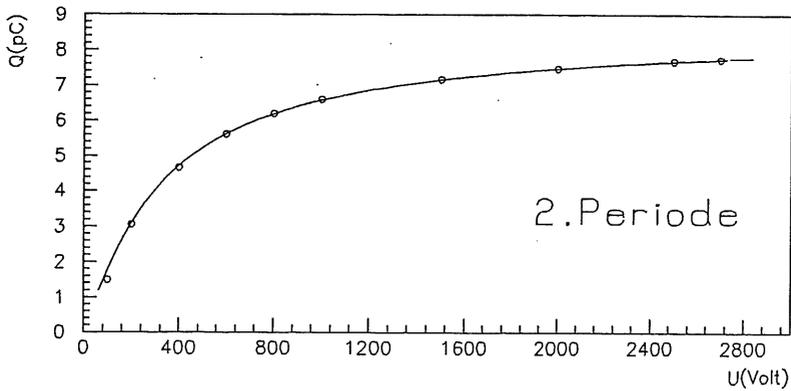
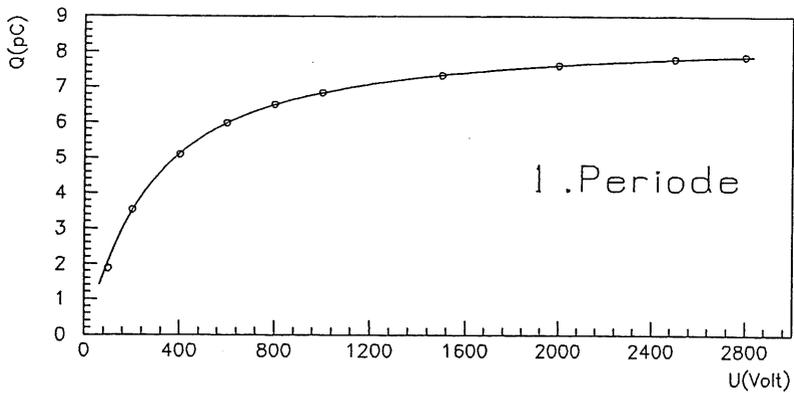


Abbildung 9.1: Gemessene Ladung Q als Funktion der Hochspannung U für die beiden Meßreihen zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz. Die durchgezogenen Linien zeigen Anpassungen von Hochspannungskurven.

	1.Periode	2.Periode	
$U[V]$	$\Delta Q_{rel}[\%]$	$\Delta Q_{rel}[\%]$	$\frac{Q_I - Q_{II}}{Q_I}[\%]$
100	9.79 ± 0.37	16.64 ± 0.40	20.0 ± 0.44
200	-1.56 ± 0.20	-0.07 ± 0.23	13.6 ± 0.26
400	0.20 ± 0.06	0.30 ± 0.09	8.44 ± 0.10
600	-0.23 ± 0.05	-0.32 ± 0.05	6.04 ± 0.07
800	-0.22 ± 0.05	-0.48 ± 0.05	4.48 ± 0.06
1000	-0.09 ± 0.04	-0.39 ± 0.05	3.53 ± 0.04
1500	0.15 ± 0.04	-0.03 ± 0.03	2.31 ± 0.05
2000	0.11 ± 0.05	0.12 ± 0.04	1.76 ± 0.05
2500	0.04 ± 0.03	0.23 ± 0.04	1.49 ± 0.05
2700		0.23 ± 0.04	
2800	0.03 ± 0.04		

Tabelle 9.2: Relative Abweichung ΔQ_{rel} von Messung und Anpassung sowie die relative Änderung $\frac{Q_I - Q_{II}}{Q_I}$ der Ladung, die in den beiden Datennahmeperioden (I, II) als Funktion der Hochspannung U gemessen wird.

dicken Flüssigargonschicht nicht mehr gegen die Ladungssammelzeit der Elektronik von 2μ sec zu vernachlässigen ist. Deshalb wird nur noch ein feldstärkeabhängiger Bruchteil der driftenden Ladungen gemessen. Simulationsrechnungen im Falle von sauberem Flüssigargon bestätigen diese Vermutung [55]: Dort wird ein Signalverlust unterhalb einer Feldstärke von $E \approx 3kV/cm$ sichtbar. Bei $E=3kV/cm$ werden nur ca. 98 % des maximalen Signals gemessen, bei $E=2kV/cm$ nur noch ca. 95 %. Weiter unten wird gezeigt, daß sich die Datenpunkte bei niedriger Hochspannung nur schwach auf die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz auswirken. Deshalb ist eine schlechte Übereinstimmung von der Messung mit der Anpassung im Bereich niedriger Hochspannungen ohne wesentliche Bedeutung für die Bestimmung der Kalibrationskonstanten. Die Güte der Anpassung kann durch das gewichtete Abweichungsquadrat χ^2 (vgl. Tab. 9.1) von Messung und Anpassung

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(Q_i - Q_i^{fit})^2}{\sigma_{Q_i}^2}$$

beurteilt werden. Hierbei ist $N = 10$ die Anzahl der verschiedenen Hochspannungseinstellungen. Q_i und σ_{Q_i} bezeichnen die bei der i -ten Einstellung gemessene Ladung und deren Fehler. Q_i^{fit} ist der zugehörige Wert der Anpassung. Für normalverteilte Fehler ist der Erwartungswert dieses Abweichungsquadrates durch die Anzahl f der Freiheitsgrade der Anpassung gegeben:

$$\langle \chi^2 \rangle = f,$$

wobei hier gilt

$$f = N - 2 = 8,$$

weil zwei Parameter aus der Anpassung bestimmt werden. Bei den vorliegenden Messungen ist der Wert von χ^2 in beiden Datennahmeperioden durch die große Abweichung von Messung und Anpassung bei 100 Volt dominiert. Selbst unter Auslassung des Punktes

bei 100 Volt ergibt sich noch ein um den Faktor drei zu großes Ergebnis. Das weist auf eine bisher nicht berücksichtigte systematische Komponente des Meßfehlers hin, die z.B. in einer Nichtlinearität der elektronischen Kalibration bestehen könnte.

Laut der Tabelle 9.1 steigt die Verunreinigung p des Flüssigargons innerhalb von 18 Tagen um ca. 22 %. Die Tabelle 9.2 zeigt, daß dieser Anstieg einen sehr großen Einfluß auf die relative Änderung $\frac{Q_I - Q_{II}}{Q_I}$ der in der ersten und zweiten Periode bei niedriger Hochspannung gemessenen Ladungen hat. Die Stärke des Einflusses nimmt jedoch mit wachsender Hochspannung ab. Während die Signalabnahme bei 100 Volt nahezu proportional zur Zunahme der Konzentration der Verunreinigung des Flüssigargons ist, beträgt die Signalabnahme bei der nominalen Betriebsspannung des FB2E-Prototypen von 2500 V aber immer noch $(1.5 \pm 0.05)\%$ und liegt oberhalb der angestrebten Genauigkeit von einem Prozent für die Bestimmung der Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls. Die Auswirkung der Zeitabhängigkeit der Konzentration der Verunreinigung des Flüssigargons darf deshalb bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten nicht vernachlässigt werden.

Anpassung einer Hochspannungskurve mit festem Parameter Q_0

Die Tabelle 9.1 zeigt, daß die aus der Anpassung bestimmte meßbare Ladung Q_0 in der zweiten Periode um $(0.69 \pm 0.03)\%$ größer ist als in der ersten Periode. Da die meßbare Ladung zur im FB2E-Prototypen deponierten Energie proportional ist, könnte dieser Anstieg darauf zurückzuführen sein, daß sich in der zweiten Periode weniger Material vor dem FB2E-Prototypen befand als in der ersten Periode. Diese Vermutung ist aber den Ergebnissen aus dem Abschnitt 7.3.2 entgegengesetzt, nach denen der umgekehrte Fall wahrscheinlicher ist.

Deshalb wird hier untersucht, inwieweit sich die Ungenauigkeit der meßbaren Ladung auf die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz auswirkt. Es wird angenommen, daß die tatsächliche meßbare Ladung gleich dem Mittelwert $\langle Q_0 \rangle$ der meßbaren Ladungen der beiden Perioden ist. Es werden erneut Anpassungen von Hochspannungskurven an die gemessenen Ladungen der beiden Perioden durchgeführt, wobei nun nur der Parameter p variiert wird und der Parameter Q_0 auf $\langle Q_0 \rangle$ festgesetzt ist. Die Tabelle 9.3 zeigt die Ergebnisse dieser Anpassungen. Man sieht, daß sich die neu berechneten Werte der Konzentration der Verunreinigung des Flüssigargons um ca. 1 % von den alten Werten unterscheiden. Die neuen Werte der Ladungssammlungseffizienz unterscheiden sich jedoch nur um ca. $(0.13 \pm 0.02)\%$ von den alten Werten. Das Ergebnis ist also, daß die Ungenauigkeit der meßbaren Ladung in den beiden Perioden nur einen kleinen Einfluß auf die Ladungssammlungseffizienz hat.

Einfluß der Meßpunkte bei niedriger Hochspannung

Da insbesondere die bei 100 Volt gemessene Ladung eine große Abweichung vom Wert der angepaßten Hochspannungskurve aufweist, wird im folgenden untersucht, welchen Einfluß die Punkte bei niedriger Hochspannung auf die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz haben. Dazu werden Hochspannungskurven angepaßt, wobei die Punkte bei a) 100 Volt, b) 100, 200 Volt und c) 100, 200, 400 Volt nicht berücksichtigt werden.

	1.Periode	2.Periode
$Q_0[pC]$	8.583	8.583
$p[ppm]$	1.580 \pm 0.001	1.877 \pm 0.001
$\chi^2/9$	112.4	244.4
ε	90.97 \pm 0.01	89.41 \pm 0.01

Tabelle 9.3: Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven mit festem Parameter Q_0 .

Die Tabelle 9.4 zeigt die Ergebnisse der Anpassungen, die sich bei variablen Parametern Q_0 und p ergeben. Die Anpassungen werden besser, je mehr Punkte bei niedriger Hochspannung nicht berücksichtigt werden. Man sieht auch, daß sich die Werte der in den beiden Perioden bestimmten Parameter Q_0 annähern. Während diese Diskrepanz noch $(0.69 \pm 0.03)\%$ beträgt, wenn alle Punkte bei der Anpassung benutzt werden (vgl. Tab. 9.1), so beträgt sie im Fall c) nur noch $(0.43 \pm 0.03)\%$. Hieraus folgt, daß die Ungenauigkeit in der meßbaren Ladung einen Beitrag hat, der nicht vom Material vor dem FB2E-Prototypen stammt. Ein solcher Beitrag könnte z.B. von der elektronischen Kalibration herrühren.

Der Vergleich der Ergebnisse aus der Tabelle 9.4 mit denen aus der Tabelle 9.1 zeigt, daß die bei niedrigen Hochspannungen gemessenen Ladungen nur einen kleinen Einfluß auf den Wert der Ladungssammlungseffizienz haben, da dieser Wert um maximal 0.25 % variiert.

Die Tabelle 9.5 zeigt die Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven, bei denen wie im vorherigen Abschnitt nur der Parameter p variiert wird. Der Parameter Q_0 ist jeweils auf den Mittelwert festgesetzt, welcher aus den entsprechenden Werten in der Tabelle 9.4 berechnet wird. Der Vergleich mit der Tabelle 9.4 zeigt, daß die Werte der Ladungssammlungseffizienz in der ersten Periode im Mittel um ca. 0.1 % ab- und in der zweiten Periode im Mittel um ca. 0.1 % zunehmen. Das liegt daran, daß im ersten Fall der Parameter Q_0 auf einen höheren Wert und im zweiten Fall auf einen niedrigeren Wert festgesetzt ist. Die Tabelle 9.5 zeigt beim Vergleich der Fälle a), b) und c) miteinander ungefähr die gleichen Änderungen der Werte der Ladungssammlungseffizienz wie in der Tabelle 9.4. Es gilt also weiterhin, daß die bei niedrigen Spannungen gemessenen Ladungen nur einen kleinen Einfluß auf den Wert der Ladungssammlungseffizienz haben.

