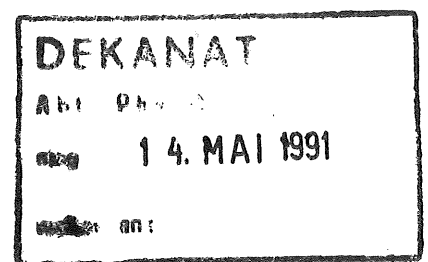


Monte-Carlo-Untersuchungen zum Einfluß von
Schichtdickenvariationen auf das Signal eines
Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters

14. Mai 1991



Diplomarbeit
vorgelegt von

Detlev Guzik

Lehrstuhl für
Experimentelle Physik V
Abteilung Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Der ep-Speicherring HERA	2
1.2	Das HERA-Experiment H1	4
1.3	Die Ziele der Arbeit	10
2	Physikalische Grundlagen	11
2.1	Elektromagnetische Teilchenschauer	11
2.1.1	Teilchenproduktion	12
2.1.2	Energiedeposition geladener Teilchen in Materie	14
2.2	Schauermodelle	15
2.2.1	Das materialunabhängige Schauermodell	16
2.2.2	Longitudinale Schauerausdehnung	17
2.2.3	Laterale Schauerausdehnung	18
2.3	Grundlagen der Kalorimetrie	19
2.3.1	Kalorimeterarten	19
2.3.2	Prinzip eines Flüssig-Argon-Kalorimeters	20
2.3.3	Energieauflösung eines Kalorimeters	21
3	Das FB2E-Kalorimeter	22
3.1	Mechanischer Aufbau eines FB2E-Moduls	22
3.1.1	Schichtaufbau der Kalorimeterplatten	24
3.1.2	Die mechanische Stützkonstruktion	26
3.1.3	Der Presampler und die Spezialplatten	26
3.1.4	Die Segmentierung der Auslesezellen	29
3.2	Physikalische Eigenschaften	31
3.3	Messung mechanischer Detektorkomponenten	32
3.3.1	Messung der Dicken der Hochspannungs- und Ausleseplatten	33
3.3.2	Messung der Kalorimeterplattenabstände	36
3.4	Rekonstruktion der Plattendicken und Gapweiten durch Spline-Approximationen	39
3.5	Testaufbau am CERN-H6-Strahl	42

4	Monte-Carlo Simulationen elektromagnetischer Schauer	44
4.1	Das EGS4-Programmpaket	44
4.2	Beschreibung der Geometrie eines FB2E-Moduls innerhalb von EGS4 .	47
4.3	Variation des Einschlußpunktes in y -Richtung als Geometrietest	53
5	Ergebnisse der Simulationsrechnungen	59
5.1	Variation des Einschlußwinkels Θ	59
5.2	Einfluß der Schichtdickenvariation auf die Linearität und die Energieauf- lösung	65
5.3	Einfluß der Schichtdickenvariation auf die Ladungssammlung	70
5.4	Variation der Einschlußposition in z -Richtung	74
5.4.1	Abschätzung der Dicke des inaktiven Vormaterials	75
5.4.2	Bestimmung der Nominaleinschlußposition z_0	78
5.4.3	Einfluß der mittleren Stahlplatte in der IDEAL-Geometrie auf die sichtbare Energie	81
5.4.4	Vergleich der mit den beiden Geometriebeschreibungen erhalte- nen Monte-Carlo-Daten	85
5.4.5	Vergleiche mit Daten der CERN-Testmessungen	90
5.5	Einfluß von Störungen der Hochspannungsversorgung	94
5.5.1	Vergleiche von Daten der CERN-Testmessungen mit Monte- Carlo-Daten	94
5.5.2	Rekonstruktion des Signalabfalls aus dem Schauerprofil einzelner Ereignisse	101
	Zusammenfassung	107
	Danksagung	109
	Literaturverzeichnis	110

Kapitel 1

Einleitung

Die Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie ist eine der grundlegenden Aufgaben der Physik. Existieren solche Bausteine überhaupt und welche Kräfte sorgen dafür, daß sie zusammenhalten? Noch vor etwa 50 Jahren glaubte man, daß die Konstituenten der Materie Protonen, Neutronen und Elektronen seien. Nach heutigem Verständnis sind die elementaren Bausteine der Materie strukturlose Leptonen und Quarks, Fermionen mit Spin $1/2$. Durch den Austausch von Bosonen, die Bindungskräfte vermitteln, bilden die Leptonen und Quarks größere Strukturen. Um diese Erkenntnisse zu gewinnen, ist es notwendig, immer kleinere räumliche Strukturen aufzulösen. Hier liegt das Arbeitsgebiet der Hochenergiephysik, deren Experimente in den vergangenen Jahren entscheidende Beiträge zum Verständnis der Struktur der Materie liefern konnten.

Die prinzipiellen Verfahren, mit denen man submikroskopische Strukturen untersucht, sind Streuexperimente. Dabei werden Projektilteilchen beschleunigt und auf ein Target gelenkt. Aus der Art, der Energie und den Impulsen der dabei entstehenden Wechselwirkungsprodukte können Rückschlüsse auf Eigenschaften und Wechselwirkungen der beteiligten Teilchen gezogen werden. An der Heisenberg'schen Unschärferelation [HEIS27]

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar, \quad \hbar = \text{Planck'sches Wirkungsquantum} \quad (1.1)$$

erkennt man, daß, um eine räumliche Struktur Δx aufzulösen, mindestens ein Impulsübertrag der Größe $\hbar/\Delta p$ notwendig ist. Um zu immer kleineren Strukturen vorzudringen, müssen die Projektilteilchen deshalb auf immer größere Energien beschleunigt werden. Diese Energien erreicht man mit speziell konstruierten Maschinen, den *Beschleunigern*, in denen die Projektilteilchen, meist Elektronen, Protonen oder deren Antiteilchen, auf nahezu Lichtgeschwindigkeit gebracht werden und dann auf das Target treffen. Man nutzt die Energie, die aufgewendet wird, um das Teilchen zu beschleunigen, noch besser aus, wenn das Target nicht fest ist, sondern einen gegenläufigen Impuls besitzt, wodurch sich der maximale Impulsübertrag im Schwerpunktssystem wesentlich erhöht. Projektil- und Targetteilchen werden dazu in *Speicherringen* in

entgegengesetzte Richtungen beschleunigt, und an wohldefinierten Orten, den Wechselwirkungspunkten, zur Kollision gebracht. An diesen Punkten umschließen Detektoren fast den gesamten Raumwinkel, um die Wechselwirkungsprodukte der Kollision möglichst vollständig nachzuweisen.

1.1 Der ep-Speicherring HERA

In den bisherigen Experimenten zur Elektron-Nukleon-Streuung wurden nur die Elektronen beschleunigt. Als erste Anlage ihrer Art wird zur Zeit am DESY¹ die Ha-

¹Deutsches Elektronen Synchrotron

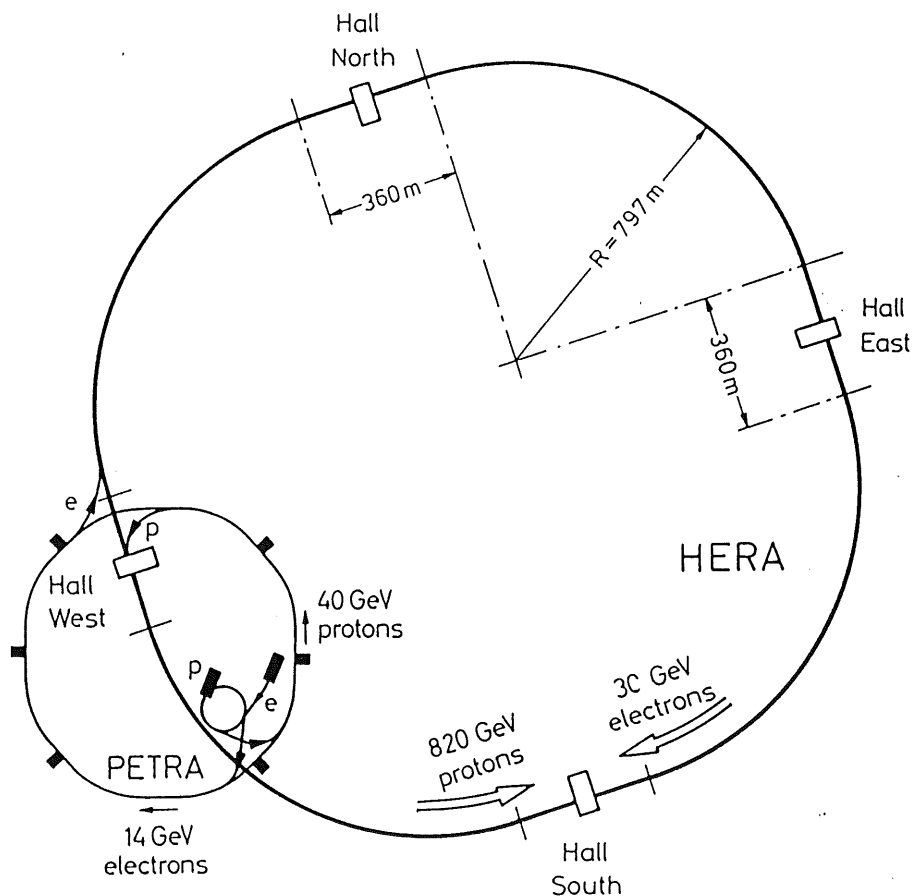


Abbildung 1.1: Anlage des Speicherringsystems HERA [WOLF86]

dronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA aufgebaut, eine Speicherringanlage, in der Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden können. Dazu werden beide Teilchen, nachdem sie mehrere Vorbeschleuniger durchlaufen haben, in einen 6.3 km langen Doppelspeicherring injiziert und auf ihre Endenergie gebracht. Die Elektronen erreichen eine Energie von 30 GeV, die Protonen 820 GeV. Alle 96 ns durchdringen sich die zu Bündeln zusammengefaßten Teilchen an zwei Wechselwirkungspunkten unter einem Winkel von 180° . Die maximale Schwerpunktsenergie beträgt 314 GeV, die damit erreichbare Ortsauflösung liegt bei etwa 10^{-17} cm, damit wird der bei derzeitigen Experimenten erreichbare Wert etwa um den Faktor 20 bis 50 unterschritten. Das gesamte System der Anlage ist in Abbildung 1.1 zu erkennen.

Mit den Großdetektoren H1 und ZEUS, die an den Wechselwirkungspunkten aufgebaut werden, sollen bei HERA unter anderem folgende physikalische Ziele verfolgt werden [WOLF86]:

- Suche nach Abweichungen der Protonenstrukturfunktion vom Bjorken-Skalenverhalten bei hohen Impulsüberträgen
- Messung von α_s bei hohem Q^2
- Test des Standard-Modells der elektroschwachen Wechselwirkung
- Suche nach Substrukturen der Leptonen und Quarks
- Suche nach rechtshändigen Strömen mit longitudinal polarisierten Elektronen
- Paarproduktion von schweren Quarks, sowie die Produktion exotischer Teilchen, schwerer Vektorbosonen und supersymmetrischer Teilchen.

Diese Ziele stellen neben der Aufgabe, den gesamten Raumwinkelbereich abzudecken, weitere hohe Anforderungen an die beiden Detektoren. Die zentralen Komponenten der Detektoren bilden die Spurkammern, verschiedene Kalorimeter sowie eine Spule mit einem großem instrumentierten Eisenjoch. Insbesondere dem Kalorimeter kommt eine hohe Bedeutung zu, so muß es, die in den folgenden Punkten aufgeführten Anforderungen optimal erfüllen:

- Es muß eine präzise Messung der absoluten Energie der Reaktionsprodukte ermöglichen.
- Das Signalverhalten für Elektronen und Pionen sollte gleich sein.
- Neben der Energiemessung muß eine Ortmesung mit guter Auflösung möglich sein, um die Spuren neutraler Teilchen zu bestimmen.
- Leptonen müssen optimal erkannt und vermessen werden können. Dies ist Voraussetzung, um zwischen neutralen und geladenen Stromereignissen unterscheiden zu können und um neue schwere Teilchen zu identifizieren, weil Zerfälle in Elektronen und Myonen besonders klare Signaturen besitzen.

1.2 Das HERA-Experiment H1

Abbildung 1.2 zeigt eine perspektivische Darstellung des H1-Detektors. Da bei HERA die im Wechselwirkungspunkt kollidierenden Elektronen und Protonen unterschiedliche Impulse haben, ergibt sich für die Schwerpunktsbewegung der Reaktionsteilchen ein Boost in Richtung der Protonenbewegung. Daraus resultiert die für Speicherringexperimente ungewöhnliche, asymmetrische Konstruktion.

Das Hauptelement des Detektors bildet ein großes Flüssig-Argon-Kalorimeter, das sich mit seinem Kryostaten innerhalb einer großen, supraleitenden Spule befindet und in seinem Inneren ein System von Spurkammern umschließt. Die einzelnen Elemente des Detektors werden im folgenden mit Hilfe von Abbildung 1.2 und 1.3 kurz erläutert.

- 1] Das *Strahlrohr* und die *Strahlmagnete* dienen zum Transport und zur Fokussierung der aufeinanderzuffliegenden Teilchen auf den durch \times gekennzeichneten Wechselwirkungspunkt.
- 2] In der *zentralen Spurkammer* können geladene Teilchenspuren im Bereich $25^\circ \leq \Theta \leq 155^\circ$ nachgewiesen werden. Dazu besitzt sie je zwei zentrale Driftkammern, mit denen unabhängig die $r\phi$ - und z -Koordinaten gemessen werden können, sowie zwei Lagen Vieldraht-Proportionalkammern zur Rekonstruktion des Ereignis-Vertices².
- 3] Der Winkelbereich $5^\circ \leq \Theta \leq 25^\circ$ wird von den *Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodulen* abgedeckt. Dabei handelt es sich um mehrere radiale und planare Driftkammern, zwischen denen sich Vieldraht-Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren befinden. Die Impulsauflösung σ_p/p ist besser als $0.3\% \cdot p[\text{GeV}]$, die Winkelauflösung ≤ 1 mrad.
- 4] An die Spurendetektoren schließt in radialer Richtung das *elektromagnetische Kalorimeter* an. Es liefert ein zur Energie der einfallenden Teilchen proportionales Signal und dient vor allem zum Nachweis von Elektronen und Photonen, die hier praktisch ihre gesamte Energie verlieren.

Das Kalorimeter setzt sich aus mehreren Ringen (Wheels) zusammen, von denen jeder wiederum aus 8 einzelnen Modulen (Stacks) aufgebaut ist. Jedes Modul besteht aus einem Stapel Bleiplatten mit dazwischenliegenden Schichten aus flüssigem Argon, der, je nach Lage des Rings zum Wechselwirkungspunkt, parallel oder senkrecht zur Strahlachse angeordnet ist. Abbildung 1.3 zeigt, wie die einzelnen Platten eines Moduls angeordnet sind, sowie die Lage der einzelnen Ringe innerhalb des Kryostaten. Das Kalorimeter arbeitet nach dem Prinzip

² z ist die Koordinate in Richtung der Strahlachse, r die dazu senkrecht stehende radiale Koordinate. Θ beschreibt den Polarwinkel und ϕ den Azimutwinkel innerhalb dieses Koordinatensystems.

des Sandwich-Schauerzählers, die Bleiplatten dienen als Konverter-, das flüssige Argon als Nachweismaterial³.

Die Konstruktion als Flüssig-Argon-Kalorimeter erlaubt neben der Energiemessung auch eine Ortsmessung der einfallenden Teilchen, da die Schichten aus flüssigem Argon in einzelnen Segmenten ausgelesen werden können. Dadurch ergänzen sich Driftkammer und Kalorimeter, denn die Auflösung der Driftkammer wird mit größeren Impulsen immer schlechter, $\sigma_p/p \propto p$, dagegen wird die Auflösung des Kalorimeters mit steigender Energie immer besser, $\sigma(E)/E \propto 1/\sqrt{E}$. Ebenso können die Produktionswinkel von neutralen Teilchen, die in der Driftkammer keine Spur hinterlassen, bestimmt werden.

- [5] Ähnlich wie das elektromagnetische ist auch das *hadronische Kalorimeter* aufgebaut. Wieder dient flüssiges Argon als Nachweismaterial, als Konverterplatten werden aus Stabilitätsgründen nichtmagnetische Edelstahlplatten verwendet. Wie auch beim elektromagnetischen Kalorimeter bauen einzelne Module unterschiedliche Ringe auf, die mit den elektromagnetischen Kalorimeterringen zusammengekoppelt sind. Die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetermodule bilden so für den Nachweis von Hadronen eine Einheit. In einem hadronischen Schauer wird die Energie durch elektromagnetische Kaskaden, Ionisation geladener Hadronen und Prozesse der starken Wechselwirkung deponiert. Das Verhältnis zwischen geladenen und ungeladenen Pionen kann in hadronischen Schauern über einen weiten Bereich fluktuieren. Aus diesen Gründen, sowie als Folge von Leckverlusten ist die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters mit $\sigma_{had}/E \simeq 55\%/\sqrt{E}$ GeV schlechter als die des elektromagnetischen Kalorimeters mit $\sigma_{em}/E \simeq 13\%/\sqrt{E}$ GeV. Testmessungen haben gezeigt [H1-87], daß durch nachträgliche Gewichtung das gleiche Signal für Elektronen und Pionen, $e/\pi = 1$, erreicht werden kann. Auf diese Weise erhält man für hadronische Schauer eine vom π^0 -Anteil unabhängige Energieauflösung.
- [6] Der gesamte Kryostat des Kalorimeters ist von einer großen *supraleitenden Spule* umgeben, die ein homogenes, parallel zur Strahlachse verlaufendes Magnetfeld von 1.2 Tesla erzeugt, daß geladene Teilchen auf eine schraubenförmige Bahn lenkt. Aus dem Krümmungsradius der Bahnen kann der transversale Impuls der Teilchen bestimmt werden.
- [7] Der *Kompensationsmagnet* wird dazu verwendet, den Einfluß der supraleitenden Spule auf die Strahlführung im HERA-Speicherring auszugleichen.
- [8] Mit der *Helium-Kälteanlage* werden die zur Supraleitung notwendigen Temperaturen von ca. 4 °K erzeugt.