Einfluß der Rauschunterdrückung

Hier wird der Einfluß der Rauschunterdrückung auf die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz untersucht. Während die bisherigen Ergebnisse für eine Rauschunterdrückung von 3σ gelten, stellt die Tabelle 9.6 die Ladungssammlungseffizienz ε für verschiedenen harte Rauschunterdrückungen dar. Bei den Anpassungen der Hochspannungskurven werden wieder jeweils alle zehn Hochspannungseinstellungen berücksichtigt. Die Tabelle 9.6 zeigt in Analogie zur Vorgehensweise in den vorherigen Abschnitten die Ergebnisse der zweiten Anpassungen, bei denen nur der Parameter p variiert wird.

Die Härte der Rauschunterdrückung zeigt einen starken Einfluß auf die Parameter Q_0

	1.Periode	2.Periode
a) ohne 100 Volt		
$Q_0[pC]$	8.542 ± 0.001	8.593 ± 0.001
$p[ppm]$	1.931 ± 0.001	2.346 ± 0.001
$\chi^2/7$	19.6	30.5
ε	91.16 ± 0.01	89.41 ± 0.01
b) ohne 100, 200 Volt		
$Q_0[pC]$	8.546 ± 0.002	8.591 ± 0.001
$p[ppm]$	1.938 ± 0.002	2.343 ± 0.001
$\chi^2/6$	12.5	34.2
ε	91.13 ± 0.01	89.43 ± 0.01
c) ohne 100, 200, 400 Volt		
$Q_0[pC]$	8.537 ± 0.002	8.574 ± 0.001
$p[ppm]$	1.923 ± 0.003	2.315 ± 0.001
$\chi^2/5$	4.0	11.0
ε	91.19 ± 0.01	89.54 ± 0.01

Tabelle 9.4: Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven bei freien Parametern Q_0 und p unter Nichtberücksichtigung der Punkte bei niedriger Hochspannung.

	1.Periode	2.Periode
a) ohne 100 Volt		
$Q_0[pC]$	8.567	8.567
$p[ppm]$	1.955 ± 0.001	2.320 ± 0.001
$\chi^2/8$	33.4	39.6
ε	91.06 ± 0.01	89.52 ± 0.01
b) ohne 100, 200 Volt		
$Q_0[pC]$	8.569	8.569
$p[ppm]$	1.959 ± 0.001	2.320 ± 0.001
$\chi^2/7$	24.0	40.3
ε	91.04 ± 0.01	89.52 ± 0.01
c) ohne 100, 200, 400 Volt		
$Q_0[pC]$	8.556	8.556
$p[ppm]$	1.944 ± 0.002	2.294 ± 0.001
$\chi^2/6$	11.6	15.4
ε	91.11 ± 0.01	89.63 ± 0.01

Tabelle 9.5: Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven bei festem Parameter Q_0 und variablem Parameter p unter Nichtberücksichtigung der Punkte bei niedriger Hochspannung.

und p . Die relative Variation von Q_0 beträgt ca. 8 %, diejenige von p sogar ca. 15 %. Die Ladungssammlungseffizienz variiert um ca. 1.3 % und zeigt in beiden Perioden das gleiche relative Verhalten in Abhängigkeit von der Härte der Rauschunterdrückung. Der Quotient der Ladungssammlungseffizienzen der beiden Perioden variiert deshalb nur um etwa 0.2 %. Hieraus folgt, daß das elektronische Rauschen in beiden Perioden vergleichbar ist.

Die Ladungssammlungseffizienz fällt mit wachsender Härte der Rauschunterdrückung ab. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung, da der Einfluß der Rauschunterdrückung bei großen Ladungen und somit bei großer Hochspannung geringer ist als bei niedrigen Ladungen. Eine härtere Rauschunterdrückung führt deshalb zu einer größeren Steigung im asymptotischen Bereich der Hochspannungskurve und somit zu einer kleineren Ladungssammlungseffizienz.

Als verlässlichster Wert für die Ladungssammlungseffizienz muß derjenige angesehen werden, der sich ohne Rauschunterdrückung ergibt. In diesem Fall fällt der hochspannungsgabhängige Einfluß der Rauschunterdrückung auf die gemessene Ladung weg.

Einfluß der Meßpunkte bei hoher Hochspannung

Die Datenpunkte bei 2700 Volt bzw. 2800 Volt haben den größten Einfluß auf das asymptotische Verhalten der Hochspannungskurve und somit auf die Ladungssammlungseffizienz. Diese Punkte werden im folgenden nicht bei den Anpassungen der Hochspannungskurven berücksichtigt. Die Tabelle 9.7 zeigt für beide Perioden die sich ergebende Ladungssammlungseffizienz ε für verschiedenen harte Rauschunterdrückungen. Bei den Anpassungen werden sowohl der Parameter Q_0 als auch der Parameter p variiert. Der Vergleich mit der Tabelle 9.6 zeigt die gleiche Abhängigkeit der Ladungssammlungseffizienz von der Härte der Rauschunterdrückung. Die entsprechenden Ladungssammlungseffizienzen unterscheiden sich nur um ca. 0.1 % voneinander.

Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz aus der Anpassung einer Hochspannungskurve durch systematische Fehler dominiert wird. Der größte Einfluß auf den erhaltenen Wert der Ladungssammlungseffizienz rührt von der Härte der Rauschunterdrückung her. So ist z.B. die Ladungssammlungseffizienz in der zweiten Periode bei einer $3\text{-}\sigma$ Rauschunterdrückung um ca. 1.3 % geringer als bei einer $0\text{-}\sigma$ Rauschunterdrückung. Dieses Verhalten rührt daher, daß der Einfluß der Rauschunterdrückung auf die gemessene Ladung auch von der Hochspannung abhängt, weil diese die relative Größe von Signal und elektronischem Rauschen bestimmt.

Da die relative Größe von Signal und elektronischem Rauschen von der Energie der einfallenden Elektronen abhängt, folgt hieraus, daß die Ladungssammlungseffizienz auch von der Energie der einfallenden Elektronen abhängen kann. Bezüglich dieses Punktes liegen allerdings keine Messungen vor. Als verlässlichster Wert für die Ladungssammlungseffizienz muß deshalb derjenige Wert angesehen werden, den man ohne Rauschunterdrückung erhält.

Die Untersuchungen zeigen, daß die gemessenen Ladungen bei Hochspannungen oberhalb von 200 Volt weniger als ein halbes Prozent von der Hochspannungskurve abweichen.

	1.Periode	2.Periode
kein Schnitt		
$Q_0[pC]$	8.757	8.757
$p[ppm]$	1.931 \pm 0.001	2.280 \pm 0.001
$\chi^2/8$	68.9	102.7
ϵ	91.16 \pm 0.01	89.69 \pm 0.01
0- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	9.234	9.234
$p[ppm]$	1.706 \pm 0.001	2.031 \pm 0.001
$\chi^2/7$	136.3	74.3
ϵ	92.12 \pm 0.01	90.73 \pm 0.01
1- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	9.032	9.032
$p[ppm]$	1.790 \pm 0.001	2.126 \pm 0.001
$\chi^2/6$	66.4	37.3
ϵ	91.76 \pm 0.01	90.33 \pm 0.01
2- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	8.728	8.728
$p[ppm]$	1.910 \pm 0.001	2.273 \pm 0.001
$\chi^2/6$	63.2	117.3
ϵ	91.25 \pm 0.01	89.72 \pm 0.01
3- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	8.582	8.582
$p[ppm]$	1.975 \pm 0.001	2.346 \pm 0.001
$\chi^2/6$	112.4	244.0
ϵ	90.97 \pm 0.01	89.42 \pm 0.01

Tabelle 9.6: Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven bei festem Parameter Q_0 und variablem Parameter p für Rauschunterdrückungen verschiedener Härte.

	1.Periode	2.Periode
kein Schnitt		
$Q_0[pC]$	8.726 ± 0.001	8.791 ± 0.002
$p[ppm]$	1.905 ± 0.001	2.309 ± 0.001
$\chi^2/7$	77.6	103.2
ε	91.27 ± 0.01	89.57 ± 0.01
0- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	9.202 ± 0.001	9.250 ± 0.002
$p[ppm]$	1.684 ± 0.001	2.045 ± 0.001
$\chi^2/7$	163.9	91.7
ε	92.22 ± 0.01	90.67 ± 0.01
1- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	9.002 ± 0.001	9.055 ± 0.002
$p[ppm]$	1.766 ± 0.001	2.146 ± 0.001
$\chi^2/7$	74.5	38.6
ε	91.86 ± 0.01	90.25 ± 0.01
2- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	8.710 ± 0.001	8.761 ± 0.002
$p[ppm]$	1.895 ± 0.001	2.303 ± 0.001
$\chi^2/7$	74.5	107.4
ε	91.31 ± 0.01	89.59 ± 0.01
3- σ Schnitt		
$Q_0[pC]$	8.553 ± 0.001	8.622 ± 0.002
$p[ppm]$	1.948 ± 0.001	2.384 ± 0.001
$\chi^2/7$	109.8	244.4
ε	91.09 ± 0.01	89.26 ± 0.01

Tabelle 9.7: Ergebnisse der Anpassungen von Hochspannungskurven für Rauschunterdrückungen verschiedener Härte unter Nichtberücksichtigung der Punkte bei 2700 Volt bzw. 2800 Volt.

Bei 100 Volt liegt die gemessene Ladung jedoch mehr als neun Prozent unterhalb des Wertes, der sich aus der Anpassung ergibt. Diese Diskrepanz kann dadurch erklärt werden, daß die bei niedrigeren elektrischen Feldstärken größere Driftzeit der Elektronen im Flüssigargon nicht mehr gegen die Ladungssammlungszeit der Elektronik vernachlässigt werden kann. Es stellt sich jedoch heraus, daß die Datenpunkte bei niedriger Hochspannung keinen großen Einfluß auf die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz haben. Wird z.B. der Punkt bei 100 Volt nicht berücksichtigt, so ändert sich die Ladungssammlungseffizienz um ca. 0.1 %.

Der systematische Fehler der Ladungssammlungseffizienz wird aus den unterschiedlichen Werten, die sich für die verschiedenen Arten der Analyse (Härte der Rauschunterdrückung, Anzahl der berücksichtigten Datenpunkte) ergeben, zu

$$\sigma_{\epsilon}^{syst} = \pm 0.4 \%$$

abgeschätzt. Der statistische Fehler von

$$\sigma_{\epsilon}^{stat} = \pm 0.01 \%$$

ist demgegenüber vernachlässigbar. Die Ladungssammlungseffizienz zu Beginn der ersten Datennahmeperiode beträgt

$$\epsilon_I = (91.2 \pm 0.4) \% \quad (9.8)$$

und diejenige zu Beginn der zweiten Datennahmeperiode beträgt

$$\epsilon_{II} = (89.7 \pm 0.4) \% \quad (9.9)$$

Hierbei handelt es sich um diejenigen Werte, die sich ohne Rauschunterdrückung ergeben, wenn alle Datenpunkte bei der Anpassung der Hochspannungskurve berücksichtigt werden. Aus diesen Ladungssammlungseffizienzen berechnet sich eine relative Signalabnahme von

$$\frac{\Delta Q}{Q} = (1.6 \pm 0.2) \%$$

in 18 ± 0.04 Tagen. Der Fehler des Wertes der relativen Signalabnahme ergibt sich unter der Annahme, daß der zeitliche Abstand der beiden Meßreihen zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz auf eine Stunde genau bekannt ist.

9.2.3 Zeitabhängigkeit der Signalabnahme

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Messungen zeigen, daß die Ladungssammlungseffizienz nicht zeitlich konstant ist, sondern variiert. Die relative Änderung der Ladungssammlungseffizienz von $(1.6 \pm 0.2) \%$ zwischen den beiden Datennahmeperioden der FB/OF-Periode ist dabei größer als die angestrebte Genauigkeit der Kalibrationskonstanten von einem Prozent. Deshalb muß die Ladungssammlungseffizienz in der FB/OF-Periode zu jedem Zeitpunkt der Datennahme bekannt sein, um die gemessenen Ladungen korrigieren zu können.

Die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz aus einer Hochspannungskurve ist sehr zeitaufwendig (ca. 12 Stunden) und eignet sich nicht für eine regelmäßige Kontrolle.

t [Tage]	Q[pC]				
	kein Schnitt	0 - σ	1 - σ	2 - σ	3 - σ
0.79	7.989 ± 0.003	8.527 ± 0.003	8.299 ± 0.003	7.967 ± 0.003	7.806 ± 0.003
1.75	7.979 ± 0.003	8.514 ± 0.002	8.285 ± 0.002	7.949 ± 0.002	7.784 ± 0.002
2.54	7.972 ± 0.003	8.519 ± 0.003	8.290 ± 0.003	7.955 ± 0.003	7.788 ± 0.002
2.63	7.930 ± 0.003	8.491 ± 0.003	8.260 ± 0.003	7.944 ± 0.003	7.785 ± 0.003
3.74	7.983 ± 0.003	8.525 ± 0.003	8.289 ± 0.003	7.968 ± 0.002	7.806 ± 0.003
4.63	7.910 ± 0.003	8.478 ± 0.003	8.251 ± 0.003	7.943 ± 0.003	7.788 ± 0.002
6.60	7.913 ± 0.004	8.458 ± 0.004	8.237 ± 0.004	7.904 ± 0.004	7.741 ± 0.003
8.45	7.910 ± 0.003	8.455 ± 0.003	8.232 ± 0.003	7.897 ± 0.002	7.732 ± 0.003
19.90	7.845 ± 0.004	8.386 ± 0.004	8.164 ± 0.003	7.829 ± 0.003	7.674 ± 0.003
20.40	7.842 ± 0.003	8.385 ± 0.003	8.159 ± 0.003	7.829 ± 0.003	7.675 ± 0.003

Tabelle 9.8: Gemessene Ladung Q als Funktion der Zeit t in Abhängigkeit von der Härte $n\text{-}\sigma$ der Rauschunterdrückung.

Nachdem aber einmal eine absolute Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz durchgeführt wurde, kann die Ladungssammlungseffizienz für alle anderen Zeitpunkte durch Relativmessungen bestimmt werden. In der FB/OF-Periode wurde deshalb in Abständen von ungefähr einem Tag die Ladung gemessen, die von Elektronen mit 30 GeV Energie im FB2E-Prototypen erzeugt wird. Bei diesen Messungen trafen die Elektronen in der Nominalposition auf den FB2E-Prototypen. Eine derartige Messung wird auch als Stabilitätslauf bezeichnet.

Die Abbildung 9.2 und die Tabelle 9.8 zeigen die im Volumen V1 des FB2E-Prototypen gemessene Ladung Q als Funktion der Zeit t für verschieden harte Rauschunterdrückungen $n\text{-}\sigma$. Der Zeitnullpunkt ist durch den Zeitpunkt gegeben, an dem die Hälfte der Messungen zur Hochspannungskurve der ersten Periode beendet ist. Der angegebene Fehler umfaßt nur den statistischen Fehler bei der Anpassung einer Normalverteilung an die gemessene Signalverteilung.

Die in der Abbildung 9.2 eingezeichneten Geraden sind Ergebnisse von Anpassungen gemäß

$$Q(t) = p_0 + p_1 \cdot t. \quad (9.10)$$

Die Werte der jeweils resultierenden Parameter p_0 und p_1 und deren statistische Fehler sind in der Tabelle 9.9 aufgeführt.

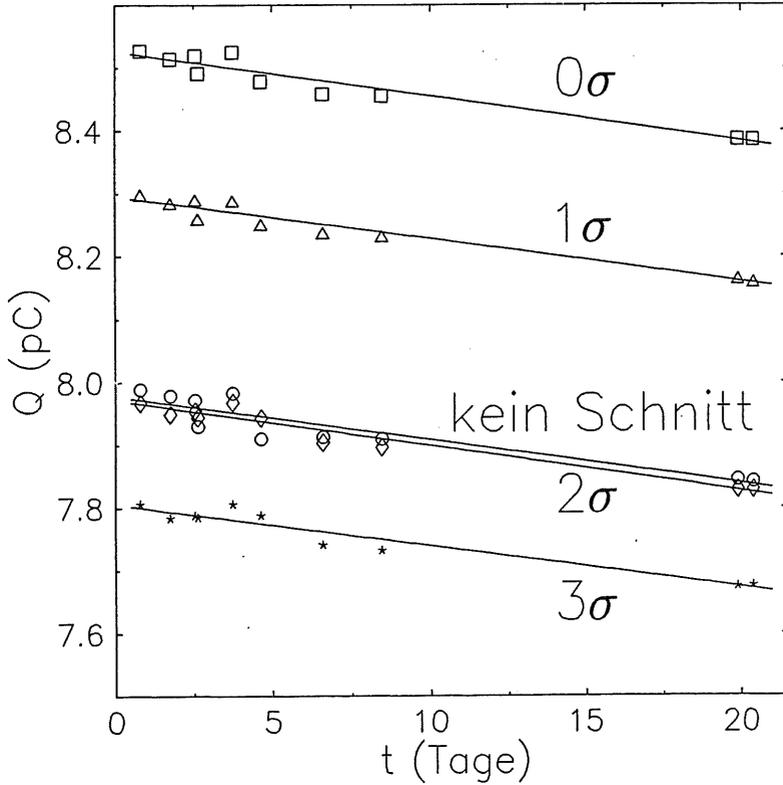


Abbildung 9.2: Gemessene Ladung Q als Funktion der Zeit t in Abhängigkeit von der Härte $n\sigma$ der Rauschunterdrückung.

	kein Schnitt	0 - σ	1 - σ	2 - σ	3 - σ
$p_0 [pC]$	7.9774 ± 0.0013	8.5257 ± 0.0013	8.2959 ± 0.0013	7.9711 ± 0.0012	7.8055 ± 0.0011
$p_1 [\frac{pC}{Tag}]$	-0.0069 ± 0.0001	-0.0071 ± 0.0001	-0.0068 ± 0.0001	-0.0072 ± 0.0001	-0.0066 ± 0.0001
$\chi^2/8$	56.4	23.7	17.0	30.9	28.7

Tabelle 9.9: Ergebnisse der Anpassungen von Geraden an die mit den Stabilitätsläufen gemessenen Ladungen.

Die relativen Abweichungen der Datenpunkte von der angepaßten Geraden sind kleiner als ein halbes Prozent aber deutlich größer als der statistische Fehler von 0.003 pC. Das wird in den schlechten Werten der auf die Anzahl der Freiheitsgrade f normierten Größe χ^2/f deutlich, für die ein Wert von 1 erwartet wird. Dieser Wert ergibt sich erst nach einer Multiplikation des statistischen Fehlers mit einem Faktor 6. Die relative Größe dieses skalierten Fehlers σ_{skal} beträgt:

$$\frac{\sigma_{skal}}{Q} = \frac{0.003 \cdot 6}{7.8055} \approx 0.2 \%$$

Der skalierte Fehler drückt eine bisher nicht berücksichtigte Unsicherheit im experimentellen Aufbau aus. Hierbei könnte es sich z.B. um zeitliche Schwankungen in den Verstärkungsfaktoren der elektronischen Kalibration handeln. Schwankungen dieser Art können nicht mit Hilfe der Pedestals aus Zufallsereignissen korrigiert werden.

Die Tabelle 9.9 zeigt eine Abhängigkeit der Parameter p_0 und p_1 von der Härte der Rauschunterdrückung. Diese ist für den Parameter p_0 erwartet, da er die von der Härte der Rauschunterdrückung abhängige absolute Größe der gemessenen Ladung bestimmt. Der Parameter p_1 jedoch bestimmt die Zeitabhängigkeit des Signals und sollte konstant sein. Als bester Wert für den Parameter p_1 ist derjenige anzusehen, der sich ohne Rauschunterdrückung ergibt. Der systematische Fehler $\sigma_{p_1}^{sys}$ dieses Parameters wird aus aus den maximalen Abweichungen von dem besten Wert abgeschätzt:

$$\sigma_{p_1}^{sys} = 0.003 \frac{pC}{Tag}$$

Die Stabilitätsläufe ergeben somit eine lineare Abnahme des Signals mit der Zeit von

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = (0.0069 \pm 0.0003) \frac{pC}{Tag}$$

Die relative Signalabnahme zwischen den beiden 18 Tage entfernt liegenden Datennahmerperioden ergibt sich aus den Daten ohne Rauschunterdrückung zu

$$\frac{\Delta Q}{Q} = (1.6 \pm 0.1)\% \quad (9.11)$$

und bestätigt das in dem Abschnitt 9.2 gewonnene Resultat.

2.Periode	
$E[GeV]$	$\epsilon(E)[\%]$
3.7	89.5 ± 0.01
5.0	89.5 ± 0.01
7.0	89.6 ± 0.01
10.0	89.6 ± 0.01
1.Periode	
$E[GeV]$	$\epsilon(E)[\%]$
15.0	91.2 ± 0.01
20.0	91.2 ± 0.01
30.0	91.2 ± 0.01
50.0	91.2 ± 0.01
80.0	91.2 ± 0.01

Tabelle 9.10: Ladungssammlungseffizienzen ϵ für die Messungen zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten, bei denen Elektronen verschiedener Energie E auf den FB2E-Prototypen treffen.

Die Tabelle 9.10 zeigt nun die Ladungssammlungseffizienzen ϵ für diejenigen Messungen der ersten und der zweiten Datennahmeperiode, aus denen weiter unten die Kalibrationskonstante des idealen FB2E-Moduls bestimmt wird. Diese Ladungssammlungseffizienzen werden aus den Ladungssammlungseffizienzen ϵ_I (Gl. (9.8)) bzw. ϵ_{II} (Gl. (9.9)) und der Zeitabhängigkeit aus der Gleichung (9.11) berechnet.

9.3 Konsistenz der gemessenen Daten

In diesem Abschnitt wird die Konsistenz der gemessenen Daten überprüft. Dazu werden die Ladungen miteinander verglichen, die entweder nur mit den Kanälen niedriger (Q_n) oder nur mit den Kanälen hoher elektronischer Verstärkung (Q_h) gemessen werden. Da die Größe des elektronischen Rauschens für die Kanäle niedriger und hoher Verstärkung verschieden ist, wird hier keine Rauschunterdrückung. Ohne Rauschunterdrückung sollten die mit den Kanälen niedriger oder den Kanälen hoher Verstärkung gemessenen Ladungen gleich sein.