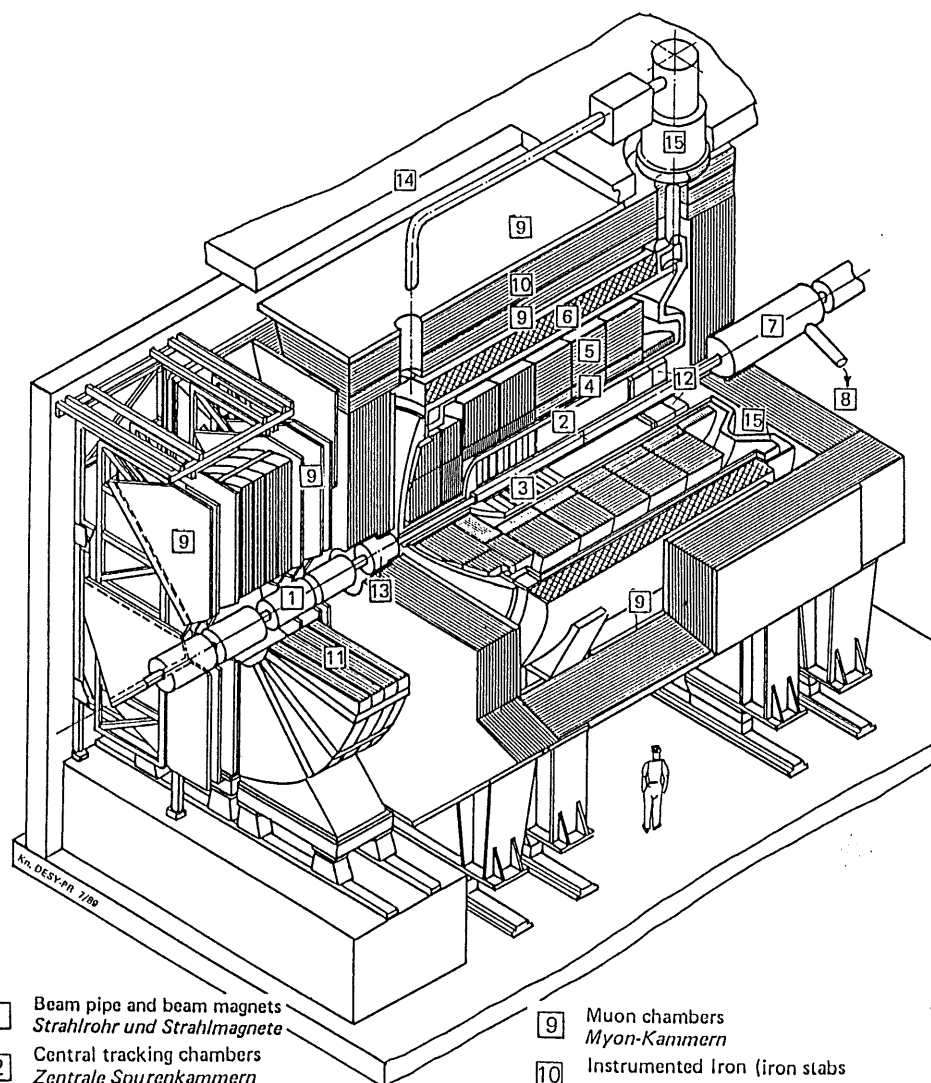
³näheres siehe Abschnitt 2.3

- [9] Mehrere Lagen *Myonenkammern* sind in Vorwärts- und Radialrichtung zur Identifikation der Spuren dieser Teilchen angebracht.
- [10] Das *instrumentierte Eisen* (Eisenplatten + Streamer-Detektoren) hat mehrere Funktionen. Einerseits dient es als magnetisches Rückflußjoch der supraleitenden Spule, andererseits hat es durch die eingebauten Streamer-Detektoren die Funktion eines Kalorimeters. Damit wird der Rest des hadronischen Schauers, der nicht vom Hauptkalorimeter absorbiert werden kann, nachgewiesen (Tail-Catcher). Drittens ergänzt es die Myonendriftkammern zur Myonenidentifizierung.
- [11] In Vorwärtsrichtung vervollständigt ein *Myon-Toroid-Magnet* im Winkelbereich von $5^\circ \leq \Theta \leq 20^\circ$ die Myonen-Identifikation. Zusammen mit dem vorderen Myonendriftkammersystem ermöglicht es die Messung von Myonenimpulsen bis zu 150 GeV.
- [12] Ein *warmes, elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC)* deckt den rückwärtigen Winkelbereich von $150^\circ \leq \Theta \leq 176^\circ$ ab, der von dem Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht mehr gemessen wird. Es ist als Blei-Szintillator-Sandwich konstruiert, das auf Raumtemperatur betrieben werden kann und hauptsächlich zum Nachweis der elastisch gestreuten Elektronen dient.
- [13] In Protonenflugrichtung umschließt ein *Vorwärts-Plug-Kalorimeter* das Strahlrohr. Die Konstruktion aus Kupfer-Silizium-Schichten erlaubt den Nachweis von hadronischen Teilchen im Bereich von $12.5 \text{ mrad} \leq \Theta \leq 60 \text{ mrad}$.
- [14] Eine *Betonabschirmung* umfaßt den gesamten Detektor.
- [15] Das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter befinden sich in einem *Flüssig-Argon-Kryostaten*, der aus einer inneren kalten und einer äußeren warmen Wand besteht, zwischen denen sich ein Vakuum befindet.

Untersuchungen [FELT87] haben gezeigt, daß für das elektromagnetische Kalorimeter eine Genauigkeit in der absoluten Energiekalibration von $\Delta E/E \leq 1\%$, für das hadronische von $\Delta E/E \leq 2\%$ notwendig ist, um den systematischen Fehler bei der Berechnung physikalischer Größen aus den Meßdaten klein zu halten. In Tabelle 1.1 sind weitere Parameter des H1-Detektors zusammengefaßt.

Größe über alles	$12 \times 10 \times 15 \text{ m}^3$
Gesamtgewicht	2800 Tonnen
Magnetfeld	1.2 Tesla
Spule, äußerer Durchmesser	6.08 m
Länge	5.75 m
Flüssig-Argon-Kalorimeter:	
Kryostat-Inhalt	100 m^3
Gewicht der Stacks	350 Tonnen
Zahl der Stacks, el.-magnetisch	50
hadronisch	58
Zahl der Auslesekanäle	45000
Spurendetektoren:	
Radius der Spurkammern	$11 \text{ cm} < r < 85 \text{ cm}$
Zahl der radialen Signaldrahtebenen	56
Zahl der Signaldrahtebenen (Vorwärtsspurkammern)	72
Zahl der Driftkammer-Auslesekanäle	8500
Zahl der Vieldraht-Proportionalkammer-Auslesekanäle	4000
Myonendetektoren und Rückwärtskalorimeter:	
Fläche der Streamer-Röhren-Detektoren	4500 m^2
Zahl der digitalen Auslesekanäle	110000
Zahl der Analog-Auslesekanäle	3000
Absorptionslänge des Hauptkalorimeters	4.7 bis $8 \lambda_{abs}$
Absorptionslänge des Rückwärts-Kalorimeters	$4.5 \lambda_{abs}$
Energieauflösung für Hadronen	$\sigma/E < (55\%/\sqrt{E}) \oplus 2\%$
Energieauflösung für Elektronen	$\sigma/E < (13\%/\sqrt{E}) \oplus 1\%$
Impulsauflösung für geladene Teilchen	$\sigma(p)/p^2 < 0.003$
Elektron/Pion-Trennung	10^{-4} bis 10^{-5}

Tabelle 1.1: Parameter des H1-Detektors [HERA88]



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

Abbildung 1.2: Perspektivische Darstellung des H1-Detektors

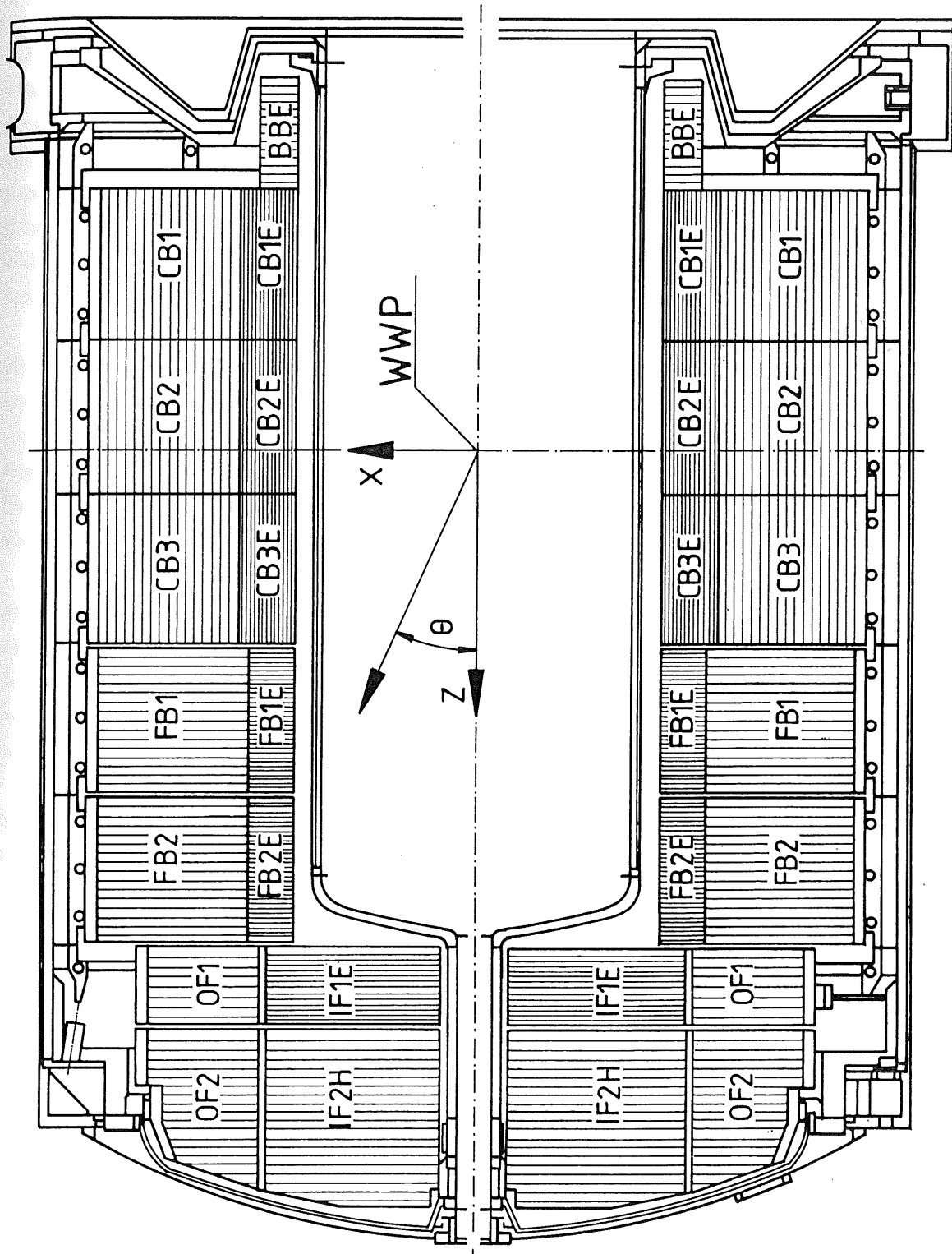


Abbildung 1.3: Seitenansicht der Kalorimeter-Moduln im Kryostaten (Längsschnitt in Strahlrichtung)

1.3 Die Ziele der Arbeit

An der Universität Dortmund wurden die beiden Ringe FB2E und BBE des elektromagnetischen Kalorimeters entwickelt und produziert. Dabei wurden die Dicken der Konverterplatten und die Abstände der Platten in den fertiggestellten Kalorimetermoduln sehr exakt vermessen. Weiterhin wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem aus den gewonnenen Meßdaten eine Rekonstruktion der Dicken und Plattenabstände an jedem Punkt des Kalorimeters möglich ist. Die Auswertung dieser Messungen zeigte, daß die Dicken der Platten und die Plattenabstände innerhalb der einzelnen Kalorimetermoduln systematisch schwanken.

Die vorliegende Diplomarbeit hat das Ziel, den Einfluß dieser Schwankungen auf die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers innerhalb eines Kalorimetermoduls des FB2E zu untersuchen. Insbesondere soll untersucht werden, welche Schwankungen sich im sichtbaren Signal in Abhängigkeit von der Lage des Schauers im Kalorimeter ergeben, ob und, wenn ja, welche Korrekturen auf das Signal beim Betrieb im H1-Detektor angewendet werden müssen, um die geforderte Genauigkeit von 1% in der absoluten Kalibration einzuhalten.

Die Untersuchungen wurden als Monte-Carlo-Simulation mit Hilfe des Programmpaketes EGS4 durchgeführt, das zu diesem Zweck auf dem Rechner des Rechenzentrums der Universität Dortmund implementiert wurde. Die Hauptaufgabe dabei war, einen Algorithmus zu entwickeln, der die Geometrie eines FB2E-Moduls möglichst exakt beschreibt, sowie die Analyse der Programmausgabe nach den oben aufgeführten Kriterien.

Eine weitere Aufgabe war es, mit dem entwickelten Simulationsprogramm Daten zu reproduzieren, die 1990 mit einem Testmodul am CERN-SPS-Beschleuniger genommen wurden, um die Kalibrationskonstanten zu bestimmen [HART91].

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

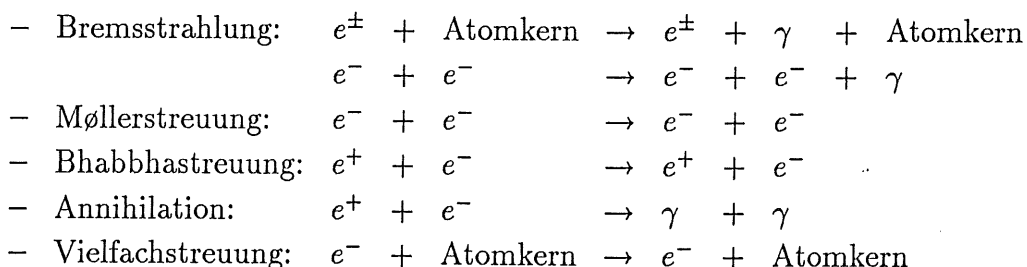
Durchdringen hochenergetische Teilchen Materie, so verlieren sie aufgrund von Prozessen der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung Energie. Dabei werden Sekundärteilchen angeregt oder neue Teilchen produziert, die ebenfalls wieder wechselwirken. Es entwickelt sich eine Kaskade von Teilchen, die man *Schauer* nennt.

2.1 Elektromagnetische Teilchenschauer

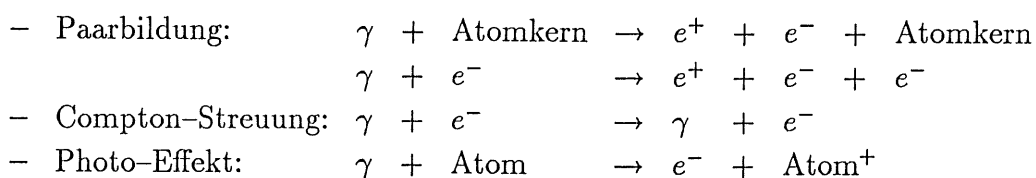
Elektromagnetische Schauer, die als Sekundärteilchen nur Elektronen, Positronen und Photonen enthalten, werden in der Regel auch nur von diesen Teilchen ausgelöst, da die Wirkungsquerschnitte der schwereren Hadronen für die notwendigen Strahlungsprozesse sehr klein sind. Die vorliegende Arbeit behandelt das elektromagnetische Kalorimeter FB2E, daher wird im folgenden nur auf elektromagnetische Schauer eingegangen.

Elektromagnetische Schauer entstehen durch die folgenden physikalischen Prozesse, bzw. breiten sich durch sie aus:

- für Elektronen und Positronen durch



- für Photonen durch



2.1.1 Teilchenproduktion

Die dominierenden Prozesse bei der Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern sind Bremsstrahlung und Paarbildung.

Elektronen und Positronen können ihre kinetische Energie in Form von Photonen abstrahlen, wenn sie im elektrischen Feld eines Atomkerns abgebremst werden. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist proportional zu $(E/(m_0c^2))^4$ [ROSS64], für die Anzahl der abgestrahlten Photonen mit Energiewerten $\hbar\omega$ bis $\hbar(\omega+d\omega)$ gilt [BETH34] $N_\gamma(\omega) \propto Z^2/\omega$. Man erkennt, daß die Bremsstrahlung bevorzugt für leichte, hochenergetische Teilchen in Materie mit hoher Kernladungszahl Z auftritt. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung für Elektronen beträgt [SEGR65]:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{brems}} = \frac{4 \alpha N_0 Z^2 r_e^2 E}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) = \frac{E}{X_0}. \quad (2.1)$$

Dabei bedeuten

- E = Elektronenenergie
- α = Feinstrukturkonstante
- N_0 = Avogadro'sche Zahl
- Z = Kernladungszahl
- A = Atomgewicht
- r_e = klassischer Elektronenradius.

Die Weglänge, nach der die Energie des Teilchens auf den Bruchteil $1/e$ abgesunken ist, bezeichnet man als *Strahlungslänge* X_0 . Sie ist nach Gleichung (2.1) definiert durch

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \alpha N_0 Z^2 r_e^2}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}. \quad (2.2)$$

Auch für die Paarbildung, bei der sich ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar umwandelt, stellt die Strahlungslänge X_0 eine charakteristische Größe dar. Bei hohen Photonenenergien läßt sich die mittlere freie Weglänge λ_{paar} für die Erzeugung eines e^+e^- -Paares im Kernfeld der Materie schreiben als

$$\lambda_{\text{paar}} = \frac{9}{7} X_0. \quad (2.3)$$

Die übrigen erwähnten Prozesse tragen nur wenig zur Produktion neuer Teilchen in elektromagnetischen Schauern bei, daher wird auf sie hier nicht näher eingegangen. In Abbildung 2.1 sind die Wirkungsquerschnitte für Photonenwechselwirkungen als Funktion der Energie aufgetragen.