Die Tabelle 9.11 zeigt die in den 240 Kanälen des Volumens V2 gemessenen Ladungen und deren relative Abweichungen

$$\Delta\tilde{Q} = \frac{Q_h - Q_n}{Q_h}$$

voneinander als Funktion der Energie der einfallenden Elektronen. Die Ladungen sind nicht auf die Verunreinigung des Flüssigargons korrigiert, da diese für den relativen Vergleich unerheblich ist. Es ist zu beachten, daß die angegebenen statistischen Fehler der Ladungen korreliert sind, weil den Ladungen bei niedriger und hoher Verstärkung die gleichen Ereignisse im FB2E-Prototypen zugrunde liegen. Die Tabelle 9.11 zeigt, daß sich die bei niedriger bzw. hoher Verstärkung gemessenen Ladungen teilweise deutlich

$E[\text{GeV}]$	$Q_n[\text{pC}]$	$Q_h[\text{pC}]$	$\Delta\tilde{Q}[\%]$
3.7	0.926 ± 0.003	0.871 ± 0.002	-6.3 ± 0.4
5.0	1.119 ± 0.005	1.197 ± 0.003	6.5 ± 0.5
7.0	1.708 ± 0.002	1.702 ± 0.002	-0.4 ± 0.2
10.0	2.477 ± 0.008	2.440 ± 0.005	-1.5 ± 0.4
15.0	3.884 ± 0.003	3.816 ± 0.002	-1.8 ± 0.1
20.0	5.223 ± 0.006	5.138 ± 0.005	-1.7 ± 0.2
30.0	7.728 ± 0.004	7.733 ± 0.003	0.1 ± 0.1
50.0	13.081 ± 0.004	12.996 ± 0.002	-0.7 ± 0.0
80.0	20.856 ± 0.013	20.784 ± 0.013	-0.3 ± 0.1

Tabelle 9.11: Ladungen bei niedriger (Q_n) und hoher (Q_h) elektronischer Verstärkung und deren relative Abweichungen $\Delta\tilde{Q}$ als Funktion der Energie E der einfallenden Elektronen. Summation über 240 Kanäle des Volumens V2 ohne Rauschunterdrückung.

um mehr als ein Prozent voneinander unterscheiden. Diese Ladungen können also nicht benutzt werden, um die Kalibrationskonstante mit der geforderten Genauigkeit von einem Prozent zu bestimmen. Deshalb muß zunächst die Ursache für diese Diskrepanz gefunden werden, um die weitere Vorgehensweise bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten geeignet zu wählen.

Der Unterschied zwischen den Ladungen bei niedriger und denen bei hoher Verstärkung weist keine erkennbare systematische Abhängigkeit von der Energie der Elektronen auf. Eine detaillierte Analyse zeigt aber, daß eine Abhängigkeit von der Lage des Teilchenschauers im FB2E-Prototypen besteht. Dieses sei exemplarisch anhand der Ereignisse erklärt, bei denen Elektronen mit 3.7 GeV Energie auf den FB2E-Prototypen treffen. Es gibt zwei Beiträge zur beobachteten Diskrepanz:

- Der erste Beitrag verteilt sich gleichmäßig auf alle elektronischen Kanäle, die bei der Berechnung der gemessenen Ladung benutzt werden. Das heißt insbesondere, daß auch solche Kanäle betroffen sind, in denen vom Teilchenschauer keine Ladung erzeugt wird.

Im Mittel liegt die in einem elektronischen Kanal hoher Verstärkung gemessene Ladung um ca. 0.0002 pC unter der Ladung, welche im zugehörigen Kanal niedriger Verstärkung gemessen wird. Diese Diskrepanz entspricht bei hoher Verstärkung ca. 0.07 ADC-Kanälen und liegt somit weit unter der durch die Digitalisierung der Ladungsmessung gegebenen Auflösung.

Da auch Kanäle betroffen sind, in denen keine Ladung von einem Teilchenschauer erzeugt wird, kann dieser Beitrag zur Diskrepanz nur von einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Pedestals herrühren. Dieser kleine Beitrag ist bei der Summation über viele elektronische Kanäle offensichtlich nicht mehr zu vernachlässigen. Er kann aber durch eine Beschränkung auf diejenigen Kanäle, in denen der elektromagnetische Schauer ein Signal erzeugt, reduziert werden.

- Der zweite Beitrag tritt in den elektronischen Kanälen auf, die zu geometrischen Kanälen im Zentrum des Teilchenschauers gehören. Zum Zentrum des Teilchen-

schauers werden hier diejenigen acht geometrischen Kanäle gerechnet, in denen mehr als 90% der Ladung erzeugt wird. Von den zehn elektronischen Kanälen mit den größten Beiträgen zur Diskrepanz liegen vier in diesem Zentrum. Die restlichen sechs verteilen sich auf die verbleibenden 230 geometrischen Kanäle außerhalb des Zentrums des Schauers.

Die Diskrepanz zwischen den mit niedriger und hoher Verstärkung gemessenen Ladungen kann bei den elektronischen Kanälen, die zum Zentrum des Teilchenschauers gehören, nur durch einen systematischen Fehler in der Kalibrationskurve verursacht sein. Derjenige elektronische Kanal mit dem größten Beitrag zur Diskrepanz ist zugleich auch derjenige, in dem die größte Ladung gemessen wird (ca. 25 % der gesamten Ladung). Die mit diesem Kanal verknüpfte Diskrepanz beträgt 0.0022 pC und entspricht ungefähr 0.7 ADC-Kanälen. Sie ist ca. zehnmal so groß wie der zuvor besprochene Beitrag aus der Bestimmung der Pedestals. Gemessen am Gesamtsignal beträgt diese Diskrepanz ca. 0.3 % der gesamten mit hoher Verstärkung gemessenen Ladung.

Im folgenden wird nun untersucht, inwieweit eine Beschränkung der Anzahl von Kanälen zu einer Übereinstimmung von den mit den Kanälen niedriger mit den mit den Kanälen hoher Verstärkung gemessenen Ladungen führt, welche besser als ein Prozent ist.

9.3.1 Vergleich der Ladungen, die mit niedriger und hoher Verstärkung unter Beschränkung auf 48 geometrische Kanäle gemessen werden

Jetzt werden nur die 48 geometrischen Kanäle im Volumen V3 berücksichtigt. In diesen 48 Kanälen wird z.B. für ein Elektron mit 30 GeV Energie ungefähr 98 % der gesamten Ladung gemessen. Es wird wieder keine Rauschunterdrückung durchgeführt.

Die Tabelle 9.12 stellt die gemessenen Ladungen und deren relativen Abweichungen für die niedrige und die hohe Verstärkung als Funktion der Energie der einfallenden Elektronen gegenüber. Man sieht, daß die Beschränkung der Kanäle nun zu einer besseren Übereinstimmung führt. Insbesondere bei den Energien von 3.7 GeV und 5 GeV ergibt sich eine drastische Verbesserung, wenngleich die Diskrepanz im ersten Fall noch deutlich oberhalb von einem Prozent liegt. Das liegt aber daran, daß bei dieser Energie noch immer zuviele Kanäle betrachtet werden, da ja 90 % der gesamten Ladung in nur acht Kanälen gemessen wird. Für alle anderen Energien stimmen die Ladungen besser als ein Prozent überein. Deshalb werden im folgenden für die Bestimmung der Kalibrationskonstanten nur die 48 Kanäle im Volumen V3 berücksichtigt.

9.4 Im FB2E-Prototypen deponierte Energie

Entsprechend den Ausführungen in dem Abschnitt 9.3.1 werden für die Berechnung der Kalibrationskonstanten nur die 48 geometrischen Kanäle im Volumen V3 berücksichtigt. Vor der Berechnung der Kalibrationskonstanten muß noch die in diesen 48 Kanälen deponierte Energie bestimmt werden. Dazu werden die Simulationsrechnungen benutzt, die

$E[GeV]$	$Q_n[pC]$	$Q_h[pC]$	$\Delta\dot{Q}[\%]$
3.7	0.868 ± 0.002	0.851 ± 0.001	-2.0 ± 0.3
5.0	1.169 ± 0.002	1.182 ± 0.001	1.1 ± 0.2
7.0	1.691 ± 0.002	1.679 ± 0.001	-0.7 ± 0.1
10.0	2.440 ± 0.004	2.423 ± 0.003	-0.7 ± 0.2
15.0	3.821 ± 0.002	3.797 ± 0.002	-0.6 ± 0.0
20.0	5.141 ± 0.004	5.105 ± 0.004	-0.7 ± 0.1
30.0	7.696 ± 0.003	7.681 ± 0.002	-0.2 ± 0.0
50.0	12.933 ± 0.003	12.890 ± 0.003	-0.3 ± 0.0
80.0	20.680 ± 0.010	20.597 ± 0.011	-0.4 ± 0.0

Tabelle 9.12: Ladungen bei niedriger (Q_n) und hoher (Q_h) elektronischer Verstärkung und deren relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ voneinander als Funktion der Energie E der einfallenden Elektronen. Summation über 48 Kanäle ohne Rauschunterdrückung.

in dem Kapitel 7 beschrieben sind. Für die Messungen in der ersten Datennahmepériode werden die Simulationsrechnungen mit $1.3 X_0$ und für die Messungen in der zweiten Datennahmepériode diejenigen mit $1.4 X_0$ an Material vor dem FB2E-Prototypen herangezogen. Die Tabelle 9.13 zeigt die in diesen Kanälen insgesamt, also die im Flüssigargon und die in den Absorberplatten, deponierte Energie.

9.5 Korrekturen aufgrund des unterschiedlichen geometrischen Aufbaus des FB2E-Prototypen und des idealen FB2E-Moduls

Für die Berechnung der Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls müssen die Ergebnisse der Messungen mit dem FB2E-Prototypen auf das ideale Modul übertragen werden. Hierzu fehlt noch die Berücksichtigung der Unterschiede im geometrischen Aufbau:

- Die Dicken der Flüssigargonschichten des FB2E-Prototypen weichen von der nominalen Dicke der Flüssigargonschicht des idealen FB2E-Moduls ab, und
- die Bleikerne der Absorberplatten des FB2E-Prototypen sind im Mittel um $6 \mu m$ geringer als die des idealen FB2E-Moduls.

9.5.1 Korrektur aufgrund der Dicken der Flüssigargonschichten

Bei einer Abweichung der Dicke d einer Flüssigargonschicht von der nominalen Dicke d_0 ändert sich die im Flüssigargon erzeugte Ionisationsladung Q_{ion} um einen Faktor f_{ion} und die Ladungssammlungseffizienz ε um einen Faktor f_ε :

$$f_{ion} = \frac{d}{d_0}$$

2. Periode	
$E[GeV]$	$E_{dep}[GeV]$
3.7	3.330 ± 0.007
5.0	4.585 ± 0.007
7.0	6.516 ± 0.009
10.0	9.409 ± 0.014
1. Periode	
$E[GeV]$	$E_{dep}[GeV]$
15.0	14.30 ± 0.011
20.0	19.16 ± 0.015
30.0	28.95 ± 0.043
50.0	48.43 ± 0.188
80.0	77.57 ± 0.219

Tabelle 9.13: Die in 48 geometrischen Kanälen des Volumens V3 deponierte Energie E_{dep} als Funktion der Energie E der einfallenden Elektronen. Ergebnisse aus Simulationsrechnungen mit $1.3 X_0$ an Vormaterial für $15 GeV \leq E_{dep} \leq 80 GeV$ und $1.4 X_0$ sonst.

θ -Lage	0	1	2	3
f_{ion}	0.9962	1.0013	1.0213	1.0112
f_ε	1.0007	0.9998	0.9961	0.9979
f_d	0.9969	1.0011	1.0173	1.0091

Tabelle 9.14: Korrekturfaktoren für die einzelnen θ -Lagen aufgrund der Unterschiede in den Dicken der Flüssigargonschichten des FB2E-Prototypen und des idealen FB2E-Moduls.

und

$$f_\varepsilon = \frac{Q(U, d)}{Q(U, d_0)}.$$

Hierbei bezeichnet $Q(U, d)$ die Hochspannungskurve aus der Gleichung (9.2), bei der nun auch die Dicke d als Variable erscheint. Die in dieser Flüssigargonschicht gemessene Ladung muß deshalb um den Faktor

$$f_d = \frac{d_0}{d} \cdot \frac{Q(U, d_0)}{Q(U, d)}$$

korrigiert werden. Die Tabelle 9.14 zeigt die Korrekturfaktoren f_d , die sich aus den mittleren Dicken der Flüssigargonschichten der θ -Lagen ergeben (vgl. Tab. 5.5). Die energieabhängigen Korrekturfaktoren $f_d(E)$ (vgl. Tab. 9.15), die auf die mit dem FB2E-Prototypen gemessenen Ladungen anzuwenden sind, ergeben sich aus der Gewichtung der Korrekturfaktoren f_d der θ -Lagen mit der Verteilung der sichtbaren Energie auf diese θ -Lagen. Die sichtbare Energie wird hierbei aus den in dem Abschnitt 9.4 erwähnten Simulationsrechnungen bestimmt. Die Tabelle 9.15 zeigt ein Anwachsen der Korrektur mit der Energie der Elektronen, die auf den FB2E-Prototypen treffen. Dieses Anwachsen rührt

$E[\text{GeV}]$	3.7	5	7	10	15	20	30	50	80
$f_d(E)$	1.0063	1.0068	1.0073	1.0078	1.0085	1.0087	1.0093	1.0099	1.0104

Tabelle 9.15: Energieabhängige Faktoren $f(E)$ für die Korrektur der gemessenen Ladungen aufgrund der Unterschiede in den Dicken der Flüssigargonschichten des FB2E-Prototypen und des idealen FB2E-Moduls.

daher, daß sich die Energiedeposition mit steigender Energie immer weiter in die dritte θ -Lage verschiebt, in der die Dicke der Flüssigargonschicht am stärksten vom Nominalwert abweicht.

9.5.2 Korrektur aufgrund der Dicken der Bleikerne

Da die Bleikerne des FB2E-Prototypen $6 \mu\text{m}$ dünner sind als die des idealen FB2E-Moduls, wird bei den Messungen mit dem FB2E-Prototypen mehr Energie im Flüssigargon deponiert als es beim idealen Modul der Fall wäre. Der auf die gemessenen Ladungen anzuwendende Korrekturfaktor f_{Pb} ergibt sich aus den Sampling Fractions S und \tilde{S} des idealen FB2E-Moduls bzw. eines Moduls mit den dünneren Bleikernen:

$$f_{Pb} = \frac{S}{\tilde{S}} = 0.998.$$

9.6 Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls

Aus den Ergebnissen der vorhergehenden Abschnitte lassen sich für jede Energie E der einfallenden Elektronen zwei Kalibrationskonstanten $c_{ideal;n,h}^e(E)$ berechnen:

$$c_{ideal;n,h}^e(E) = \frac{E_{dep}}{Q_{n,h}} \cdot \varepsilon(E) \cdot \frac{1}{f_d(E)} \cdot \frac{1}{f_{Pb}}.$$

E_{dep} und $Q_{n,h}$ bezeichnen die in den 48 geometrischen Kanälen des Volumens V3 deponierte Energie bzw. die mit niedriger und hoher Verstärkung in diesem Volumen gemessene Ladung. Hier ist noch einmal zu betonen, daß das Volumen V3 keine Kanäle des Presamplers enthält. Die Faktoren $\varepsilon(E)$, $f_d(E)$ und f_{Pb} bezeichnen die Korrektur der Ladungssammlungseffizienz sowie die Korrekturen der Unterschiede in den Dicken der Flüssigargonschichten und der Bleikerne beim FB2E-Prototypen und dem idealen FB2E-Modul. Die Kalibrationskonstanten sind in der Tabelle 9.16 und in der Abbildung 9.3 dargestellt. Es sind jeweils nur die statistischen Fehler angegeben. Man sieht, daß die aus der niedrigen Verstärkung berechneten Kalibrationskonstanten (bis auf den Punkt bei $E=5 \text{ GeV}$) unter denen liegen, die sich aus der hohen Verstärkung ergeben. Diese Diskrepanz drückt den mit der elektronischen Kalibration verknüpften systematischen Fehler aus.

Die Werte, die zur zweiten Datennahmeperiode gehören ($3.7 \text{ GeV} \leq E \leq 10 \text{ GeV}$) liegen im Mittel über denen der ersten Datennahmeperiode. Diese Diskrepanz liegt aber

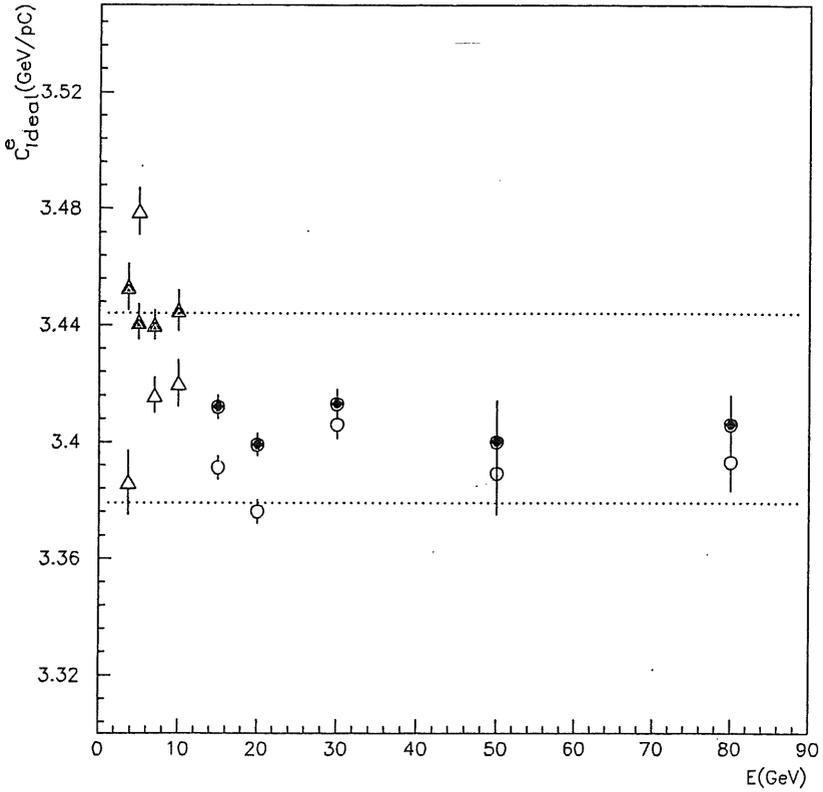


Abbildung 9.3: Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls für die Messungen in der ersten (Kreise) und in der zweiten (Dreiecke) Datennahmeperiode. Die offenen Symbole zeigen die Werte, die sich aus den mit niedriger Verstärkung gemessenen Ladungen ergeben, die ausgefüllten Symbole zeigen diejenigen aus der hohen Verstärkung. Die gestrichelten Linien deuten ein $\pm 1\%$ -Intervall um die endgültige Kalibrationskonstante an.

2. Periode		
$E[\text{GeV}]$	$c_{ideal;n}^e \left[\frac{\text{GeV}}{pC} \right]$	$c_{ideal;h}^e \left[\frac{\text{GeV}}{pC} \right]$
3.7	3.419 ± 0.011	3.488 ± 0.008
5.0	3.493 ± 0.008	3.454 ± 0.006
7.0	3.435 ± 0.006	3.460 ± 0.005
10.0	3.435 ± 0.008	3.459 ± 0.007
1. Periode		
$E[\text{GeV}]$	$c_{ideal;n}^e \left[\frac{\text{GeV}}{pC} \right]$	$c_{ideal;h}^e \left[\frac{\text{GeV}}{pC} \right]$
15.0	3.391 ± 0.003	3.412 ± 0.004
20.0	3.376 ± 0.004	3.399 ± 0.004
30.0	3.406 ± 0.005	3.413 ± 0.005
50.0	3.389 ± 0.014	3.400 ± 0.014
80.0	3.393 ± 0.010	3.406 ± 0.010

Tabelle 9.16: Kalibrationskonstanten $c_{ideal;n,h}^e$ des idealen FB2E-Moduls als Funktion der Energie E einfallender Elektronen. Die Indizes n bzw. h bezeichnen die aus der niedrigen bzw. hohen elektronischen Verstärkung bestimmten Werte.

innerhalb des systematischen Fehlers des absoluten Impulses der Elektronen. Dieser Fehler beträgt laut der Gleichung (6.1) bei einem Impuls von z.B. $p=10$ GeV/c ungefähr 1.6 %.

Die endgültige Kalibrationskonstante des idealen FB2E-Moduls wird nun durch Mittelung über die Werte der ersten Datennahmepériode berechnet, wobei nur die Punkte berücksichtigt werden, die zur hohen elektronischen Verstärkung gehören. Diese Auswahl der Daten ist bezüglich der Energie und der elektronischen Verstärkung die gleiche, wie sie auch bei der Berechnung der Kalibrationskonstanten der anderen Kalorimeterringe im H1-Detektor getroffen wird. Es ergibt sich:

$$c_{ideal}^e = (3.41 \pm 0.01) \frac{\text{GeV}}{pC},$$

wobei hier nur der statistische Fehler angegeben ist. Der systematische Fehler der endgültigen Kalibrationskonstanten wird aus der quadratischen Addition der folgenden Beiträge berechnet:

Absolute Genauigkeit der elektronischen Kalibration: $\sigma_c^{n,h} = -0.5 \%$.

Die Größe dieses Fehlers ergibt sich aus dem Unterschied der Ladungen, die mit niedriger und hoher elektronischer Verstärkung gemessen werden. Der Fehler ist asymmetrisch, da nur die Datenpunkte der hohen Verstärkung in die Berechnung der endgültigen Kalibrationskonstanten eingehen.

Unbestimmtheit der Menge an Vormaterial: $\sigma_c^{X_0} = \pm 0.2 \%$.

Die Menge an Material vor dem FB2E-Prototypen ist nur bis auf $0.1 X_0$ genau bekannt (vgl. Abschnitt 7.3). Hieraus ergibt sich eine Ungenauigkeit der im FB2E-Prototypen deponierten Energie von 0.2%. Dieses ist auch der Beitrag zur Ungenauigkeit der Kalibrationskonstanten.

$p[\text{GeV}/c]$	$\frac{\Delta p}{p}[\%]$
3.7	4.1
5	3.0
7	2.2
10	1.6
15	1.1
20	0.9
30	0.7
50	0.6
80	0.5

Tabelle 9.17: Relative Genauigkeit $\frac{\Delta p}{p}$ der absoluten Größe des Impulses p der Elektronen im Strahl H6 [43].

Absolute Genauigkeit des Strahlimpulses: $\sigma_c^p = \pm 0.5\%$

Für die Genauigkeit Δp der absoluten Größe p des Impulses der Elektronen im Strahl H6 gilt die in der Gleichung (6.1) angegebene Beziehung. Die entsprechenden Werte sind in der Tabelle 9.17 aufgeführt. (Bei den vorliegenden Größen der Impulse sind Impulse und Energien aufgrund der kleinen Ruhmasse des Elektrons äquivalent.) Die Genauigkeit des Impulses geht direkt in die Genauigkeit der im FB2E-Prototypen deponierten Energie ein. Die Daten aus der Tabelle 9.16 zeigen aber, daß die Kalibrationskonstanten weniger stark variieren, als es anhand der Werte aus der Tabelle 9.17 zu erwarten ist. So weichen z.B. die zur hohen Verstärkung gehörenden Kalibrationskonstanten der ersten Periode nicht mehr als etwa 0.2% von der Kalibrationskonstanten bei $E=80$ GeV ab. Das bedeutet, daß die in [43] angegebenen systematischen Fehler bei den verschiedenen Impulsen bzw. Energien nicht unabhängig voneinander sein können. Diesbezüglich liegen jedoch keine genaueren Informationen vor. Deshalb wird der systematische Fehler bei $E=80$ GeV als realistische Abschätzung für den mit der Genauigkeit des Impulses verknüpften Fehler σ_c^p der Energiedeposition im FB2E-Prototypen betrachtet.

Absolute Genauigkeit der Ladungssammlungseffizienz: $\sigma_c^e = \pm 0.4\%$.

Dieser Wert wurde in dem Abschnitt 9.2 bestimmt.

Räumliche Homogenität des FB2E-Prototypen: $\sigma_c^{hom} = \pm 0.5\%$.

Dieser Wert wurde in dem Kapitel 8 bestimmt.