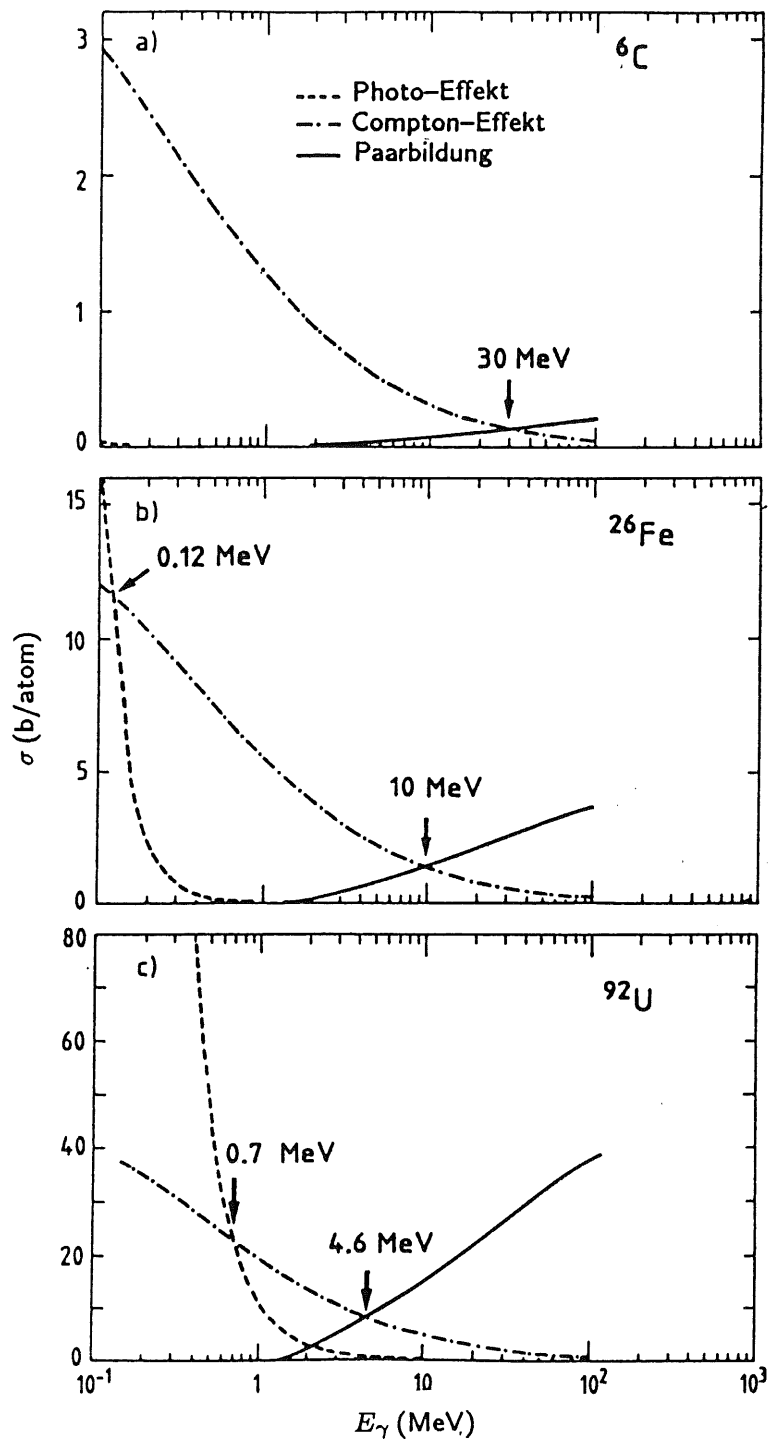


Abbildung 2.1: Totale Wirkungsquerschnitte für Paarbildung, Compton-Streuung und Photo-Effekt als Funktion der Photonenenergie in Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) [FABJ89].

2.1.2 Energiedeposition geladener Teilchen in Materie

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Prozesse sind weitgehend für die Produktion neuer sekundärer Teilchen in elektromagnetischen Schauern verantwortlich. Die eigentliche Energiedeposition in der Materie erfolgt durch Ionisations- und Anregungsprozesse der sekundären Teilchen. Sie bildet die Grundlage der Kalorimetrie. Für den mittleren Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation gilt [SEGR53]:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \left[2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right] \ln 2 - \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right\} \quad (2.4)$$

mit

e = Elementarladung

m_e = Ruhemasse des Elektrons

c = Lichtgeschwindigkeit

β = v/c = relativistische Elektronengeschwindigkeit

T = kinetische Energie des Elektrons

n = Elektronendichte im Absorbermaterial

I = mittleres Ionisationspotential

δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [STER52]

Der Energieverlust zeigt eine komplizierte Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und damit von der Energie des einfallenden Teilchens. Hervorzuheben ist die Proportionalität zu n , der Elektronendichte des Absorbers. Damit ist die Größe der Energiedeposition direkt abhängig von dem Material, in dem sie stattfindet.

Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung sind konkurrierende Effekte. Bei hohen Energien überwiegen Strahlungsverluste, bei niedrigen Energien dominieren Ionisationsverluste. Die Energie, bei der beide Effekte gleich groß sind, heißt *Kritische Energie* ϵ . Sie ist, wie die Strahlungslänge, eine materialabhängige Konstante und wird beschrieben als der Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge [AMAL81]:

$$\epsilon = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{min} \cdot X_0 \simeq \frac{550}{Z} \text{ MeV}. \quad (2.5)$$

In Abbildung 2.2 ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation als Funktion der Elektronenenergie dargestellt.

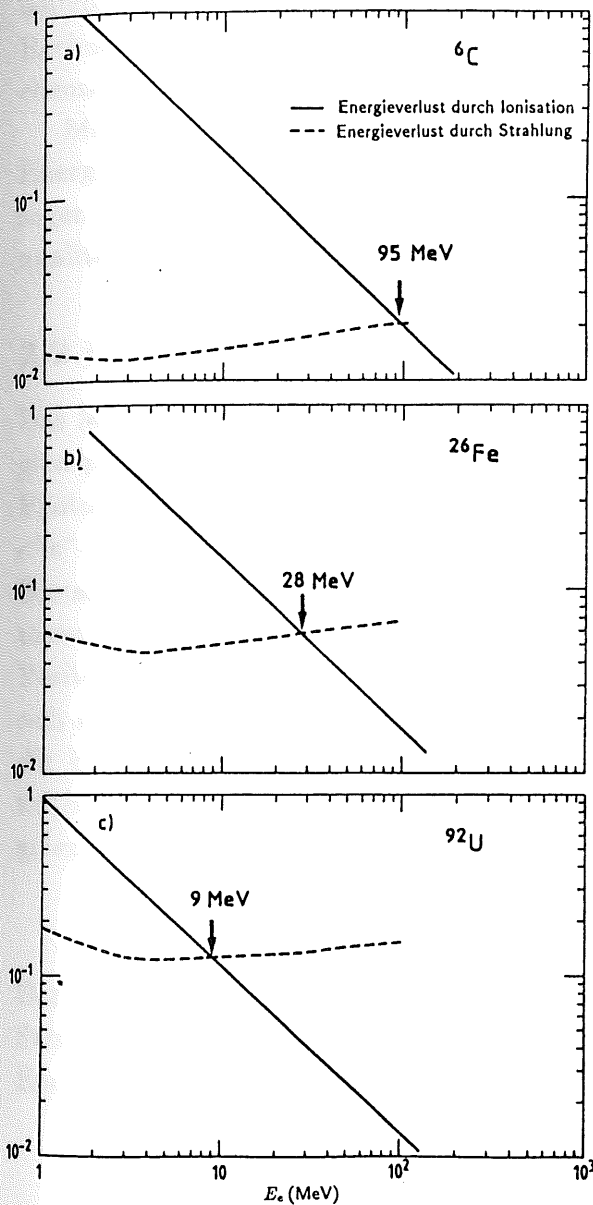


Abbildung 2.2: Relativer Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung und Ionisation als Funktion der Elektronenenergie in Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) [FABJ89].

2.2 Schauermodelle

Obwohl die Prozesse des elektromagnetischen Schauers theoretisch gut verstanden sind, der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung und Paarbildung sowie dE/dx kann für beliebige Materialien berechnet werden, erreicht man aufgrund des komplizierten Zusammenspiels aller beteiligten Wechselwirkungen sehr schnell die Grenzen der analytischen Berechenbarkeit solcher Schauer. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, bedient man sich der Technik der *Monte-Carlo-Simulationen*. Ein Computer-Programm verfolgt bei dieser Methode den Weg aller am Schauer beteiligten Teilchen, und entscheidet mit Hilfe eines Zufallszahlen-Generators, welche Wechselwirkungen auftreten. Damit sind detaillierte Aussagen über die Entwicklung des Schauers in Absorbern aus

beliebigen Materialien mit beliebiger Geometrie möglich. Allerdings benötigen diese Rechnungen je nach Komplexität der Materialien und der Geometrie erhebliche Rechenzeiten und Speicherkapazitäten.

Mit den in Abschnitt 2.1 eingeführten Größen Strahlungslänge X_0 und kritischer Energie ϵ kann man ein einfaches, materialunabhängiges Modell aufstellen, das Aussagen über das mittlere Verhalten eines Schauers ermöglicht und daher für einfache qualitative Überlegungen sehr nützlich ist.

2.2.1 Das materialunabhängige Schauermodell

Das Modell zerlegt den Schauer in zwei Phasen, die Teilchenproduktion und die Energiedeposition, die durch die kritische Energie voneinander getrennt werden. Tritt ein Photon mit der Energie E_0 in Materie ein, bildet es nach einer Strahlungslänge ein e^+e^- -Paar. Die Positronen und Elektronen geben nach einer Strahlungslänge durch Bremsstrahlung ein Photon ab, auf das sie ihre halbe Energie übertragen. Diese Photonen erzeugen nach jeweils einer weiteren Strahlungslänge wieder e^+e^- -Paare, die Positronen und Elektronen strahlen wieder ein Photon ab. Man erkennt leicht, daß sich nach jeder Strahlungslänge die Anzahl der Teilchen im Schauer verdoppelt und die Energie der Teilchen halbiert. Dies setzt sich solange fort, bis die Teilchen die kritische Energie erreicht haben. Bezeichnet man mit $t = x/X_0$ die Anzahl der zurückgelegten Strahlungslängen, erhält man für die Zahl N der Teilchen im Schauer

$$N(t) = q^t. \quad (2.6)$$

Der Faktor q bezeichnet eine Größe, um die sich Zahl der Schauerteilchen nach jeder Strahlungslänge erhöht [ROSS64]. In dem oben entworfenen Modell ist $q = 2$. Die Energie der einzelnen Teilchen beträgt

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 q^{-t}, \quad (2.7)$$

bis zum Erreichen der kritischen Energie legen die Teilchen den Weg

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon)}{\ln q} \quad (2.8)$$

zurück. Die Gesamtzahl der bis t_{max} erzeugten Teilchen ist E_0/ϵ . Nachdem die kritische Energie erreicht ist, werden keine neuen Teilchen mehr produziert, die Anzahl der Teilchen nimmt gemäß einem Absorptionsgesetz exponentiell ab. Für die integrierte Spurlänge S der Elektronen und Positronen erhält man nach [AMAL81]:

$$S = \frac{E_0}{\epsilon} \cdot X_0. \quad (2.9)$$

Folgende Schlüsse lassen sich aus diesem einfachen Modell ziehen:

- Die Anzahl der Teilchen im Schauer wächst exponentiell mit den zurückgelegten Strahlungslängen, ihre Gesamtzahl ist proportional zur Primärenergie des einfallenden Teilchens.
- Die Eindringtiefe des Schauers nimmt logarithmisch mit der Primärenergie des einfallenden Teilchens zu, wenn man zur Charakterisierung der zurückgelegten Weglänge die Strahlungslänge benutzt.

2.2.2 Longitudinale Schauerausdehnung

Das mittlere longitudinale Schauerprofil der Energiedeposition wird für homogene Materialien durch

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (2.10)$$

beschrieben [LONG75]. Das Maximum des Schauers liegt bei

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = 1.0 \cdot (\ln y + C_i) \quad i = e, \gamma \quad (2.11)$$

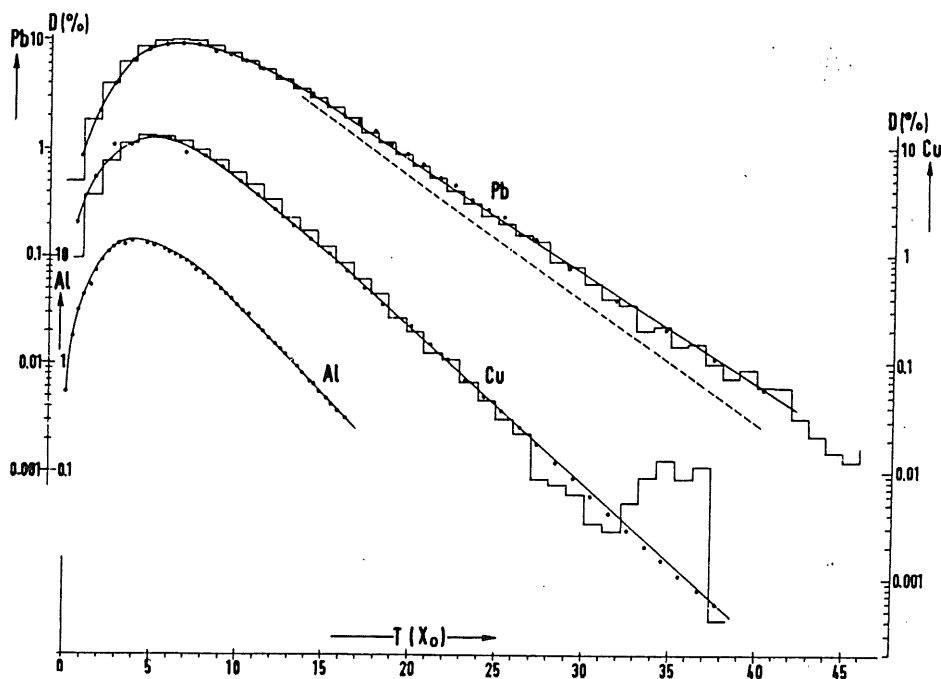


Abbildung 2.3: Longitudinale Verteilung des Energieverlustes dE/dt in einem elektromagnetischen Schauer, normiert auf die Energie $E_0 = 6 \text{ GeV}$ des einfallenden Elektrons. $t = x/X_0$ ist die Eindringtiefe x in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Messungen (Linie) und Monte-Carlo-Rechnung (Histogramm) nach [BATH70].

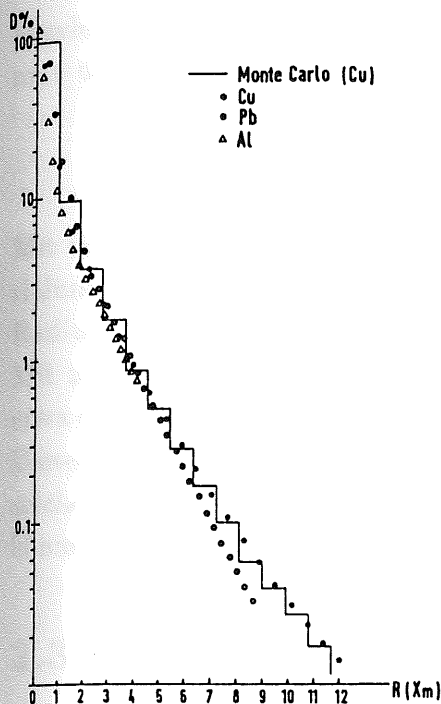


Abbildung 2.4: Verteilung des Energieverlustes $dE/d\alpha$ in zylinderförmigen Intervallen um die Schauerachse, normiert auf die Energie $E_0 = 6 \text{ GeV}$ des einfallenden Elektrons. $\alpha = R/R_M$ ist der dimensionslose Quotient aus radialem Abstand R und dem Molière-Radius R_M . Messungen (Punkte) und Rechnungen (Histogramm) nach [BATH70].

mit $y = E_0/c$, $C_e = -0.5$ für Elektronen-induzierte Schauer und $C_\gamma = +0.5$ für Photonen-induzierte Schauer. Die Parameter a und b hängen beide sowohl von der Energie der einfallenden Teilchen als auch von der Kernladungszahl des Absorbermaterials ab. Abbildung 2.3 zeigt die longitudinale Energiedeposition für verschiedene Materialien. Man erkennt, daß sich die longitudinale Entwicklung der Schauer in verschiedenen Materialien praktisch nicht unterscheidet.

2.2.3 Laterale Schauerausdehnung

Die laterale Ausdehnung des Schauers bestimmt hauptsächlich die Coulomb-Vielfachstreuung. Für die Teilchenerzeugungsprozesse Bremsstrahlung und Paarbildung ist der mittlere Winkel Θ , um den die Teilchen abgelenkt werden [BETH34],

$$\langle \Theta \rangle \propto \frac{m_e c^2}{E}, \quad (2.12)$$

und damit für hohe Teilchenenergien vernachlässigbar klein.

Ein Teilchen, daß eine Materieschicht der Dicke x durchläuft, wird nach der Molière-Theorie [MOLI48] durch Vielfachstreuung um den mittleren Winkel

$$\langle \Theta_M \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \cdot \left(\frac{x}{X_0} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

abgelenkt. Als charakteristische Größe für die laterale Schauerenausdehnung definiert man den *Molière-Radius* R_M :

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot \frac{X_0}{\epsilon} \simeq \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} \cdot X_0. \quad (2.14)$$

Mit Hilfe des Molière-Radius kann man die laterale Energiedeposition ebenfalls materialunabhängig darstellen. Abbildung 2.4 zeigt, daß innerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_M um die Schauerachse 90% der einfallenden Primärenergie deponiert werden. Mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse nimmt die Energiedeposition ab, nach etwa drei Molière-Radien sind 98% der Primärenergie im Material absorbiert worden. Dieses Verhalten erklärt sich durch die Ausbreitung niederenergetischer Photonen. Für solche Photonen ist der Absorptionskoeffizient der meisten Materialien klein, dadurch können sie im Vergleich zu den Elektronen eine relativ große Wegstrecke zurücklegen.

2.3 Grundlagen der Kalorimetrie

Die in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Prozesse der Teilchenproduktion und Teilchenabsorption bilden die Grundlage der Kalorimetrie. Ist ein Materieblock, in den das Primärteilchen eindringt, groß genug, um alle entstehenden Sekundärteilchen sowie das Primärteilchen selbst vollständig abzubremesen, so wird die gesamte kinetische Primärenergie in der Materie deponiert und letztlich in Wärmeenergie umgewandelt. Die hieraus resultierende Temperaturerhöhung hat jedoch selbst für höchstenergetische Teilchen einen so kleinen Wert, daß mit klassischen kalorimetrischen Methoden die Energie einzelner Teilchen unmöglich bestimmt werden kann. Während der Umwandlungsphase von kinetischer zu Wärmeenergie liegt aber ein Bruchteil der Energie in meßbarer Form, elektrischer Ladung aus Ionisation, oder als Cherenkov- oder Szintillationslicht vor. Ein Kalorimeter, mit dem man Teilchenenergien bestimmt, unterscheidet sich von einem simplen Materieblock grundsätzlich nur dadurch, daß dieses Licht oder die elektrische Ladung gemessen wird. Da oberhalb einer bestimmten Grenze das Verhältnis aus nachweisbarer und Gesamtenergie konstant ist, erhält man ein Signal, das proportional zur einfallenden Energie ist.

2.3.1 Kalorimeterarten

Kalorimeter kann man je nach ihrem Aufbau in zwei unterschiedliche Klassen einordnen, *homogene Kalorimeter* und *Sampling-Kalorimeter*.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Block Absorbermaterial, das gleichzeitig auch als Nachweismaterial dient. Beispiele sind Bleiglas-Cherenkov-Zähler, feste und flüssige Szintillatoren, bei denen die Intensität des erzeugten Lichtes ein Maß für die Schauerenergie ist. Die Energieauflösung wird durch Leckverluste und die Homogenität des Absorbermaterials begrenzt. Da die Strahlungslängen der Materialien

in solchen Kalorimetern typischerweise recht groß sind, benötigt man zur Absorption des gesamten Schauers sehr große Volumina. Für den Einsatz an Speicherringen, bei denen der gesamte Raumwinkel abgedeckt werden muß, sind homogene Kalorimeter daher wenig praktikabel.

Alternativen sind die Sampling-Kalorimeter, bei denen sich Absorberschichten mit hoher Kernladungszahl, z.B. Blei, Uran, Stahl mit Schichten des Nachweismaterials abwechseln. Als Nachweismaterial benutzt man Szintillatormaterial, oder die Nachweischichten werden als Ionisationskammern, die häufig mit flüssigem Argon gefüllt sind, betrieben. Bei dieser Art Kalorimeter mißt man nicht mehr den gesamten Schauer, für dessen Entwicklung die schweren Materialien verantwortlich sind, sondern die Energiedeposition wird in verschiedenen Absorbertiefen abgetastet (*sampling*). Neben den geringen Dimensionen liegen die Vorteile von Sampling-Kalorimetern in der Möglichkeit, gleichzeitig zur Energiemessung eine Ortmessung durchzuführen. Viele Auslesezellen unterteilen dazu das Nachweismaterial. Aus der Größe der Energiedeposition in den einzelnen Auslesezellen können die Schauerachse und damit der Eintrittsort und Einfallswinkel des Primärteilchens rekonstruiert werden [FABJ85].

2.3.2 Prinzip eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird nach dem Prinzip der Ionisationskammer betrieben. Dazu liegen die Konverterplatten abwechselnd auf Hochspannung und Erdpotential. Die durch Ionisationen der Schauerteilchen im Argon freigesetzten Elektronen wandern unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zur Anode, der Einfluß der positiven Ionen kann aufgrund ihrer geringen Mobilität vernachlässigt werden. Die Ladungsträger, die sich im elektrischen Feld bewegen, induzieren auf den Elektroden ein Signal, das über einen Koppelkondensator abgegriffen und in ladungsempfindlichen Vorverstärkern in einen Spannungspuls umgewandelt wird, dessen Höhe zur Anzahl der Ladungsträger im Kammervolumen proportional ist.

Für den effizienten Einsatz einer Ionisationskammer als Kalorimeter benötigt man

- eine hohe Driftgeschwindigkeit der Elektronen, um das Signal schnell auslesen zu können,
- geringe Rekombinationen an elektronegativen Verunreinigungen, die die Signalthöhe herabsetzen,
- eine hohe Dichte des Nachweismaterials, damit genügend Ladungspaare für ein auslesbares Signal erzeugt werden.

Diese Kriterien erfüllen flüssige Edelgasen, von denen Argon, das bei der Herstellung von Flüssigstickstoff aus Luft anfällt, am kostengünstigsten in der erforderlichen Reinheit zur Verfügung steht.

2.3.3 Energieauflösung eines Kalorimeters

Die physikalischen Prozesse der Schauerentwicklung sind statistischer Natur, so daß man auch für ein totalabsorbierendes Kalorimeter eine endliche Energieauflösung erhält. Da die Energie des einfallenden Primärteilchens proportional zur Zahl der erzeugten Teilchen ist, gilt für die relative Energieauflösung

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.15)$$

In einem Sampling-Kalorimeter wird nur ein Bruchteil der Teilchen nachgewiesen, die Energieauflösung verschlechtert sich. Ist N_0 die Anzahl aller erzeugten Teilchen, S die Gesamtpurlänge und D die Dicke der Auslezellen, so erhält man unter Verwendung von Gleichung (2.9) für die Zahl der nachgewiesenen Teilchen N

$$N = N_0 \frac{D}{S} = N_0 \frac{D \epsilon}{E X_0 F(z)}. \quad (2.16)$$

Für die Energieauflösung ergibt sich dann [AMAL81]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{D \epsilon}{E X_0 F(z)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.17)$$

Der Faktor $F(z)$ berücksichtigt, daß im Nachweismaterial ab einer Abschneide-Energie E_c ¹ keine Teilchen mehr registriert werden. Er wird nach [AMAL81] näherungsweise beschrieben zu

$$F(z) \simeq e^z \left[1 + z \ln \left(\frac{z}{1.526} \right) \right], \quad z = 4.58 \frac{A}{Z} \frac{E_c}{\epsilon}. \quad (2.18)$$

Zusätzlich verschlechtern noch *Landau-Fluktuationen* die Energieauflösung. Einflüsse durch Leckverluste auf die Energieauflösung kann man bei Sampling-Kalorimetern durch geeignete Dimensionierung vermeiden.

¹in Argon die mittlere Ionisationsenergie von $23.6_{-0.3}^{+0.5}$ eV [MIYA74]

Kapitel 3

Das FB2E-Kalorimeter

Das FB2E-Kalorimeter befindet sich im vorderen Radialbereich des H1-Detektors. Die genaue Lage im H1-Detektor ist in den Abbildungen 1.2 und 1.3 zu erkennen. Die Bezeichnung FB2E steht für **F**orward **B**arrel **2nd** **E**lectromagnetic, den zweiten elektromagnetischen Vorwärts-Kalorimeterring. Es dient zum Nachweis von Elektronen und Photonen aus der Elektron-Proton-Streuung im Wechselwirkungspunkt. Die zu messenden Teilchen fallen unter einem Polarwinkel von $19^\circ \leq \Theta \leq 26^\circ$ in das Kalorimeter ein, die minimale Einfallsenergie des primären Elektrons beträgt 0.43 GeV, da es sich aufgrund des Magnetfeldes von 1.2 Tesla auf einer schraubenförmigen Bahn bewegt.

Es handelt sich um ein Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeter, bei dem Bleiplatten als Konverter dienen. Der FB2E-Ring ist aus acht einzelnen, trapezförmigen Modulen aufgebaut und bildet ein regelmäßiges Achteck, so daß jedes Modul einen Azimutwinkel von $\phi = 45^\circ$ abdeckt.

3.1 Mechanischer Aufbau eines FB2E-Moduls

Ein FB2E-Modul besteht aus einem Stapel von 123 Platten, die durch Abstandshalter, *Spacer* genannt, 2.35 mm auseinandergehalten werden. Der Plattenstapel, Abbildung 3.3, wird von insgesamt neun Stahlstangen, die dazu dienen, die Kalorimeterplatten und die Spacer zu fixieren, durchdrungen. Eine Stahlkonstruktion umgibt den Plattenstapel und gewährleistet seine mechanische Stabilität. In den Zwischenräumen der einzelnen Platten, auch *Gaps* genannt, befindet sich das flüssige Argon. Abbildung 3.1 zeigt eine perspektivische Ansicht eines einzelnen Moduls. Das FB2E-Kalorimeter wird als Ionisationskammer betrieben. Die einzelnen Platten haben dadurch neben ihrer Konverterfunktion noch weitere Aufgaben¹. Sie sind als *Hochspannungsplatten*, kurz HVB von **H**igh-**V**oltage-**B**oard, und *Ausleseplatten*, kurz ROB von **R**ead-**O**ut-**B**oard, konstruiert und alternierend angeordnet. Als Auslezelle wird je eine halbe Hochspannungs- und Ausleseplatte mit dazwischenliegender Flüssigargonschicht be-

¹siehe Abschnitt 2.3.2

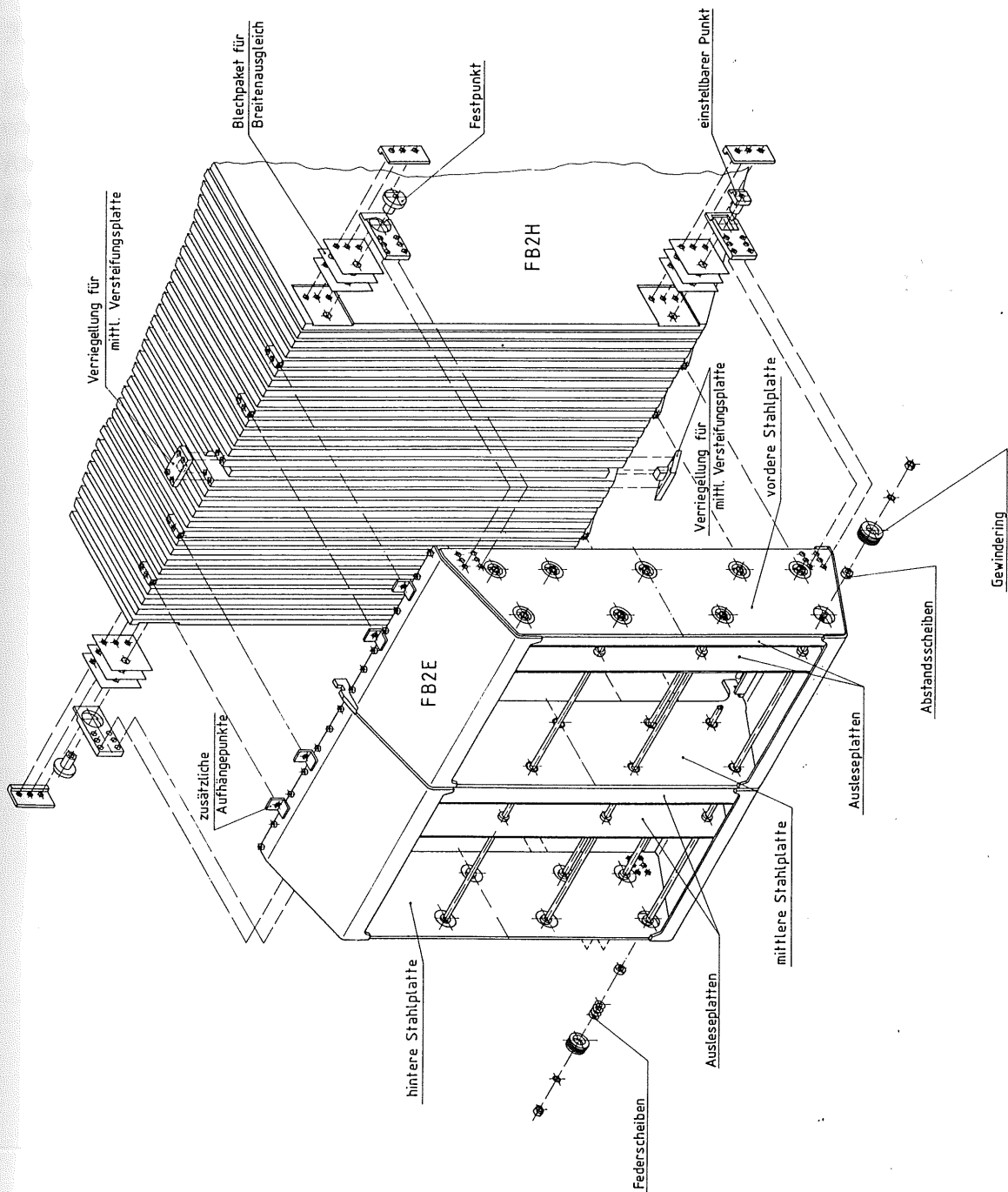


Abbildung 3.1: Perspektivische Darstellung eines FB2E-Moduls

zeichnet. Die Geometrie und Ausmaße der Kalorimeterplatten sind in Abbildung 3.4 anhand einer Ausleseplatte dargestellt.

3.1.1 Schichtaufbau der Kalorimeterplatten

Bis auf 6 Hochspannungsplatten und 3 Ausleseplatten, auf die in Abschnitt 3.1.3 näher eingegangen wird, bestehen die Platten aus einem ca. 2.4 mm dicken Kern einer Blei-Antimon-Legierung, auf die mittels eines Spezialklebers, *Prepreg*, eine beidseitig mit Kupfer beschichtete *G10*-Platte² aufgeklebt wird. Auf die Hochspannungsplatten wird

²G10 ist die handelsübliche Bezeichnung für eine Mischung aus Glasfaser und Epoxydharz, die als Platinenträgermaterial verwendet wird.

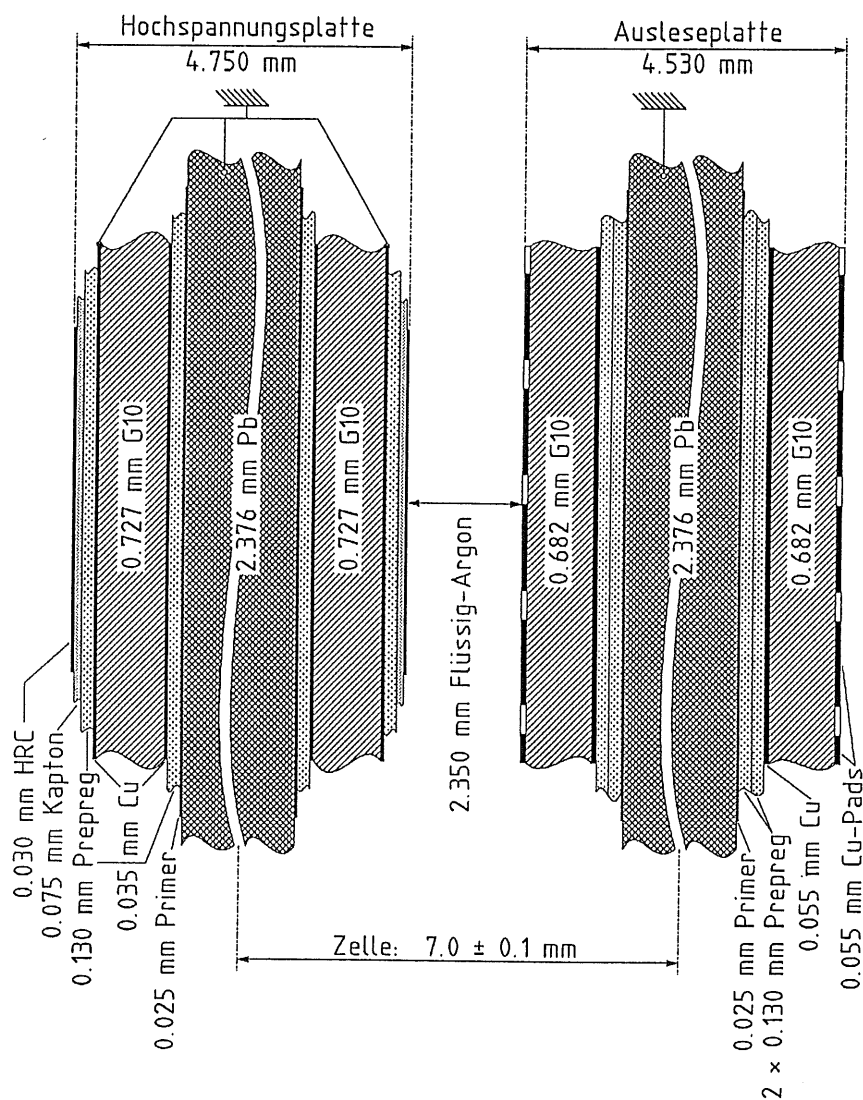


Abbildung 3.2: Aufbau und Schichtstruktur einer Auslesezone im FB2E-Kalorimeter

mit einer weiteren Schicht Prepreg eine Polyamidfolie, *Kapton*, aufgeklebt, die mit einer Ruß-Epoxydharz-Mischung beschichtet ist. Diese Ruß-Epoxydharz-Mischung stellt eine Hochwiderstandsschicht kurz HRC von *High-Resistive-Coating*, dar, an der die Hochspannung von $U = 2500 \text{ V}$ anliegt. Das HRC gewährleistet die Sicherheit bei Kurzschlüssen und eine hohe Übersprechdämpfung zwischen den einzelnen Auslesekanälen [KALL90]. Die hochspannungsfeste Kaptonfolie isoliert das HRC gegenüber der auf Erdpotential liegenden Kupferschicht. Die Ausleseplatten sind nicht weiter beschichtet, zum Ausgleich der Dicke werden zum Verkleben der G10-Platten zwei Lagen Prepreg verwendet. Der Schichtaufbau einer Auslezelle ist in Abbildung 3.2 dargestellt, Tabelle 3.1 enthält die mechanischen Parameter der einzelnen Schichten. *Primer* ist eine Kunstharzbeschichtung, die in Verbindung mit einer Aufrauung der Bleiplatte zur besseren Haftung des Prepregs dient.

Hochspannungsplatte

Material	Dichte ρ (g/cm ³)	Schicht- dicke (μm)	Anzahl der Schichten	Beitrag zur Plattendicke (μm)
PbSb _{mix}	11.16	2376	1	2376
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				4750

Ausleseplatte

Material	Dichte ρ (g/cm ³)	Schicht- dicke (μm)	Anzahl der Schichten	Beitrag zur Plattendicke (μm)
PbSb _{mix}	11.16	2376	1	2376
Primer	2.0	25	2	50
Prepreg	1.7	130	4	520
Kupfer	8.96	55	4	220
G10	1.55	682	2	1364
Summe				4530

Tabelle 3.1: Aufbau der Hochspannungs- und Ausleseplatten [KURZ91]

3.1.2 Die mechanische Stützkonstruktion

Um die mechanische Stabilität eines FB2E-Moduls zu gewährleisten, sind die Kalorimeterplatten in einer Stahlkonstruktion angeordnet. Diese besteht aus drei 6 mm dicken Stahlplatten, die die gleiche Trapezform wie die Hochspannungs- und Ausleseplatten haben. Zwei dieser Platten bilden den Abschluß des Plattenstapels auf jeder Seite, die dritte ist etwa in der Mitte zur Stabilisierung angeordnet. Die drei Platten sind mit einer, an den Schrägseiten des Trapezes bündig anliegenden Stahlwand verschweißt. An dieser Stahlkonstruktion befinden sich die Halterungen, mit denen die Module an die hadronischen Kalorimeter FB2H angekoppelt werden. Weitere Details der Stützkonstruktion sind in Abbildung 3.1 zu erkennen.

3.1.3 Der Presampler und die Spezialplatten

Bevor die zu messenden Teilchen ein FB2E-Modul erreichen, durchdringen sie auf ihrem Weg vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter Materie und deponieren dabei Energie. Bei der Materie handelt es sich im wesentlichen um die Kryostatwand und die inneren Detektorkomponenten. Um diesen Energieverlust auszugleichen, reicht der Bleikern der Platten an der kurzen Seite des Trapezes nicht bis auf 4 mm an den Rand, sondern endet 24 mm davor. In dem Zwischenraum befindet sich ein Streifen aus G10 sowie Epoxydharz. Dadurch dient dieser Teil nur der Ladungssammlung, denn die Strahlungslängen der restlichen Plattenschichten sind so groß, daß die Teilchen kaum zusätzlich aufschauern. Da dieser Teil des Kalorimeters die vor dem Eintritt in das Kalorimeter entstandene Ladung mißt, trägt er die Bezeichnung *Presampler*. Die Höhe des Presamplers wurde auf eine effektive Strahlungslänge des inaktiven Vormaterials von $X_0 = 2.0$ bei einem Einfallswinkel der Teilchen von $\Theta = 24^\circ$ optimiert [BORR87]. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß mit diesem Presampler die Abweichungen von der Linearität für Teilchenenergien bis zu einer unteren Grenze von 2 GeV kleiner als 1% sind. Liest man das Signal des Presamplers getrennt vom restlichen Signal des Kalorimeters aus, kann durch eine nachträgliche Korrektur [LENH89] eine Linearität des Signals bis zu unteren Teilchenenergien von 500 MeV erreicht werden.