Die Kalibrationskonstante des idealen FB2E-Moduls ist also:

$$c_{ideal}^e = (3.41 \pm 0.01 \pm 0.03) \frac{\text{GeV}}{pC}.$$

Das Ziel einer Kalibration des idealen FB2E-Moduls mit einer absoluten Genauigkeit von einem Prozent ist somit erreicht.

Kapitel 10

Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal

Die Untersuchungen in den vorherigen Kapiteln zeigen, daß die Rauschunterdrückung das Signal oder daraus abgeleitete Größen stark beeinflussen kann. So ist z.B. die beim Ausfall einer Hochspannungsleitung auftretende Signalabnahme mit Rauschunterdrückung um etwa 2 % stärker als ohne Rauschunterdrückung (vgl. Abschnitt 8.3). Ferner variiert z.B. die aus der Hochspannungskurve abgeleitete Ladungssammlungseffizienz in Abhängigkeit von der Härte der Rauschunterdrückung um etwa 1.3 % (vgl. Abschnitt 9.2.2). Diese Beispiele weisen darauf hin, daß ein genaues Verständnis des Einflusses der Rauschunterdrückung auf das Signal erforderlich ist, wenn die Energien von Elektronen mit einer Genauigkeit von einem Prozent rekonstruiert werden sollen.

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal aus Simulationsrechnungen bestimmt werden kann, denen bei der Rekonstruktion das Rauschen aus Zufallsereignissen überlagert wird (vgl. Abschnitt 7.2.1). Um den Einfluß systematischer Fehler der elektronischen Kalibration auf die Ergebnisse der Messungen zu verringern (vgl. Abschnitt 9.3), werden bei den folgenden Betrachtungen nur die 48 geometrischen Kanäle des Volumens V3 berücksichtigt.

Die Abbildungen 10.1 und 10.2 zeigen für alle zur Verfügung stehenden Energien das Signal des FB2E-Prototypen als Funktion der Härte der Rauschunterdrückung. Es sind jeweils die mit der niedrigen und die mit der hohen elektronischen Verstärkung gemessenen Signale dargestellt. Man sieht, daß die Rauschunterdrückung bei negativen Schwellen zu einer Erhöhung und bei positiven Schwellen zu einer Verringerung des Signals gegenüber demjenigen ohne Rauschunterdrückung führt (Aus technischen Gründen sind die Signale ohne Rauschunterdrückung an den Stellen aufgetragen, an denen auf der Abszisse eine Härte von -4σ eingetragen ist). Ferner ist der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das mit den Kanälen niedriger Verstärkung gemessene Signal stärker als auf das mit den Kanälen hoher Verstärkung gemessene Signal.

Zum Verständnis des Einflusses der Rauschunterdrückung auf das Signal ist die Berücksichtigung der Natur des elektronischen Rauschens erforderlich. Die aus der FB/OF-Periode vorliegenden Zufallsereignisse zeigen, daß die vom Rauschen in einem elektronischen Kanal erzeugten Signale in guter Näherung einer Normalverteilung mit dem Mittelwert Null gehorchen. Deshalb erhält man bei einer gegebenen Härte $n \cdot \sigma$ der Rauschun-

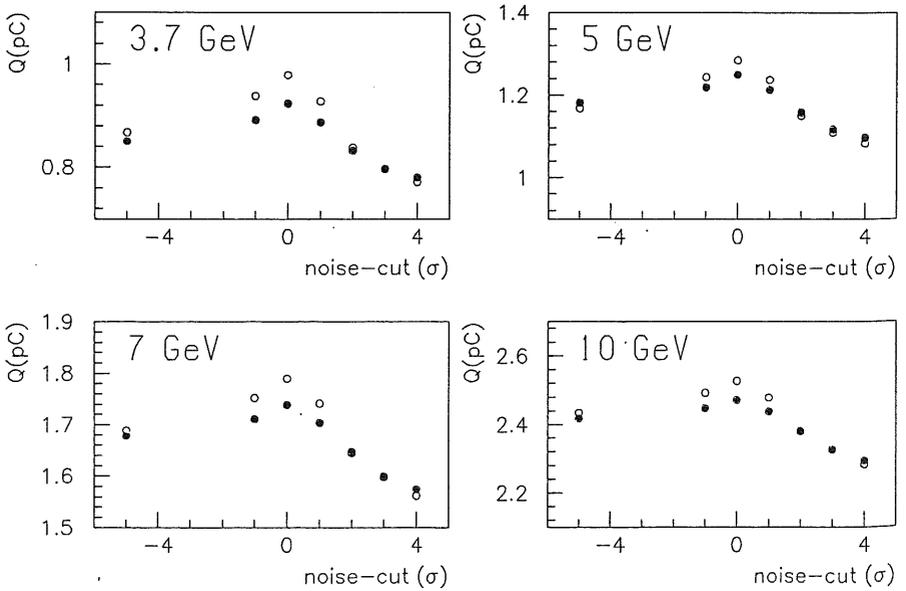


Abbildung 10.1: Signal Q als Funktion der Härte $n \cdot \sigma$ der Rauschunterdrückung für die Kanäle niedriger (offene Symbole) bzw. hoher Verstärkung (ausgefüllte Symbole) für die Messungen der zweiten Datennahperiode.

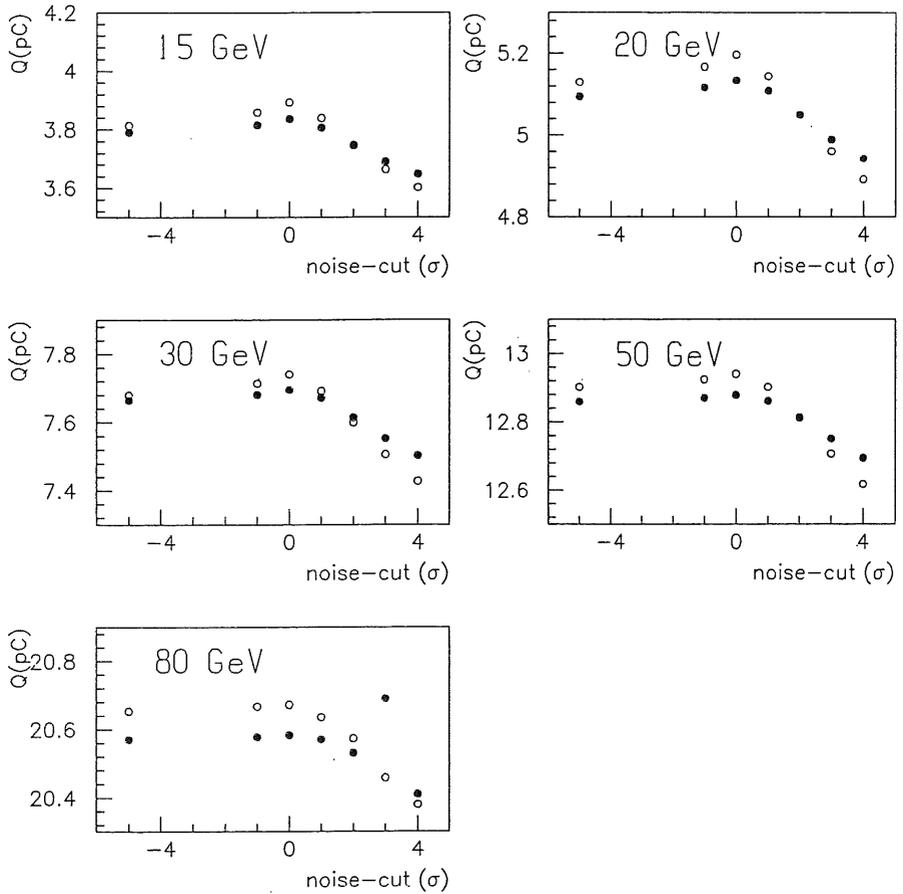


Abbildung 10.2: Signal Q als Funktion der Härte $n \cdot \sigma$ der Rauschunterdrückung für die Kanäle niedriger (offene Symbole) bzw. hoher Verstärkung (ausgefüllte Symbole) für die Messungen der ersten Datennahmeperiode.

terdrückung in einem Kanal, in dem nur Rauschen gemessen wird, den Mittelwert $\langle Q \rangle$ des Signals durch die folgende Integration:

$$\langle Q \rangle = \int_{n\sigma}^{\infty} \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{Q^2}{2\sigma^2}\right) dQ = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{n^2}{2}\right) \quad (10.1)$$

Der Mittelwert wird also auch durch eine Normalverteilung beschrieben. Deshalb führt die Rauschunterdrückung in solchen Kanälen, in denen nicht aufgrund einer Energiedeposition ein physikalisches Signal erzeugt wird, immer zu einer Erhöhung des Signals. Die maximale Erhöhung des Signals liegt dann vor, wenn alle positiven Signale von der Rauschunterdrückung akzeptiert werden: $n \cdot \sigma = 0$.

Für solche Kanäle, in denen nicht nur elektronisches Rauschen, sondern auch eine Energiedeposition zu einem Signal führen, kann der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal aufgrund des statistischen Charakters des Schauerprozesses nicht in allgemeiner Weise analytisch beschrieben werden. Ist das vom Schauer erzeugte Signal jedoch groß gegenüber dem elektronischen Rauschen, so ergibt die Überlagerung beider Beiträge stets ein positives Signal. Eine Rauschunterdrückung mit einer negativen Schwelle ($n \cdot \sigma < 0$) beeinflusst das mittlere Signal in einem solchen Kanal deshalb nicht. Ist die Schwelle jedoch positiv und hinreichend groß, so führt die Rauschunterdrückung zu einer Abnahme des mittleren Signals.

Für solche Kanäle, in denen das von einer Energiedeposition erzeugte Signal ungefähr die gleiche Größe besitzt wie das elektronische Rauschen, kann der Einfluß der Rauschunterdrückung nicht in einfacher Weise abgeschätzt werden. Es ist jedoch offensichtlich, daß auch in diesem Fall eine hinreichend starke Rauschunterdrückung zu einer Signalabnahme führt.

Die vorherigen Darstellungen zeigen, daß die Abhängigkeit des Signals von der Härte der Rauschunterdrückung qualitativ zu verstehen ist. Für die Rekonstruktion der Energie eines Elektrons aus einem Signal muß jedoch die absolute Größe des Einflusses der Rauschunterdrückung aus Simulationsrechnungen bestimmt werden. Hierfür werden nun die im Kapitel 7 beschriebenen Simulationsrechnungen zur FB/OF-Periode benutzt. Bei der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse durch HIREC werden zur Berücksichtigung des elektronischen Rauschens die Signale der Zufallereignisse der FB/OF-Periode überlagert.

Die Abbildungen 10.3 und 10.4 zeigen nun den Quotienten aus der gemessenen Ladung und der rekonstruierten sichtbaren Energie. Dieser Quotient variiert für die verschiedenen Energien der Elektronen nun weniger als ein Prozent. Das bedeutet, daß der Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal mit der erforderlichen Genauigkeit reproduziert und somit auch korrigiert werden kann.