Dieses Prinzip, bereits vorhandenes, inaktives Absorbermaterial dadurch zu kompensieren, daß der Bleikern der Kalorimeterplatten durch weniger absorbierendes Material ersetzt wird, benutzt man auch bei den drei Stahlplatten und den Stahlstangen. Die Kompensation der Stahlstangen wird hier nicht näher beschrieben, da die Stangen in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt wurden. Der Kompensationsmechanismus der Stahlstangen wird in [LENH89] eingehend beschrieben. Um die Stahlplatten zu kompensieren, wurden insgesamt 9 Kalorimeterplatten durch Spezialplatten, bei denen die Bleikerne durch G10-Material ausgetauscht sind, ersetzt. Dabei handelt es sich um die den Plattenstapel abschließenden Hochspannungsplatten und um die jeweils erste auf eine Stahlplatte folgende Ausleseplatte [BORR87]. Die abschließenden Hochspannungsplatten sind nur einseitig mit Kapton und HRC beschichtet, diese

HV/2

Material	Dichte ρ (g/cm ³)	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	2	75
HRC	1.2	30	2	30
Summe				2365

Ausleseplatte ohne Blei

Material	Dichte ρ (g/cm ³)	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 3.2: Aufbau der Spezialplatten ohne Bleikern des FB2E-Moduls [KURZ91]

halben Hochspannungsplatten werden im folgenden auch HV/2 genannt. Die speziellen Ausleseplatten werden als *Ausleseplatte ohne Blei* oder kurz als ROB-NOP von Read-Out-Board no Pb bezeichnet. Vor der ersten Stahlplatte befindet sich in dem Zwischenraum der Kalorimeter FB1E und FB2E³ zusätzlich die Kombination HV/2—Gap—ROB—NOP—Gap—HV/2. Sie dient dazu, den Energieverlust von Teilchen, die durch die Endplatte des FB1E-Kalorimeters in das FB2E-Kalorimeter eintreten, zu kompensieren. Aufgrund ihrer Position außerhalb der Stahlkonstruktion, nennt man diese Ausleseeinheit *Independent-Readout-Board*, IRB. Die zwischen den abschließenden halben Hochspannungsplatten und den Stahlplatten auftretenden Freiräume sind mit flüssigem Argon gefüllt, das inaktives Material darstellt, da es nicht ausgelesen wird. Sie tragen auch die Bezeichnung *Clearance*. Tabelle 3.2 enthält die mechanischen Parameter der Spezialplatten, in Tabelle 3.3 ist die Anzahl der verschiedenen

³Diesen Zwischenraum nennt man auch *z-Crack*

Platte, Schicht	Dicke (mm)	Anzahl	totale Dicke (mm)
HVB	4.750	57	270.75
ROB	4.530	57	258.21
HV/2	2.365	6	14.19
ROB-NOP	2.901	3	8.70
Stahl	6.0	3	18.00
Gap	2.350	120	282.00
Clearance vorn, hinten	4.7	2	9.4
Clearance IRB, Mittelplatte	2.350	3	7.05
			Σ 868.30

Tabelle 3.3: Anzahl und Dicken der Kalorimeterplatten und Flüssigargonschichten in einem FB2E-Modul

Platten innerhalb eines Moduls mit ihren zugehörigen Dicken aufgeführt, Abbildung 3.3 verdeutlicht die Anordnung der einzelnen Platten.

3.1.4 Die Segmentierung der Auslesezellen

Um die geforderte Ortsmessung zu ermöglichen, ist die Kupferoberfläche der Ausleseplatten in insgesamt 64 einzelne Segmente, *Pads*, eingeteilt, die unabhängig voneinander ausgelesen werden. In Abbildung 3.4 ist die Segmentierung einer Ausleseplatte dargestellt. In x -Richtung ist die Kupferoberfläche in 16 äquidistante Pads eingeteilt, in y -Richtung gibt es 4 Reihen unterschiedlich hoher Pads, sie werden im folgenden als Θ -Lagen bezeichnet.

Θ -Lage	Padhöhe dy (cm)
0 ^a	2
1	4
2	6
3	12

Tabelle 3.4: Einteilung der Θ -Lagen im Kalorimeter FB2E

^agemäß Konvention wird von 0 aufwärts gezählt

Die Θ -Lage 0 deckt genau den bleilosen Teil der Ausleseplatte ab, dadurch ist die unabhängige Auslese des Presamplers möglich.

Um die Anzahl der elektronischen Kanäle zu begrenzen, sind die in z -Richtung hintereinander liegenden Auslesesegmente der insgesamt 120 Flüssigargonschichten zu 8 z -Segmenten zusammengefaßt. Alle Auslesesegmente eines z -Segments werden mit einer gemeinsamen Signalleitung ausgelesen und stellen einen elektronischen Kanal dar.

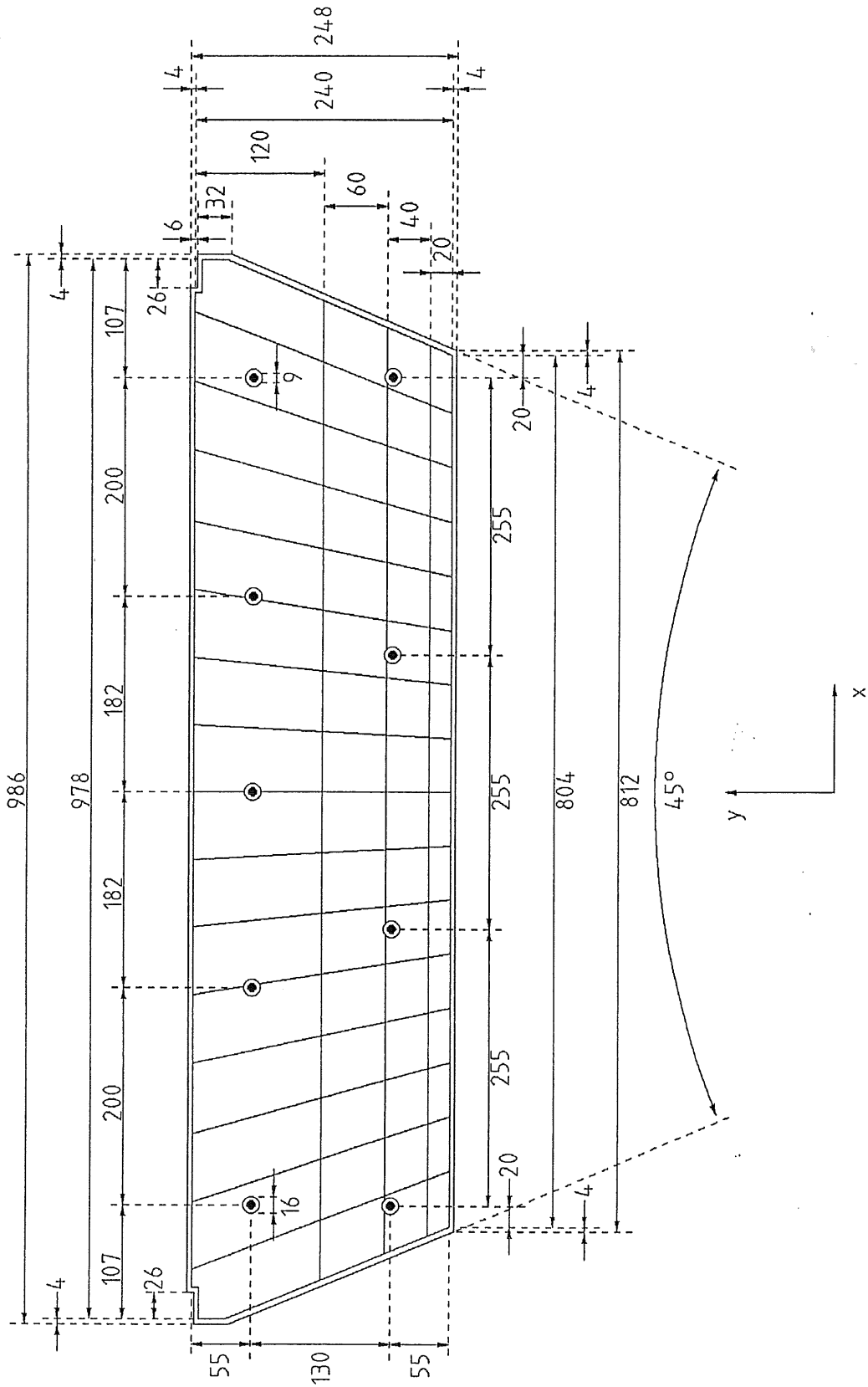


Abbildung 3.4: Äußere Abmessungen und Padeinteilung einer Ausleseplatte des FB2E

Pro Modul ergeben sich $16 \cdot 4 \cdot 8 = 512$ Kanäle. In Tabelle 3.5 ist die Zuordnung der einzelnen Flüssigargonschichten zu den entsprechenden z -Segmenten aufgeführt.

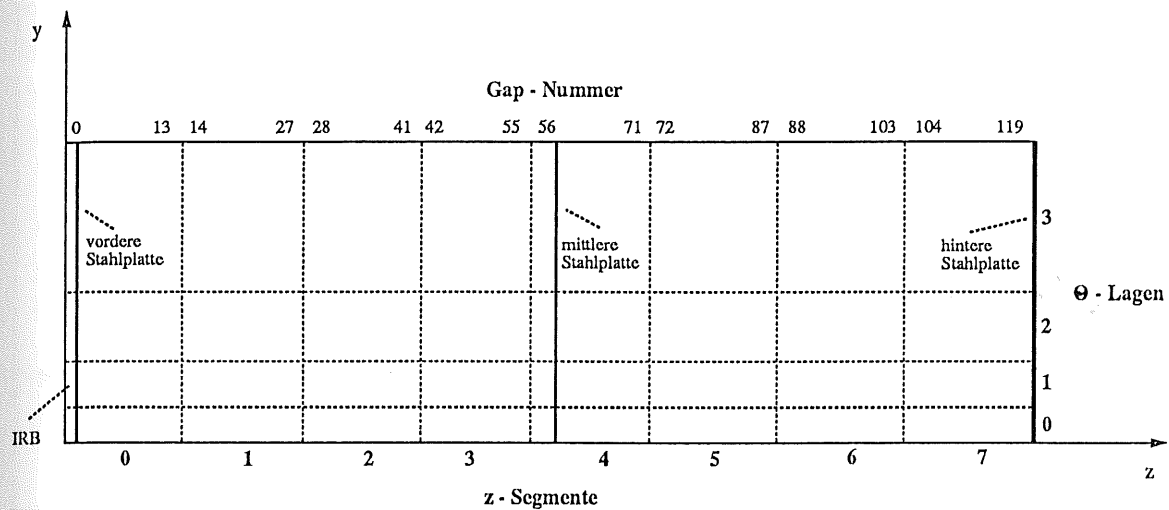


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Segmentierung eines FB2E-Moduls

z -Segment	# Gap	Gap-Anzahl
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 3.5: Aufteilung der Gaps in z -Segmente

3.2 Physikalische Eigenschaften

In Tabelle 3.6 sind die physikalischen Eigenschaften der Materialien, die in einem FB2E-Modul verwendet werden, zusammengefasst. Die mit $G10_{\text{mix}}$ bezeichneten Materialien sind Mischungen aus G10, Kupfer, Prepreg, Kapton, HRC und Primer, die in dem Simulationsprogramm verwendet wurden. Ihre Zusammensetzung ist abhängig von der Schichtdicke der einzelnen Materialien jeder Plattensorte. Kalorimeterzelle bezeichnet den Teil einer Auslesezone, in dem die Platten einen Bleikern enthalten. Die Presamplerzelle ist die entsprechende Zelle im Bereich des Presamplers, in dem die Kalorimeterplatten keinen Bleikern enthalten. Die Daten stammen zum Teil aus dem

Material	Dichte ($\frac{g}{cm^3}$)	$\left. \frac{dE}{dx} \right _{min}$ ($\frac{MeV}{cm}$)	X_0 (cm)	ϵ (MeV)	R_m (cm)
fl. Argon	1.4	2.11	14.0	29.6	9.93
PbSb _{mix}	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
Aluminium	2.7	4.37	8.89	38.9	4.81
G10 _{mix} HVB	2.01	3.52	11.3	39.9	5.97
G10 _{mix} ROB	2.35	3.99	8.48	22.8	5.26
G10 _{mix} HV/2	1.77	2.86	15.2	43.4	7.34
G10 _{mix} ROB-NOP	2.32	3.95	8.83	34.9	5.32
Kalorimeterzelle	4.97	6.20	1.53	9.5	3.39
Presamplerzelle	1.68	2.77	12.9	35.8	7.58

Tabelle 3.6: Physikalische Eigenschaften der Materialien eines FB2E-Moduls. Die Daten stammen aus dem verwendeten Simulationsprogramm und aus [RPP-90, KOLA90].

verwendeten Simulationsprogramm bzw. wurden mit Hilfe der Formeln

$$\frac{1}{X_0} = \sum_{i=1}^n w_i \frac{1}{X_{0i}} \quad \text{mit } w_i = d_i/d_{gesamt} \quad (3.1)$$

$$\rho = \sum_{i=1}^n w_i \rho_i \quad (3.2)$$

$$\left\langle \left. \frac{dE}{dx} \right|_{min} \right\rangle = \sum_{i=1}^n w_i \left. \frac{dE}{dx} \right|_{min, i} \quad (3.3)$$

und

$$\epsilon = \left\langle \left. \frac{dE}{dx} \right|_{min} \right\rangle \cdot X_0 \quad R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} \cdot X_0 \quad (3.4)$$

berechnet.

3.3 Messung mechanischer Detektorkomponenten

Produktionsbedingt ist es nicht möglich, die Kalorimeterplatten in einem Modul exakt planparallel auf einen Abstand von $d = 2350 \mu\text{m}$ auszurichten. Dadurch ergeben sich

Unregelmäßigkeiten in der Dicke der Flüssigargonschicht. Diese Variationen werden im wesentlichen durch Unregelmäßigkeiten in der Dicke der einzelnen Platten verursacht. Aus Untersuchungen [H1-86, BORR87] läßt sich ableiten, daß systematische Variationen in der Dicke der Flüssigargonschicht von $\sigma_d \approx 50 \mu\text{m}$ zu systematischen Fehlern in der Energiemessung von etwa 1% führen. Daher ist es notwendig, die Dicken der einzelnen Kalorimeterplatten und auch deren Abstände in einem Modul genau zu kennen, um diese Variationen bei der Datenauswertung berücksichtigen zu können.

In den folgenden Abschnitten werden die Verfahren, die an der Universität Dortmund zur Messung der Plattendicken und Plattenabstände eines FB2E-Moduls entwickelt und eingesetzt wurden, kurz erläutert, da die vorliegende Arbeit auf den Daten dieser Messungen basiert.

3.3.1 Messung der Dicken der Hochspannungs- und Ausleseplatten

Die Dicken der Kalorimeterplatten der FB2E-Module wurden mit drei verschiedenen Methoden bestimmt [H1D005]:

- (a) Bei 276 Hochspannungsplatten und 215 Ausleseplatten wurden die Dicken an sechs Punkten pro Platte gemessen. Die Platten wurden auf eine glatte Oberfläche gepreßt und an den in Abbildung 3.6 angegebenen Punkten mit einer digitalen Meßuhr⁴ vermessen. Die Auflösung der Messung betrug $1 \mu\text{m}$.

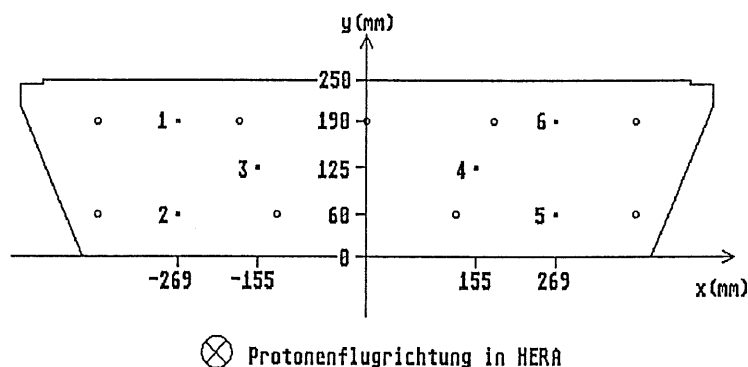


Abbildung 3.6: Lage der Meßpunkte der Dickenmessung bei Methode (a) [H1D005]

- (b) Neun Punkte sind mit einer Mikrometerschraube an den Rändern einer Platte gemessen worden. Diese Methode wurde ausschließlich für zwölf Platten ohne Bleikern angewendet. Die Lage der Meßpunkte ist in Abbildung 3.7 zu erkennen.

⁴Mitutoyo IDC 543

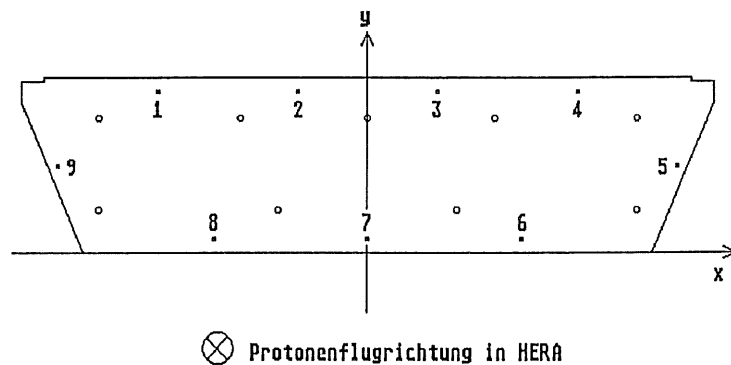


Abbildung 3.7: Lage der Meßpunkte der Dickenmessung bei Methode (b) [H1D005]

- (c) Die Dicken der restlichen Platten wurden mit einer eigens dafür konstruierten Apparatur bestimmt. Mit dieser *Dickenmeßapparatur*, die in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt ist, wurde die Dicke der Ausleseplatten an 92 Punkten, die der bleikernlosen und Hochspannungsplatten an 96 Punkten gemessen. Dazu wurden die zu messenden Platten auf eine polierte Steinplatte gelegt, deren Oberfläche

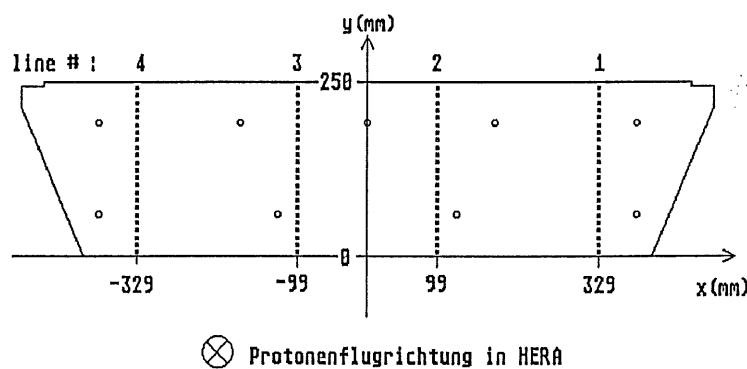


Abbildung 3.8: Lage der Meßpunkte der Dickenmessung bei Methode (c) [H1D005]

innerhalb $3 \mu\text{m}$ eben ist. Mit vier an einem Rahmen angebrachten Meßuhren vom gleichen Typ der Methode (a) kann die Dicke der Platte an vier Punkten gleichzeitig ermittelt werden. Die Platten werden mit Andruckstempeln, die um die Meßfühler herum angebracht sind, mit einer Kraft von 140 N gegen die Steinplatte gepreßt. Die Meßuhren übergeben ihre Meßdaten über ein Interface direkt an einen Rechner. Jede Platte wurde in y -Richtung unter den Meßuhren durchgeschoben, dabei wurden in Abständen von 1 cm Meßdaten aufgenommen. Die Genauigkeit der bestimmten Plattendicke beträgt mit dieser Methode $3 \mu\text{m}$. Insgesamt 326 Hochspannungsplatten, 394 Ausleseplatten, 59 HV/2 und 30 ROBNOP wurden mit dieser Methode gemessen. In Abbildung 3.8 ist die Lage der Meßpunkte auf einer Platte dargestellt.

Die Diagramme in Abbildung 3.10 zeigen die mittleren Plattendicken an den vier Reihen der Meßpunkte der Methode (c) getrennt für die verschiedenen Plattensorten [H1DO05]. Man erkennt, daß die Plattendicke in y -Richtung systematisch variiert, und daß eine Abhängigkeit der Plattendicke von der x -Koordinate nur in geringem Maße vorhanden ist. Die Messungen der Dicke einzelner, unverklebter G10- und Bleiplatten ergab eine Variation von unter $10\text{--}20\ \mu\text{m}$ über die gesamte Oberfläche. Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß die Dickenvariationen der verklebten Platten von einer ungleichmäßigen Verteilung des als Kleber verwendeten Prepregs verursacht wird. Um die einzelnen Schichten einer Kalorimeterplatte dauerhaft zu verbinden, werden die fertigen Platten unter hohem Druck bei $130\text{ }^\circ\text{C}$ gepreßt. Dabei verflüssigt sich das im Prepreg enthaltene Epoxydharz und tritt an den Rändern aus den Platten aus. Dadurch verbleibt in der Mitte der Platten mehr Epoxydharz, woraus die größere Dicke dieser Plattenteile folgt. In x -Richtung sind die Platten nur relativ weit von den Rändern entfernt vermessen worden. Eine mögliche Variation in der Dicke ist daher an den Meßdaten kaum zu erkennen. An den Meßpunkten $y = 1\text{ cm}$ und $y = 2\text{ cm}$ liegt der Bereich des Presamplers. Da die Platten hier keinen Bleikern besitzen, ist ihre mechanische Festigkeit an diesen Punkten gering. Die Platten werden durch den Druck den Andruckstempel zusammengepreßt, so daß diese Meßpunkte keine Aussagekraft haben und für weitere Analysen unberücksichtigt bleiben.

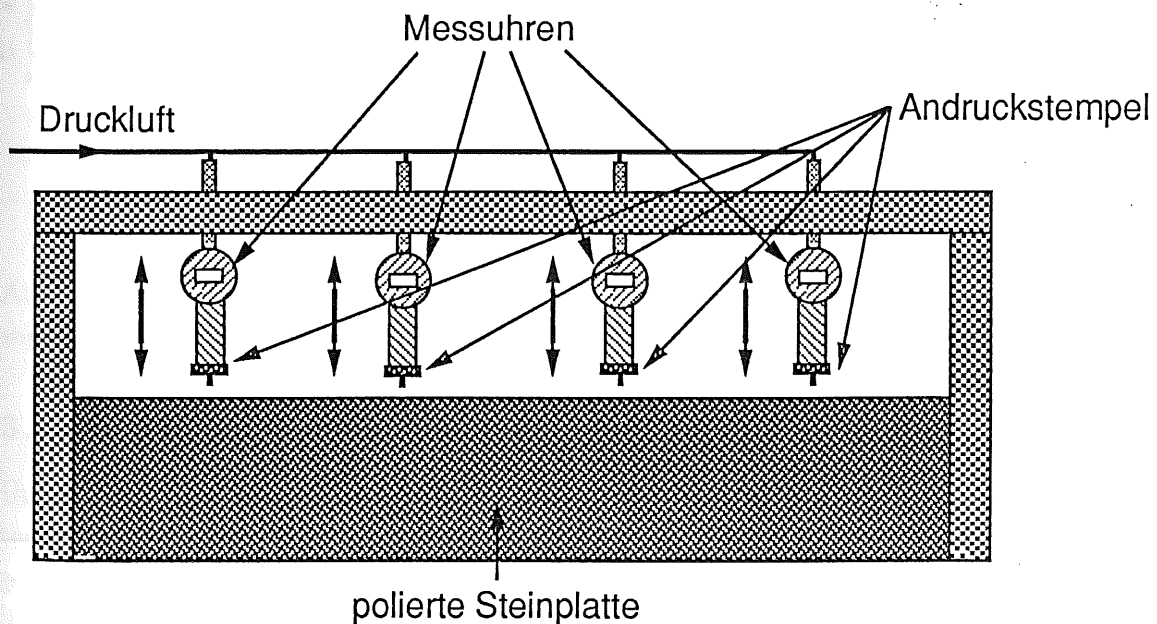


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Dickenmeßapparatur

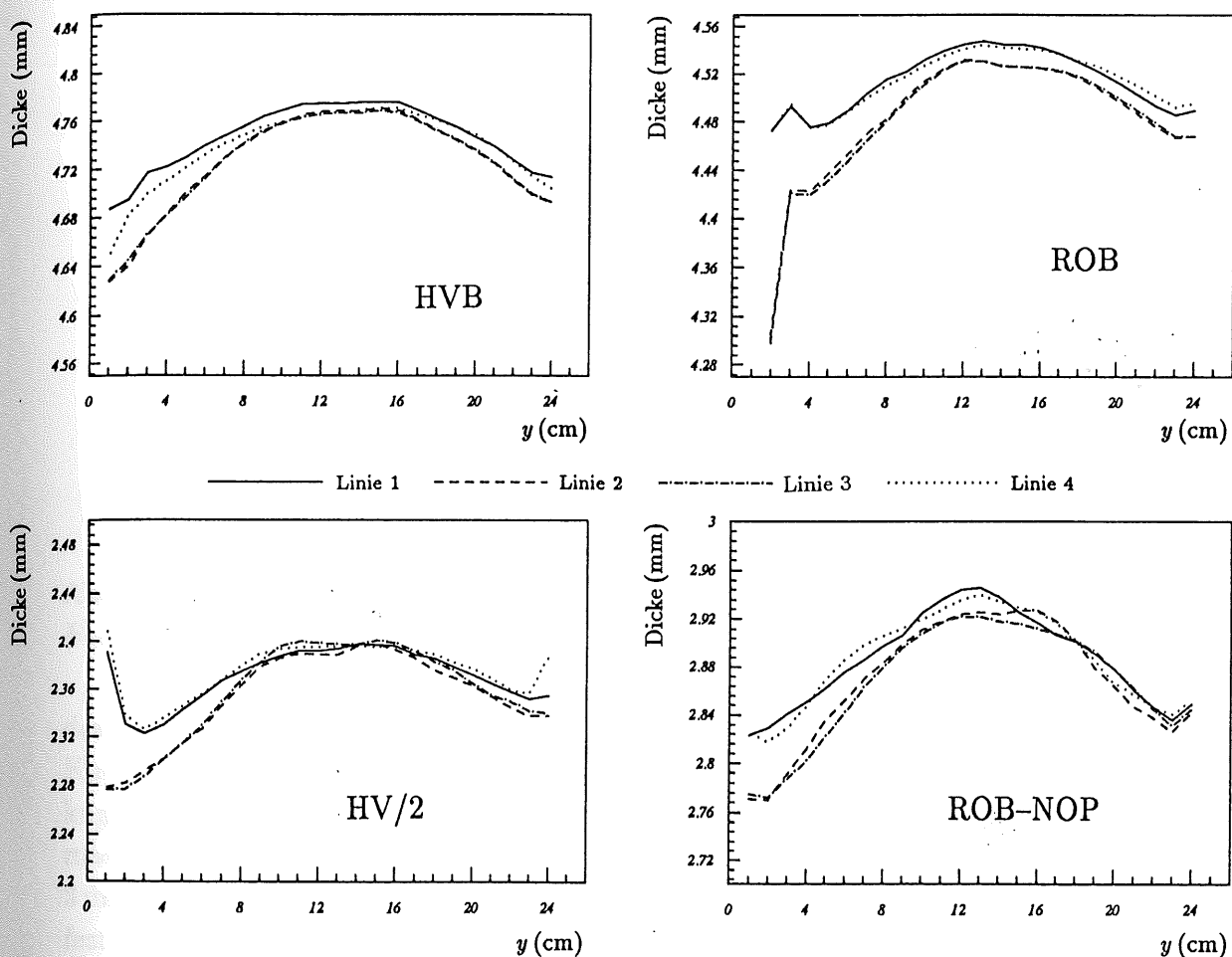


Abbildung 3.10: Mittlere Dickenvariation der Kalorimeterplatten in y -Richtung gemessen nach Methode (c) [H1DO05]

3.3.2 Messung der Kalorimeterplattenabstände

Unabhängig von der Messung der Plattendicken wurden die Abstände der Kalorimeterplatten, im folgenden *Gapweiten* genannt, der fertiggestellten Kalorimetermoduln gemessen. Für diese Messungen wurde eine eigenständige Gapmeßapparatur entwickelt [H1DO06]. Die Messungen wurden mit Dehnungsmeßstreifen durchgeführt, deren elektrischer Widerstand proportional zur Länge ihrer Leiterbahnen variiert. Der Meßkopf der Gapmeßapparatur, in Abbildung 3.11 schematisch dargestellt, besteht aus zwei Kupferfedern, auf die auf beiden Seiten ein Dehnungsmeßstreifen aufgeklebt ist. Die Kupferfedern sind auf einem G10-Rahmen aufgeklebt. Die Federn werden je nach Gapweite unterschiedlich stark zusammengedrückt. Die von den Dehnungsmeßstreifen gemessene Durchbiegung der Federn ist damit ein Maß für die Gapweite. Zum Schutz

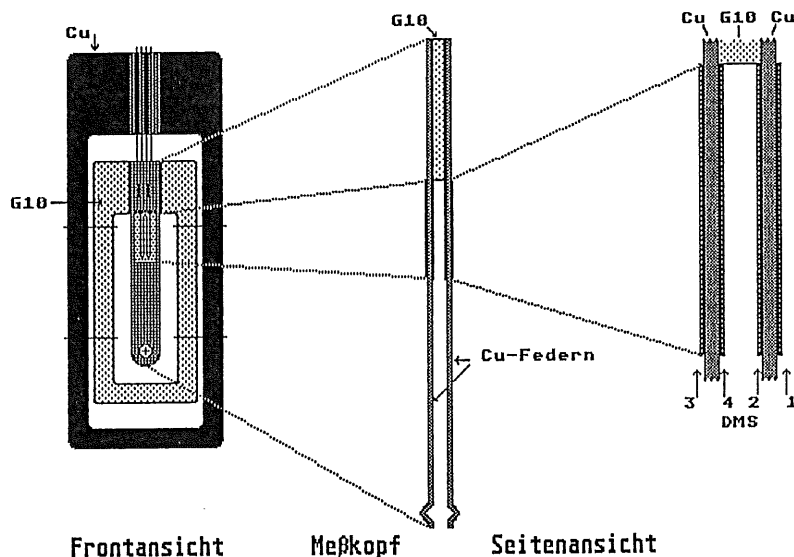


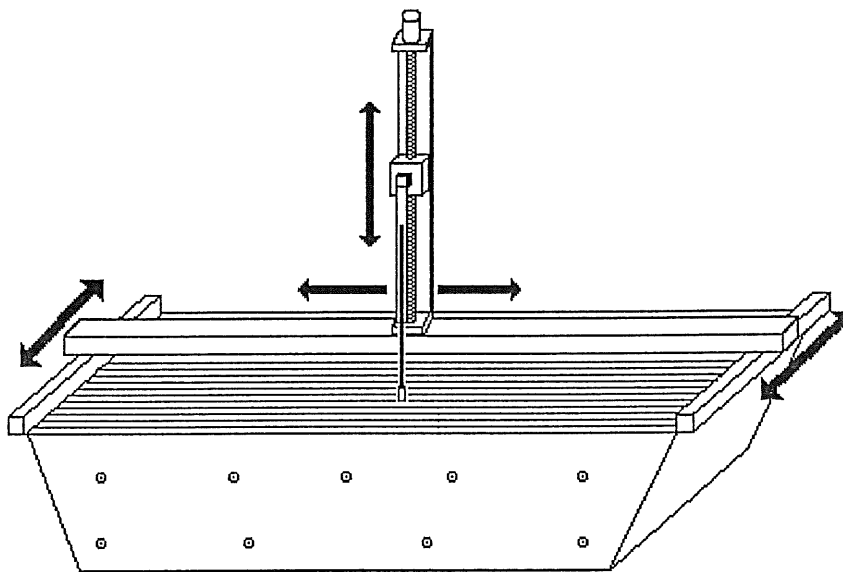
Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Meßkopfes der Gapmeßapparatur zur Bestimmung der Gapweiten [H1DO06]

des empfindlichen Meßkopfes ist der G10-Rahmen mit den Kupferfedern von einem Kupferrahmen umgeben. Am Ende der Kupferfedern befindet sich jeweils eine halbkugelförmige Erhebung, wodurch die Position des Meßkopfes exakt definiert ist. Die maximale Gapweite, die mit einem Meßkopf bestimmt werden kann, beträgt mehr als 3 mm. Die Dicke des äußeren Kupferrahmens legt die minimale, meßbare Gapweite fest. Sie liegt bei 2 mm. Die vier Dehnungsmessstreifen sind zu einer Wheatstone'schen Brücke verschaltet, deren Brückenspannung nach Abgleich proportional zur Gapweite ist [BORR87].

Der Meßkopf befindet sich am Ende eines elastischen Stahllineals, das mit Hilfe einer Spindel, die von einem Schrittmotor angetrieben wird, vertikal bewegt werden kann. Dadurch kann der Meßkopf in y -Richtung bis auf 1 mm exakt positioniert werden. Die gesamte Konstruktion ist auf ein Schienensystem montiert, so daß der Meßkopf in der x - und z -Richtung frei beweglich ist. Eine schematische Darstellung der gesamten Apparatur zeigt Abbildung 3.12.

Der Meßkopf kann vor und während der Messung mit Hilfe eines Eichgaps, dessen Weiten an festgelegten Punkten bekannt sind, kalibriert werden [H1DO06]. Die erreichbare Genauigkeit der Messung liegt bei $10 \mu\text{m}$. Abbildung 3.13 zeigt anhand einer Ausleseplatte die Lage der gemessenen Linien in den Gaps der FB2E-Module. Entlang jeder Linie wurde im Abstand von 10 mm ein Meßpunkt aufgenommen. Abbildung 3.14 zeigt eine typische Verteilung der Meßwerte für ein einzelnes Gap. Man erkennt, daß die Gaps in y -Richtung zur Mitte hin dünner werden, was auf die an diesen Stellen dickeren Platten⁵ zurückgeführt werden kann.

⁵siehe Abschnitt 3.3.1



Meßaufbau

Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Gapmeßapparatur [H1D006]

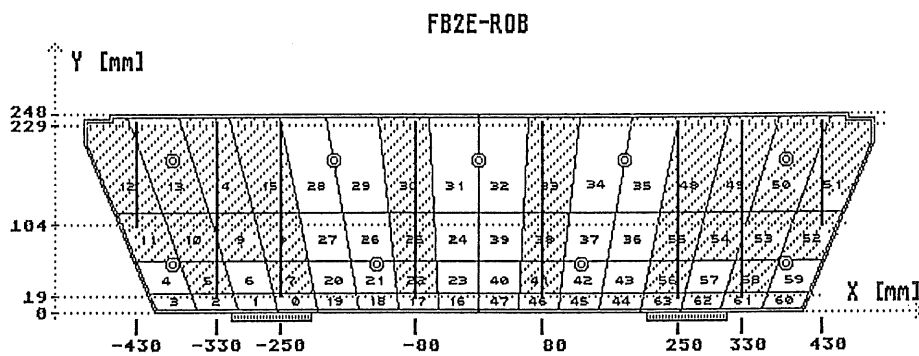


Abbildung 3.13: Lage der Meßlinien bei der Gapmessung. Diejenigen Pads, auf denen mindestens 1 Meßpunkt liegt, sind schraffiert dargestellt [H1D006].