10.1 Bestimmung der Energieauflösung

Die Abbildung 10.5 stellt abschließend die gemessene und die simulierte Energieauflösung des FB2E-Prototypen gegenüber. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen gemäß der Gleichung 4.7. Diese Anpassung liefert für die Messung

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.112 \pm 0.005) \frac{\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus (151 \pm 4) \frac{\text{MeV}}{E} \oplus (0.006 \pm 0.001) \quad (10.2)$$

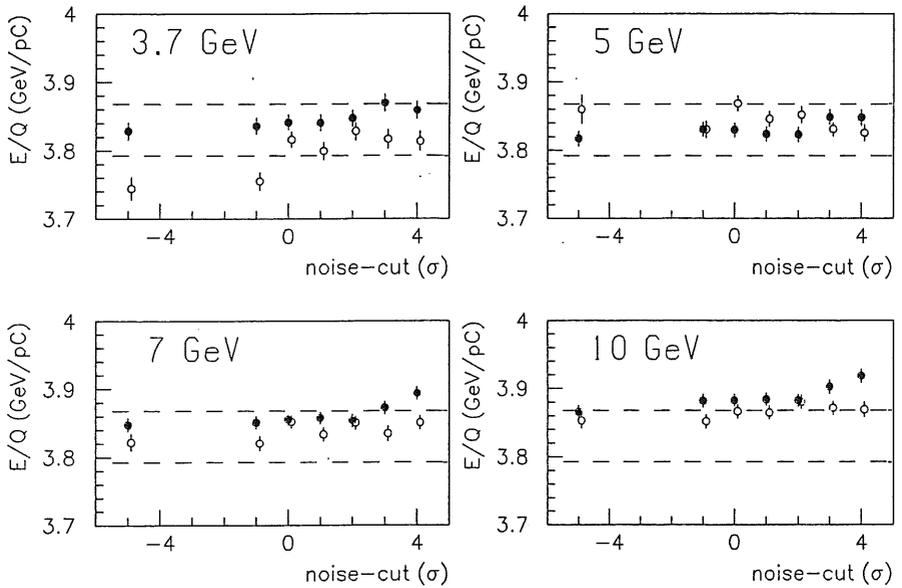


Abbildung 10.3: Abhängigkeit des Quotienten aus rekonstruierter Energie E und gemessener Ladung Q von der Härte $n \cdot \sigma$ der Rauschunterdrückung für die Kanäle niedriger (offene Symbole) und die Kanäle hoher Verstärkung (ausgefüllte Symbole) für die Messungen der zweiten Datennahmeperiode.

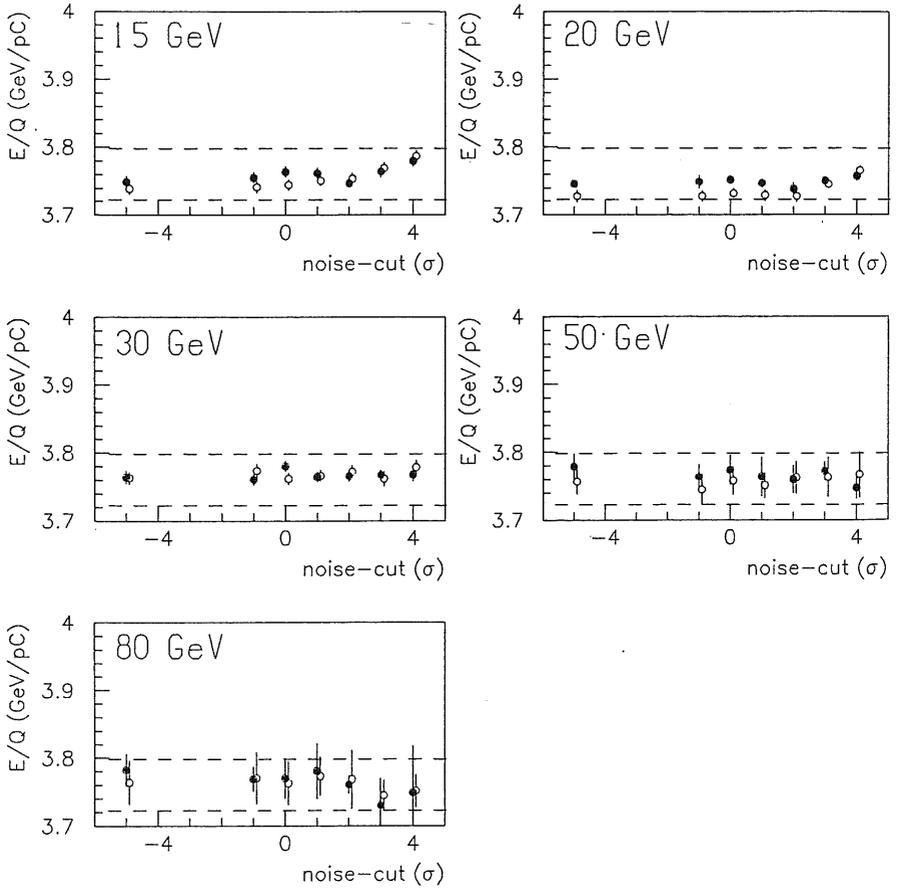


Abbildung 10.4: Abhängigkeit des Quotienten aus rekonstruierter Energie E und gemessener Ladung Q von der Härte $n \cdot \sigma$ der Rauschunterdrückung für die Kanäle niedriger (offene Symbole) und die Kanäle hoher Verstärkung (ausgefüllte Symbole) für die Messungen der ersten Datennahmeperiode.

und für die Simulation

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.101 \pm 0.014) \frac{\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus (164 \pm 38) \frac{\text{MeV}}{E} \oplus (0.010 \pm 0.006) \quad (10.3)$$

Im Rahmen der statistischen Fehler gibt es keinen signifikanten Unterschied zwischen der gemessenen und der simulierten Energieauflösung.

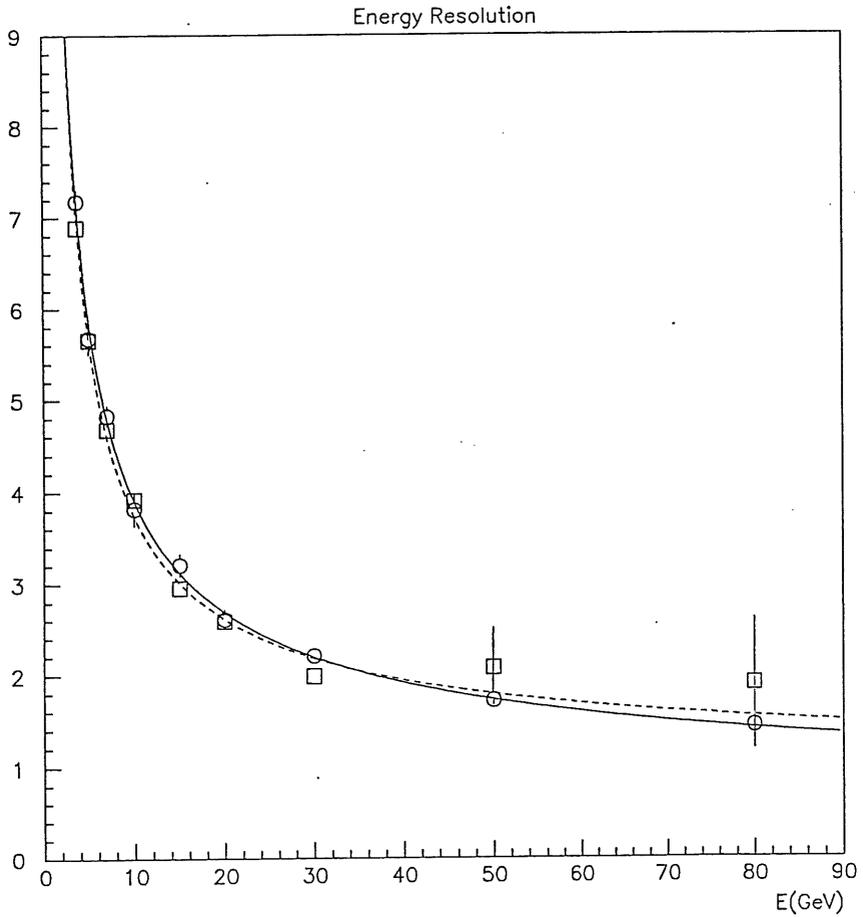


Abbildung 10.5: Gegenüberstellung von gemessener (Kreise) und simulierter Energieauflösung (Quadrate) als Funktion der Energie E .

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Bestimmung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen FB2E-Moduls, einem Blei-Flüssigargon-Sandwich-Kalorimeter dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine Komponente des elektromagnetischen Teiles des Kalorimeters im H1-Detektor. Die Bestimmung erfolgte aus einer Kombination von Messungen mit einem FB2E-Prototypen am H6-Strahl des Europäischen Kernforschungszentrums CERN und von Rechnungen mit dem Simulationsprogramm ARCET.

Ein Teil bei der Bestimmung der Genauigkeit der Kalibrationskonstanten bestand in der Messung der Abhängigkeit des Gesamtsignals von 30 GeV Elektronen von deren Auftreffpunkt auf den FB2E-Prototypen. Hieraus ergab sich eine räumliche Homogenität von $\pm 0.5\%$. Dieses Ergebnis bestätigt auch die Wirksamkeit des durch eine spezielle Folge von Absorberplatten realisierten Kompensationsmechanismus im Bereich der mittleren stabilisierenden Eisenplatte: Das Gesamtsignal ist innerhalb von $\pm 0.5\%$ konstant, obwohl dort z.B. das Signal in der zweiten θ -Lage um etwa 11 % des Gesamtsignals variiert.

Das genannte Maß an Homogenität konnte jedoch nur durch die Berücksichtigung von Korrekturfaktoren erlangt werden, welche aus einer Vermessung der Dicken der Flüssigargonschichten abgeleitet wurden. Ohne diese Korrekturen ergab sich eine räumliche Homogenität von $\pm 1.0\%$. Hingegen zeigten Korrekturen auf die Kapazitäten der bei der elektronischen Kalibration benutzten Kalibrationskondensatoren keine Verbesserung der räumlichen Homogenität des Gesamtsignals.

Lediglich im Bereich der Positionierstangen für die Distanzringe variiert das Gesamtsignal um bis zu 2.3 %. Diese Variationen konnten jedoch durch Simulationsrechnungen aus [32] mit etwa 1 % Genauigkeit reproduziert werden. Berücksichtigt man die Variation des Signals in der zweiten θ -Lage um etwa 18 %, so zeigt sich auch hier die Wirksamkeit des durch eine geeignete Materialfolge realisierten Kompensationsmechanismus.

Im Rahmen der Untersuchung der räumlichen Homogenität wurde auch der Einfluß einer geerdeten Hochspannungsleitung auf das Gesamtsignal gemessen: Das Gesamtsignal fiel ab, blieb aber innerhalb von $\pm 0.8\%$ homogen. Es wurde gezeigt, daß für ein Verständnis der absoluten Größe des Signalabfalls die Kenntnis des Einflusses der Rauschunterdrückung auf das Signal erforderlich ist. Wurde die Berechnung des Gesamtsignals auf diejenigen Kanäle beschränkt, in denen ein physikalisches Signal erzeugt wurde, so stimmte der gemessene Signalabfall bis auf ein Prozent genau mit dem erwarteten Abfall von 12.5 % überein.

Ein wesentlicher Teil bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten bestand in der Bestimmung der Menge inaktiven Materials, welches sich bei den Messungen vor dem Prototypen befand. Hierzu wurden für Energien der Elektronen von 3.7 GeV bis 30 GeV die gemessenen Signalverteilungen in den vier θ -Lagen des Prototypen mit denen verg-

lichen, welche sich aus dem Simulationsprogramm ARCET ergaben. Dazu wurde eine Version dieses Programmes, welche für Messungen in der FB1/FB2-Periode entwickelt worden war, derart modifiziert, daß sie zur Simulation der dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen benutzt werden konnte.

Die gemessenen Signalverteilungen konnten mit einer Genauigkeit von einem Prozent durch die Simulationsrechnungen reproduziert werden. Als Ergebnis ergab sich für die erste Datennahmeperiode, in welcher Elektronen von 15 GeV bis zu 80 GeV Energie zur Verfügung standen, $(1.3 \pm 0.1)X_0$ an inaktivem Material vor dem Prototypen. Für die zweite Datennahmeperiode ergaben sich $(1.4 \pm 0.1)X_0$. Hieraus wurde eine Unsicherheit von $\pm 0.2\%$ in der Menge der bei den Messungen im Prototypen deponierten Energie abgeschätzt.