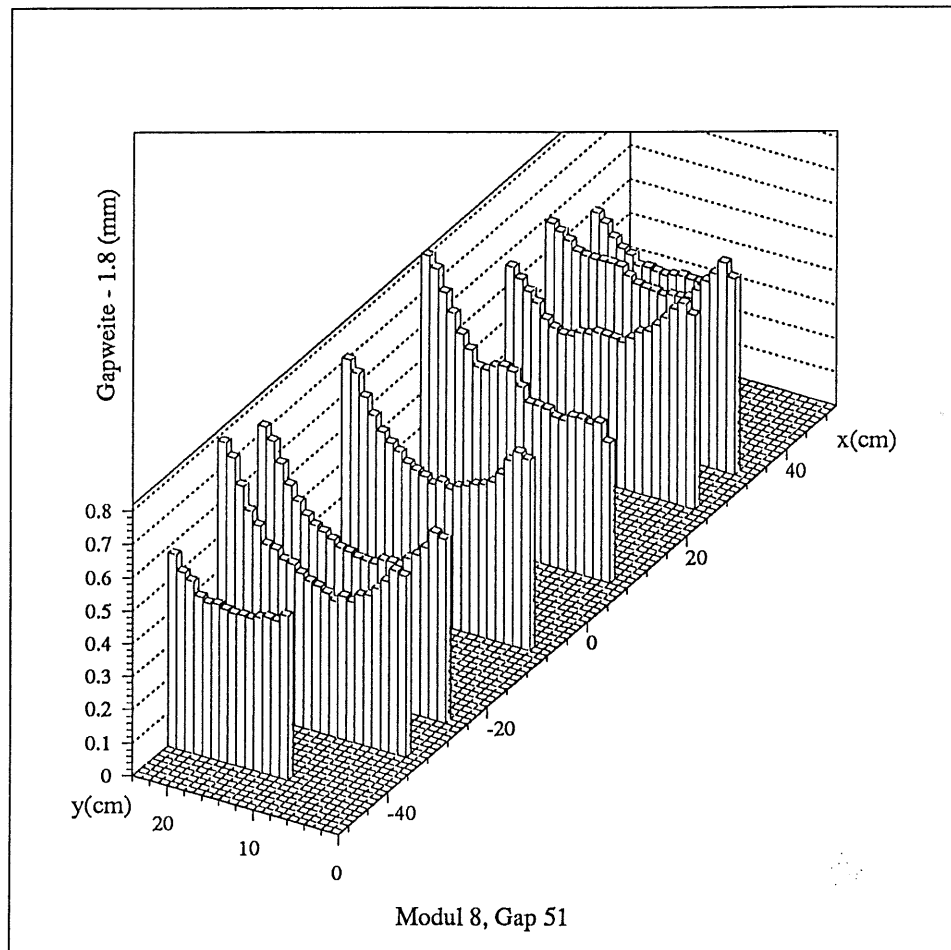


Abbildung 3.14: Meßergebnisse der Gapmessung für Gap 51 des FB2E-Moduls 8 [KURZ91].

3.4 Rekonstruktion der Plattendicken und Gapweiten durch Spline-Approximationen

Die in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Verfahren zur Messung der Platten- und Gapweiten liefern nur diskrete Werte an fest vorgegebenen Punkten. Um eingehende Analysen durch Monte-Carlo-Simulationen zu ermöglichen, und Korrekturfaktoren zu bestimmen, ist es notwendig, detaillierte Informationen über die Schichtdicken an jedem beliebigen Punkt eines Kalorimetermoduls zu besitzen. Die Schichtdicken können mit Hilfe von kubischen Spline-Funktionen fast über den gesamten Bereich einer Platte bzw. eines Gaps kontinuierlich rekonstruiert werden. Das dazu notwendige mathematische Verfahren ist sehr aufwendig, daher soll es hier nur in Grundzügen skizziert werden⁶.

⁶Zur Entwicklung der mathematischen Verfahren und Anpassung der Funktionen an die Meßwerte siehe [KURZ91].

An die Rekonstruktion der Schichtdicken werden die folgenden Anforderungen gestellt:

- Das Verfahren muß für jeden beliebigen Punkt einer Schicht einen Wert liefern.
- Die Dicke einer Schicht und deren erste Ableitung sind über ihren gesamten Bereich stetig. Die rekonstruierten Schichtdicken sollten daher ebenfalls stetig und differenzierbar sein.
- Die Methode sollte eine glättende Wirkung haben, um geringe lokale Störungen, z. B. durch einen Höcker in der Kupferoberfläche der Ausleseplatten, auszugleichen.
- Das Ergebnis der Rekonstruktion sollte eine analytisch berechenbare Funktion mit möglichst wenigen Rechenoperationen sein. So benötigt z. B. eine Monte-Carlo-Simulation eines einzelnen elektromagnetischen 30 GeV Schauers in einem Sampling-Kalorimeter bis zu 300000 mal die Information über die aktuelle Schichtdicke. Eine Methode, die die Schichtdicken durch Iterationen bestimmt, führt sehr schnell zu unakzeptablen Rechenzeiten in der Simulation solcher Teilchenschauer.
- Das Verfahren darf nur sehr geringe Approximationsfehler haben, die dazu führen, daß immer an den gleichen x, y -Koordinaten systematische Schwankungen in der Dicke auftreten. Diese würden dazu führen, daß nach dem «Zusammensetzen» eines Moduls aus den rekonstruierten Schichten, die äußeren Platten starke Beulen oder Verbiegungen aufweisen.

Innerhalb von ca. 70% einer Schicht können zwischen den Meßwerten Interpolationsverfahren angewendet werden, die übrigbleibenden Bereiche müssen extrapoliert werden. In Abbildung 3.15 sind die Bereiche der Platten und Gaps, in denen interpoliert und extrapoliert worden ist, graphisch dargestellt. Als Ergebnis der Inter- und Extrapolationen erhält man ein zweidimensionales Polynom 3. Grades, das die Dicke $d(x, y)$ der Platten und Gaps an jedem Punkt beschreibt.

$$\begin{aligned}
 d(x, y) = & A_0 + A_1x + A_2x^2 + A_3x^3 & (3.5) \\
 & + A_4y + A_5xy + A_6x^2y + A_7x^3y \\
 & + A_8y^2 + A_9xy^2 + A_{10}x^2y^2 + A_{11}x^3y^2 \\
 & + A_{12}y^3 + A_{13}xy^3 + A_{14}x^2y^3 + A_{15}x^3y^3
 \end{aligned}$$

Mit einem einzelnen Satz von 16 Koeffizienten A_i der Funktion $d(x, y)$ läßt sich aber nur ein Teilbereich einer Platte oder eines Gaps mit ausreichender Genauigkeit beschreiben. Insgesamt ist eine Platte in 65 Bereiche, ein Gap in 117 Bereiche eingeteilt, für die jeweils eigene Koeffizienten A_i gelten⁷. Die einzelnen Funktionen $d(x, y)$ der einzelnen

⁷Die geringere Anzahl der Bereiche für eine Platte hängt mit der kleineren Anzahl der vorhandenen Meßlinien in x -Richtung zusammen.

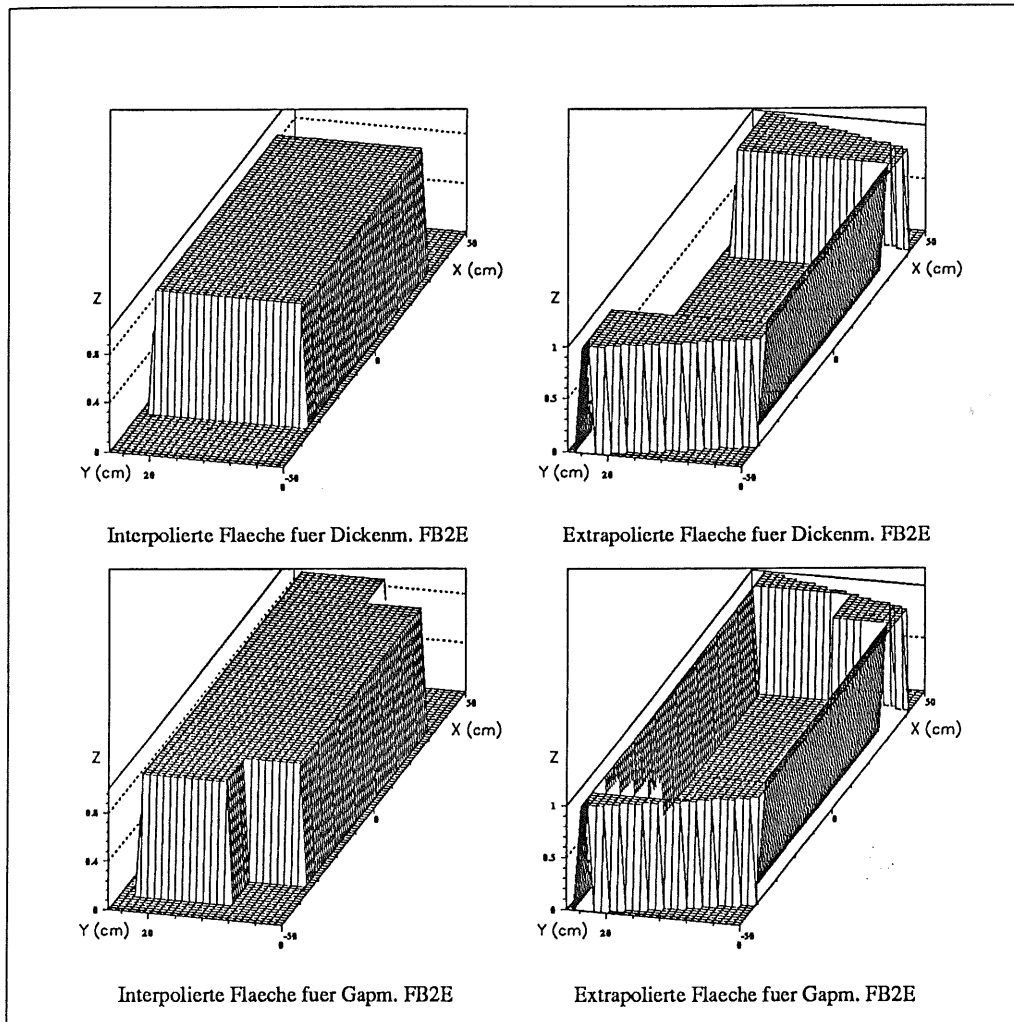


Abbildung 3.15: Rekonstruktionsbereiche für Interpolationen und Extrapolationen, oben für Platten, unten für Gaps. Die linke Spalte zeigt die Fläche über die interpoliert wurde, die rechte Spalte die Bereiche der Extrapolation [KURZ91]

Flächenbereiche schließen stetig und differenzierbar, wie gefordert, aneinander an. Die relativ einfache und übersichtliche Beschreibung der Dicke mit Gleichung (3.5) erfordert allerdings einen hohen Speicheraufwand, für ein einzelnes Gap benötigt man etwa 1800 Koeffizienten, für eine Platte etwa 1000 Koeffizienten. Um ein komplettes FB2E-Modul mit dieser Methode zu beschreiben, müssen ca. 350000 einzelne Koeffizienten berechnet und gespeichert werden.

3.5 Testaufbau am CERN-H6-Strahl

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die mit den Monte-Carlo-Rechnungen gewonnenen Daten mit Daten zu vergleichen, die im Sommer 1990 mit einem Testmodul des FB2E am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten genommen wurden. In diesem Abschnitt soll der Testaufbau, der sich am Teststrahl H6 des SPS⁸ befand, nur soweit skizziert werden, wie zum Verständnis der in Kapitel 5 gezogenen Vergleiche notwendig ist. Der genaue Testaufbau wird in [KUBA88] beschrieben.

Die im SPS auf eine Energie von 450 GeV beschleunigten Protonen wurden auf einen Materieblock geschossen, wobei unter anderem Elektronen mit kinetischen Energien bis zu 160 GeV entstanden. Diese Elektronen wurden mit Hilfe einer Strahlführungsoptik auf einen Flüssig-Argon-Kryostaten gelenkt, in dem sich gleichzeitig 4 Testmodule des Kalorimeters des H1-Detektors befanden. Der Eintrittspunkt der Elektronen am Kryostaten konnte mit Hilfe von 4 Vieldraht-Proportional-Kammern auf ± 1 mm bestimmt werden. Abbildung 3.16 verdeutlicht die Lage der Testmoduln im Kryostaten sowie des einfallenden Elektronenstrahls.

Die Energie E_0 der einfallenden Elektronen wurde im Bereich $3.7 \text{ GeV} \leq E_0 \leq 160 \text{ GeV}$ variiert. Der Einfallswinkel Θ der einfallenden Elektronen gegen die z -Achse der sich im Kryostaten befindenden Testmodule betrug 25° . Um den Eintrittspunkt der Elektronen in die Kalorimeter verändern zu können, war der Testkryostat auf einem Schienensystem angebracht und konnte senkrecht zum einfallenden Elektronenstrahl gefahren werden. Die Kryostatposition p ist ein Maß für den Eintrittspunkt der Elektronen in die Testkalorimeter in z -Richtung. Als Nominalposition $p_0 = 200$ mm wird im folgenden die Kryostatposition bezeichnet, an der in verschiedenen Zeiträumen Messungen mit immer gleichen äußeren Parametern, *Stabilitäts-Testläufe*, durchgeführt wurden. Für die Variation der vertikalen Lage des Einschusses ließ sich der einfallende Elektronenstrahl durch einen Magneten ablenken. Die Vertikalposition, an der sich der Kryostat bei allen Testläufen befand, aus denen Daten zum Vergleich mit Monte-Carlo-Daten herangezogen wurden, entspricht einem Einfall der Elektronen bei $x = 0$.

Das gesamte passive Material, das von den Elektronen durchdrungen wurde, bevor sie in den Kryostaten eintraten, hatte, bis auf einige Ausnahmen⁹, eine Gesamtstrahlungslänge $x \approx 0.6 X_0$ [KUBA88]. Um die Menge von passiven Material möglichst gering zu halten, war vor dem FB2E-Testmodul ein Verdrängungskörper aus Rohacell, einem Hartschaumstoff, angebracht, um das flüssige Argon, mit dem der Kryostat gefüllt war, aus dem Einfallsbereich der Elektronen zu verdrängen. Die Strahlungslänge des Verdrängungskörpers betrug einige Meter, sein Beitrag zur Gesamtstrahlungslänge des passiven Vormaterial kann vernachlässigt werden.

⁸Super-Proton-Synchrotron

⁹Vergleiche Abschnitt 5.4.1

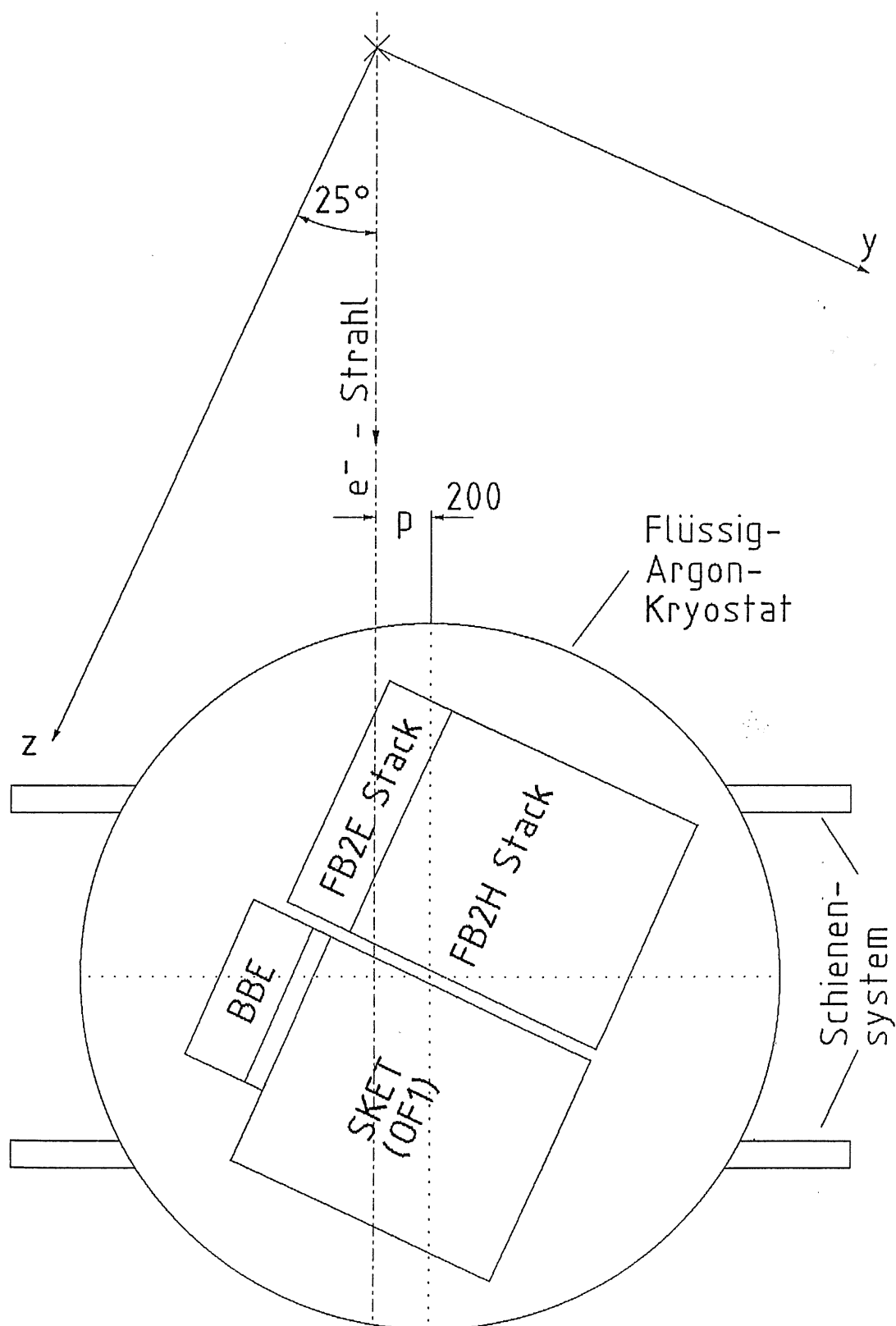


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung des Testaufbaus bei den Testläufen am CERN-H6-Strahl im Sommer 1990. Die y, z -Achsen verdeutlichen die Lage des Koordinatensystems das zur Geometriebeschreibung FB2E-Moduls dient.

Kapitel 4

Monte–Carlo Simulationen elektromagnetischer Schauer

In Kapitel 2 wurde ein einfaches Modell vorgestellt, das einen elektromagnetischen Teilchenschauer materialunabhängig beschreibt. Die Informationen, die dieses Modell liefert, reichen jedoch nicht aus, um die in der vorliegenden Arbeit gestellten Fragen zu beantworten. Hierzu muß man elektromagnetische Teilchenschauer innerhalb einer exakt definierten Detektorgeometrie aus verschiedenen Materialien betrachten.

4.1 Das EGS4–Programmpaket

Solche Untersuchungen können mit dem von Nelson und Ford [NELS85] entwickelten Programmpaket EGS4¹ durchgeführt werden. EGS4 ist ein Monte–Carlo–Simulationsprogramm für elektromagnetische Teilchenschauer. Es ermöglicht die Simulation des Transportes und der Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen in beliebigen Detektorgeometrien für Teilchenenergien E im Bereich $1 \text{ keV} \leq E \leq 10 \text{ TeV}$. Es ist in der Programmiersprache MORTRAN3 [COOK83] geschrieben. MORTRAN ist eine erweiterte Form des FORTRAN, und zeichnet sich vor allem durch die Möglichkeit von Makrodeklarationen und Blockstrukturen gegenüber FORTRAN aus.