Da sich jedoch im H1-Detektor etwa $2 X_0$ vor den FB2E-Moduln befinden, bedeutet dieses aufgrund der Abhängigkeit des Signals im Presampler von der Menge an Vormaterial, daß die Messungen mit dem Prototypen nicht ohne weiteres auf die dortigen Moduln übertragbar sind. Deshalb wurden für die Bestimmung der Kalibrationskonstanten nur die Signale in den θ -Lagen 1,2 und 3 berücksichtigt.

Da alle Kanäle des Prototypen sowohl mit einer niedrigen als auch mit einer hohen Verstärkung ausgelesen wurden, konnte die Konsistenz des elektronischen Kalibrationsystems untersucht werden. Es wurde gezeigt, daß es Beiträge aufgrund von systematischen Fehlern in der Bestimmung der Pedestals als auch in der Parametrisierung der Kalibrationskurven gab, die z.B. bei einer Energie von 3.7 GeV zu Diskrepanzen von bis zu 6 % in den Gesamtsignalen führte, die mit niedriger bzw. hoher Verstärkung gemessen wurden. Diese Diskrepanzen konnten durch eine Beschränkung der Anzahl von Kanälen, die zur Berechnung des Gesamtsignals benutzt wurden, reduziert werden. Es verblieb jedoch ein systematischer Fehler derart, daß die mit niedriger Verstärkung gemessene Ladung etwa 0.5 % größer war als die mit hoher Verstärkung gemessene.

Die Korrektur des Übersprechens bei der Kalibration der Elektronik führte zu einer Erhöhung der gemessenen Ladung um $(1.91 \pm 0.02)\%$.

Eine Untersuchung der Ladungssammlungseffizienz im Flüssigargon ergab Signalverluste von etwa 10 %. Eine ausführliche Diskussion der Ableitung des entsprechenden Korrekturfaktors aus einer Hochspannungskurve ergab, daß dieser Faktor mit einem systematischen Fehler von $\pm 0.4\%$ bestimmt werden konnte. Die Abnahme der Ladungssammlungseffizienz zwischen den beiden Datennahmeperioden, $(1.6 \pm 0.2)\%$ in 18 Tagen, wurde durch eine Untersuchung der zeitlichen Stabilität des Referenzsignals von 30 GeV Elektronen bestätigt.

Bei der Berechnung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten des idealen Moduls des FB2E mußten Korrekturen aufgrund von Unterschieden im mechanischen Aufbau zwischen dem Prototypen und dem idealen Modul berechnet werden. Die Dickenvariationen der Flüssigargonschichten führten zu energieabhängigen Korrekturfaktoren von 0.6 % bis zu 1.0 % für die im Flüssigargon deponierte Ladung. Aufgrund der dünneren Kerne der Absorberplatten ergab sich ein Korrekturfaktor von 0.2 % für die im Prototypen deponierte Energie.

Für die elektromagnetische Kalibrationskonstante des idealen Moduls des FB2E ergab

sich schließlich:

$$c_{ideal}^e = (3.41 \pm 0.01 \pm 0.03) \frac{GeV}{pC}.$$

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, daß eine Rauschunterdrückung das berechnete Gesamtsignal oder daraus abgeleitete Größen stark beeinflussen kann. So variierte die Ladungssammlungseffizienz z.B. um etwa 1.3 % in Abhängigkeit von der Härte der Rauschunterdrückung. Es konnte gezeigt werden, daß dieser Einfluß durch die Überlagerung von dem elektronischen Rauschen äquivalenten Energien in den Simulationsrechnungen mit einer Genauigkeit von 1 % reproduziert werden kann.

Für den Prototypen wurde die folgende Energieauflösung gemessen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.112 \pm 0.005) \frac{\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus (152 \pm 4) \frac{MeV}{E} \oplus (0.006 \pm 0.001).$$

Im Rahmen der statistischen Fehler wurde diese Energieauflösung durch das Simulationsprogramm ARCET bestätigt.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Nobelsymposium No. 8, Wiley, New York (1969)
- [2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264
- [3] UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* 122B (1983) 103
UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* 126B (1983) 398
UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* 129B (1983) 141
UA2 Collaboration, *Phys. Lett.* 122B (1983) 476
- [4] R. Hofstadter, R.W. McAllister, *Phys. Rev.* 98 (1954) 217
- [5] W.K.H. Panofsky, Beitrag in den *Proceedings of the XIV Conference on High Energy Physics*, Wien (1968) 23
- [6] G. West, *Phys. Rep.* 18C (1975) 263
- [7] G. Ingelman, R. Rückl, *Determination of Quark Distributions in ep Collisions*, DESY 87-140, Hamburg (1987)
- [8] G. Ingelman, *Deep Inelastic Physics at HERA*, DESY 87-144, Hamburg (1987)
- [9] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.* B126 (1977) 298
- [10] J. Bartels, J. Feltesse, *QCD at Low x*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Hamburg (1991), ed. W. Buchmüller, G. Ingelman
- [11] J. Feltesse, *Measurement of Inclusive Differential Cross Sections*, Proceedings of the HERA Workshop, ed. R.D. Peccei, DESY, Hamburg (1987)
- [12] A. Blondel und F. Jaquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377
- [13] H. Greif, *Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten*, Dissertation, TU München (1990)
- [14] P. Loch, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation, Universität Hamburg (1992)

- [15] R. Wigmans, *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 389
- [16] Particle Data Group, *Review Of Particle Properties*, Physics Letters 239B (1990)
- [17] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York (1964)
- [18] E. Segrè, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York (1965)
- [19] E. Segrè, *Experimental Nuclear Physics*, Volume I (1953), John Wiley & Sons, Inc., New York, Chapman & Hall, Limited, London
- [20] R.M. Sternheimer, *The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [21] M.J. Berger, S.M. Seltzer, *Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons*, U.S. National Bureau of Standards Report NBSIR 82-2550-A (1982)
- [22] J.H. Hubbell, H.A. Gimm, I. Øverbø, *Pair, Triplet and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV - 100 GeV photons in Elements Z = 1 to 100*, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 9 (1980)
- [23] G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling, *Measurements of the Longitudinal and Lateral Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV*, Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [24] G. Molière, *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Z. Naturforsch. 2a (1947) 133 und Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [25] M.A. Akrawy et. al., Nucl. Instr. and Meth. (1990).
- [26] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [27] J. Engler, *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, NIM 225 (1984) 525
- [28] M. Colombo, *Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1 Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)
- [29] R. Ebbinghaus, *Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992)
- [30] D. Guzik, *Monte-Carlo-Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [31] H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, DESY (1987)
- [32] U. Lenhardt, *Optimierungsuntersuchungen an einem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)

- [33] B. Kalle, *Studien zur Produktion schwerer Quarks bei HERA und Messungen von Widerstandsbeschichtungen in Kalorimetermoduln des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)
- [34] W. Flauger, *Some Electronic Properties of High Resistive Coating*, Internal Report H1-1/87-56, Hamburg (1987)
- [35] M. Korn, Private Mitteilung
- [36] J. Kurzhöfer, *Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [37] K. Borrás, *Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1987)
- [38] M. Korn, *Board thicknesses for FB2E and BBE stacks*, H1-Memorandum Do-H1-5, Universität Dortmund (1990)
- [39] U. Lenhardt, *Gap measurement of FB2E*, H1-Memorandum Do-H1-6, Universität Dortmund (1990)
- [40] J. Duboc, Y. Sirois, *Beam Control*, H1-Meeting, DESY (21.6.1989)
- [41] H.W. Atherton et al., *Electron and Photon Beams in the SPS Experimental Areas*, CERN/SPS 85-43, Genf (1985)
- [42] P. Coet, *H6 - Tertiary Test Beam*, CERN/SPS 85-14, Genf (1985)
- [43] N. Doble, CERN, in a message to J.F. Laporte
- [44] J. Duboc, *Momentum Spread of the H6 Beam*, Paris (1987)
- [45] C. Bovet et al., *The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams*, CERN/SPS 82-13, Genf (1982)
- [46] M. Kubantsev, V. Rusinov, *SURVEY OF THE EXPERIMENTAL SET-UP AFTER THE JULY 88 RUNNING*, Geneva (1988)
- [47] K. Rauschnabel, priv. Aufzeichnungen (1990)
- [48] H. Oberlack et al., *Maximal and Minimal Signals in the H1 LAr Calorimeter*, H1-Note 89/106, Hamburg (1989)
- [49] A. Jacholkowska im *CERN Analysis Meeting*, H1-MPI-118, München (1990)
- [50] H1-Kollaboration, Softwarepaket *ARCET* zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen in den Aufbauten am H6-Strahl des CERN SPS

- [51] H1-Kollaboration, Softwarepaket *HIREC* zur Rekonstruktion von Teilchenwechselwirkungen in den Aufbauten am H6-Strahl des CERN SPS sowie im H1-Detektor
- [52] H1-Kollaboration, Softwarepaket *HISIM* zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen im H1-Detektor
- [53] R. Brun et al., *GEANT 3 Manual*, CERN DD/EE/84-1 (1987)
- [54] W. Hofmann et al. , *Production and transport of conduction electrons in a liquid argon ionization chamber*, Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 151
- [55] H1-Calibration-Meeting (1990)
- [56] J. Feltesse, *Liquid noble gas and warm liquid detectors*, Invited talk given at Wire Chamber Conference, Vienna, Austria (1989)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski für die Themenstellung und die Unterstützung bei dieser Arbeit bedanken. Hier sei besonders auf die Phase der Fertigstellung der Arbeit hingewiesen.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für das Interesse an dieser Arbeit und die Bereitschaft zum Korreferenten.

Beiden zuvor genannten Herren danke ich ebenfalls für die guten Arbeitsbedingungen am Lehrstuhl für Experimentelle Physik V der Universität Dortmund.

Den Herren Prof. Dr. K. Rauschnabel und Dr. A. Drescher sei für Ihren Einsatz bei dem Aufbau und der Durchführung des Experimentes gedankt.

Ein großer Dank gebührt ebenfalls allen Mitgliedern des Lehrstuhles für Experimentelle Physik V für die dort herrschende angenehme Atmosphäre. Im Rahmen meiner Zusammenarbeit mit diesen Mitgliedern danke ich im technischen Bereich den Herren M. Grewe, M. Kolander sowie Herrn Metze.

Die Oberhacker Ch. Brune, A. Kosche und J. Kurzhöfer haben mir oft auf der Apollo geholfen. Herr M. Colombo war ein eifriger Mitstreiter im Kampf mit der Analyse-Software und dem Elektronenhirn des HRZ. Nicht ungenannt bleiben dürfen hier Frau Ebbinghaus und Herr Obrock.

Den Herren Guzik und Lenhardt danke ich unter anderem auch für begleitende Simulationsrechnungen zu den von mir analysierten Messungen.

Herrn M. Korn und Frau Dr. K. Borrás danke ich für Ihr Interesse an meiner Arbeit, welches mir in der Phase der Fertigstellung besonders hilfreich war.

Die Anfertigung dieser Arbeit fand im Rahmen der H1-Kollaboration statt. Stellvertretend für alle Mitglieder bedanke ich mich bei den Herren Dr. J. Gayler, Dr. P. Loch und Dr. P. Schacht ganz besonders für die fachliche Zusammenarbeit.

Ich danke dem Konstruktionsbüro, der mechanischen Werkstatt, sowie der Elektronikentwicklung und der Elektronikwerkstatt des Fachbereiches Physik der Universität Dortmund. Diese haben durch ihre gute Arbeit den Grundstein für diese Arbeit gelegt.

Ich bedanke mich bei meinem Bruder Karsten dafür, daß er sich als angehender Mathematiker nicht zu schade dafür war, ein Auge auf die Materialisation meiner Arbeit zu werfen und auch Hand an diese zu legen. Die zeitweise Überlassung seiner Bude hat mir sehr geholfen.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Frau Andrea und meinen Kindern Vanessa und Simon dafür danken, daß sie es verstanden haben, meine Gedanken auch mal von der Physik abzulenken. Ich danke ihnen auch dafür, daß sie es oft vermochten, Verzicht zu üben.

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