Um einen hohen Grad an Flexibilität in der Beschreibung unterschiedlicher Detektorgeometrien zu erreichen, ist das Programm modular aufgebaut. Abbildung 4.1 zeigt einen allgemeinen Ablaufplan des Programms. Das Programm ist in zwei Hauptteile gegliedert, den EGS–Code und den USER–Code. Der EGS–Code stellt die Routinen für den Transport der Teilchen und die physikalischen Prozesse der Wechselwirkungen bereit. Mit dem USER–Code, der vom Anwender selbst geschrieben werden muß, initialisiert der Anwender das Programm, legt die Detektorgeometrie fest und steuert die Programmausgabe.

¹Electron–Gamma–Shower, Version 4

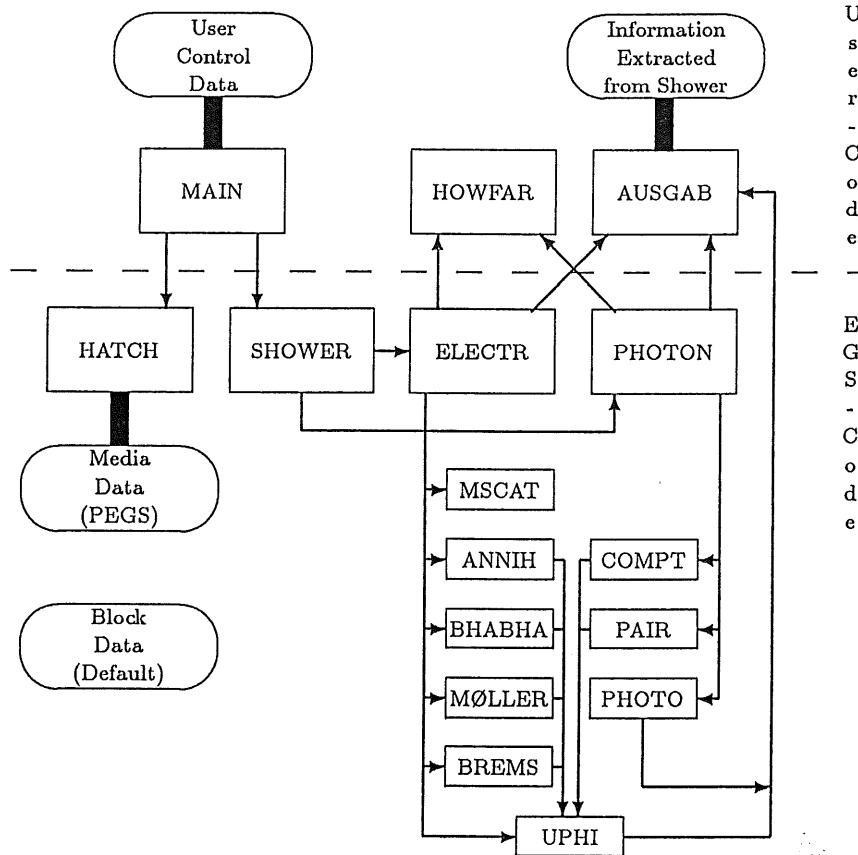


Abbildung 4.1: Ablaufplan des EGS4-Programmpaketes [NELS85]

Die Hauptsteuerroutine MAIN startet die Simulation elektromagnetischer Schauer, nachdem neben anwenderspezifischen Parametern, wie Art des einfallenden Teilchens, Einschubort, -winkel und -energie auch die physikalischen Parameter, wie Wirkungsquerschnitte und Strahlungslängen der in der Geometrie auftretenden Materialien, festgelegt sind. Dazu ruft der Anwender die Routine HATCH auf, die diese Parameter in tabellarischer Form aus einem externen Datensatz einliest. Die materialspezifischen Parameter werden mit dem Zusatzprogramm PEGS4² berechnet, das diese Daten für beliebige Elemente und chemische Verbindungen bestimmt. Als weitere wichtige Parameter der Simulation werden in MAIN die Abschneide- oder *CUT-Energien* festgelegt. Die CUT-Energien geben an, bis zu welcher unteren Grenze kinetischer Energien EGS Teilchen transportiert und weiterverfolgt. Erreicht ein Teilchen die CUT-Energie, wird die gesamte noch vorhandene kinetische Energie an der Stelle, an der sich das Teilchen befindet, deponiert und das Teilchen aus dem Schauer entfernt. Liegen die CUT-Energien zu hoch, bricht die Schauerentwicklung zu früh ab, sind sie zu klein, erhöht

²Preprocessor for EGS4

sich die notwendige Rechenzeit, ohne daß sich das Ergebnis noch physikalisch relevant ändert.

Mit dem Aufruf der Routine SHOWER startet die Simulation eines elektromagnetischen Schauers. SHOWER selbst ruft die Transportroutinen ELECTR für Elektronen und Positronen und PHOTON für Photonen auf, die ihrerseits wiederum die physikalischen Wechselwirkungsroutinen und die vom Anwender geschriebenen Routinen HOWFAR und AUSGAB aufrufen. Zu den physikalischen Routinen sei hier nur erwähnt, daß alle in Abschnitt 2.1 genannten Prozesse berücksichtigt werden. Mit HOWFAR definiert der Anwender die eigentliche Detektorgeometrie. Diese Routine wird im nächsten Abschnitt detailliert beschrieben. Um ein Teilchen zu transportieren, geht EGS wie folgt vor:

1. In den Routinen ELECTR und PHOTON wird für das betrachtete Teilchen eine vom Material abhängige Schrittlänge l bestimmt, die die freie Weglänge des Teilchens bis zur nächsten Wechselwirkung beschreibt.
2. Danach ruft EGS die Routine HOWFAR auf. Der Anwender muß hier mit Hilfe der Position und der Bewegungsrichtung des Teilchens entscheiden, ob innerhalb der vorgeschlagenen Schrittlänge die Grenze zwischen zwei Materialien erreicht wird. Dazu berechnet der Anwender eine Schrittlänge l_{max} , die den maximalen Abstand zu der nächsten Grenzschicht in Bewegungsrichtung des Teilchens angibt. Ist die maximale Schrittlänge l_{max} kleiner als die von EGS bestimmte Schrittlänge l , übernimmt EGS l_{max} als neue aktuelle Schrittlänge. Zusätzlich übergibt der Anwender EGS Informationen über das neue Material.
3. Nachdem HOWFAR verlassen worden ist, berechnet EGS mit der Schrittlänge l bzw. l_{max} die neuen Teilchenkoordinaten und wechselt gegebenenfalls das Material.
4. Die neue Bewegungsrichtung, der Energieverlust und die Produktion evtl. neu entstehender Teilchen werden danach in den Wechselwirkungsroutinen bestimmt.
5. Nach Abschluß der Wechselwirkungsroutinen prüft EGS, ob das Teilchen aus dem Schauer entfernt werden kann, und fährt mit Punkt 1 fort, solange noch Teilchen im Schauer vorhanden sind.

AUSGAB wird jedesmal aufgerufen, wenn sich der Zustand des simulierten Teilchenschauers verändert, z.B. wenn ein Teilchen Energie deponiert oder von einer Materialschicht in eine andere wechselt. Mit den Informationen³, die hier angeboten werden, kann der Anwender den Schauer nach seinen eigenen Aspekten analysieren.

³Art des Teilchens, Ort, Bewegungsrichtung, Betrag der deponierten Energie, Art der letzten Wechselwirkung u.a.

4.2 Beschreibung der Geometrie eines FB2E-Moduls innerhalb von EGS4

Die Hauptaufgabe des Anwenders ist, die Geometrie des zu simulierenden Detektors in einer für EGS verständlichen Form möglichst exakt zu beschreiben. Eine Geometrie in EGS4 ist wie folgt strukturiert:

- Der zu beschreibende Detektor besteht aus einzelnen *Regionen*. Eine Region bildet eine logische Raumeinheit innerhalb der Simulationsgeometrie. In den meisten Fällen kann man sie mit den physikalischen Ausmaßen einer Materialschicht identisch wählen.
- Jeder Region wird eine *Medium*-Nummer zugeordnet, mit der EGS das Material dieser Region in dem von PEGS berechneten Datensatz identifiziert. Verschiedene Mediennummern dürfen das gleiche physikalische Material beschreiben, dadurch ist es möglich, Detektorteile mit komplexer Geometrie in einfachere Strukturen zu unterteilen, die unabhängig in der Analyse des Schauers behandelt werden können.
- Die geometrischen Grenzen jeder einzelnen Region müssen innerhalb des vom Anwender gewählten Koordinatensystems festgelegt werden, so daß in HOWFAR der Abstand eines Teilchens zu diesen Grenzen bestimmt werden kann.

EGS hält für jedes Teilchen, daß während eines Schauers generiert wird, u.a. die aktuelle Position, die Bewegungsrichtung, die Region und das Medium, in dem sich das Teilchen befindet, fest. Diese Informationen stehen dem Anwender innerhalb seiner zu programmierenden Routinen jederzeit zur Verfügung und bilden die Grundlage der Simulationsgeometrie.

Um den Einfluß der Schichtdickenvariation untersuchen zu können, wurden zwei verschiedene Detektorgeometrien entworfen, für die die Schrittlänge in HOWFAR berechnet wird. Die im folgenden als IDEAL bezeichnete Geometrie enthält Kalorimeterplatten, die planparallel zueinander ausgerichtet sind und eine für jede einzelne Platte konstante Dicke aufweisen. Die Dicken der verschiedenen Platten sind in Tabelle 3.1 und 3.2 zusammengestellt. In der mit SPLINE bezeichneten Geometrie wurden die Dickenvariationen der einzelnen Schichten, die mit Hilfe der Funktion (3.5) berechnet werden können, berücksichtigt. Die CUT-Energien betragen für beide Geometrien $ECUT = 1.5 \text{ MeV}$ für Elektronen und $PCUT = 0.1 \text{ MeV}$ für Photonen [BORR87].

Abbildung 4.2 stellt die Lage der entworfenen Geometrien innerhalb des gewählten Koordinatensystems schematisch dar. In z -Richtung wird das FB2E-Modul in 479 einzelne Schichten eingeteilt. Diese setzten sich aus den in Tabelle 3.3 aufgeführten Kalorimeterplatten und Flüssigargonschichten zusammen. Die Hochspannungs- und Ausleseplatten bestehen jeweils aus drei einzelnen Schichten, dem Bleikern, bzw. im

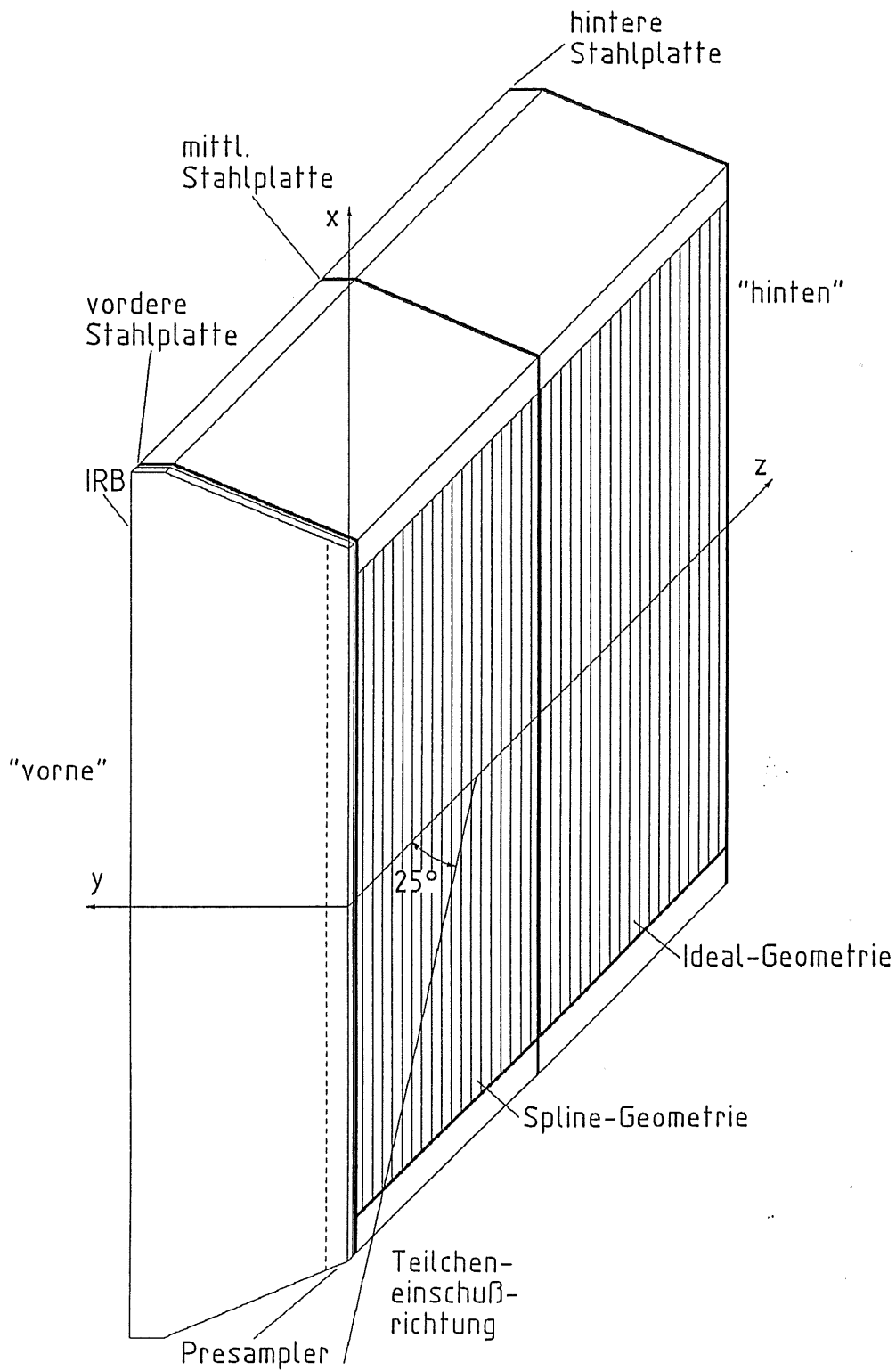


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der SPLINE-Geometrie eines FB2E-Moduls in EGS4

Presampler einer G10- oder Flüssigargonschicht, in der Mitte und je zwei Schichten aus G10_{mix}. Alle Schichten haben die Ausmaße einer Kalorimeterplatte nach Abbildung 3.4. Diese Schichten bilden 2×479 Regionen, dadurch kann der Presampler unabhängig behandelt werden. Die Regionengrenzen in x - und y -Richtung sind für alle Schichten identisch, die Schrittlänge eines Teilchens bis zu einer dieser Grenzen kann in HOWFAR durch einfache mathematische Operationen berechnet werden. Ist dx bzw. dy der Abstand des Teilchens zu einer Regionengrenze in Richtung der entsprechenden Koordinatenachse und u, v die Richtungscosinus in x - bzw. und y -Richtung, erhält man die maximale Schrittlänge $l_{x,y}$ zu einer Regionengrenze in x, y -Richtung als

$$l_{x,y} = \min \left(\frac{dx}{u}, \frac{dy}{v} \right). \quad (4.1)$$

Erst wenn man die Regionengrenze in z -Richtung bestimmt, unterscheidet sich die SPLINE-Geometrie von der IDEAL-Geometrie. In der IDEAL-Geometrie können die Regionengrenzen in z -Richtung berechnet werden, indem man die Normschichtdicken aus Tabelle 3.3 aufsummiert, bevor EGS den ersten Schauer generiert, da alle Schichtgrenzen parallel zur x, y -Ebene verlaufen und innerhalb jeder Region für alle x, y konstant sind. Die Summationsergebnisse werden mit der zugehörigen Regionnummer in einem Datenfeld gespeichert und stehen damit in HOWFAR schnell zur Verfügung. Ist n die aktuelle Regionnummer, z_n die Koordinate der Regionengrenze, auf die sich das Teilchen in z -Richtung zubewegt, und z die aktuelle Koordinate des Teilchens, erhält man die Entfernung dz zur nächsten Regionengrenze in z gemäß

$$dz = |z_n - z|. \quad (4.2)$$

Damit gilt für die Schrittlänge l_z zu einer Regionengrenze in z -Richtung

$$l_z = \frac{dz}{w}, \quad w = \text{Richtungscosinus in } z. \quad (4.3)$$

Die maximale Schrittlänge l_{max} innerhalb einer Region ist

$$l_{max} = \min(l_{x,y}, l_z). \quad (4.4)$$

Verwendet man die SPLINE-Geometrie ergeben sich u.a. folgende Schwierigkeiten:

1. Die Regionengrenzen liegen weder parallel zur x -Achse noch parallel zur y -Achse.
2. Das Polynom (3.5) beschreibt nur die Dicke einer Schicht in Abhängigkeit von der x - und y -Koordinate. Über die absolute räumliche Lage der Schicht in z liefert es keine Information. Dadurch kann man den Schnittpunkt der Geraden in Bewegungsrichtung des Teilchens mit der Regionengrenze nicht analytisch berechnen.

3. Bei den Kalorimeterplatten erhält man aus Gleichung (3.5) nur eine Aussage über die Gesamtdicke der Platte, die Verteilung der Dickenvariation auf die Einzelschichten ist nicht bekannt.

Punkt 2 erfordert Näherungs- und Iterationsverfahren zum Entwurf einer SPLINE-Geometrie. Hauptkriterium bildet die benötigte Rechenzeit. Die Einschußenergie der Teilchen, die den Schauer auslösen, liegt bei den hier vorliegenden Untersuchungen hauptsächlich bei 30 GeV. Nach Abschluß aller Optimierungen beträgt die benötigte CPU-Zeit für einen einzelnen 30 GeV-Schauer in der IDEAL-Geometrie ca. 21 s⁴. Dieser Wert stellt eine akzeptable Größe dar, und sollte von der SPLINE-Geometrie nicht um mehr als einen Faktor 2–3 übertroffen werden. Mit dem im folgenden beschriebenen Verfahren, die Regionengrenzen in der SPLINE-Geometrie zu berechnen, lassen sich Rechenzeiten von 30–40 s für einen 30 GeV-Schauer erreichen.

Um die Regionengrenzen in z -Richtung, und damit die Schrittlänge l_{max} in HOWFAR bestimmen zu können, wird für die SPLINE-Geometrie ein FB2E-Modul aus den einzelnen Platten und Flüssigargonschichten praktisch »zusammengebaut«. Grundlage bilden die Daten für das Modul, das in den CERN-Testmessungen 1990 verwendet wurde. Als geometrische Fixpunkte dienen die drei Stahlplatten (Abb. 4.2, 3.1), von denen vorausgesetzt wird, daß sie sich parallel zur x, y -Ebene an festen Koordinaten in z -Richtung befinden. Der Bleikern einer einzelnen Kalorimeterplatte variiert in der x, y -Koordinate nur minimal in der Dicke [H1D005], und wird mit der konstanten Normdicke nach Tabelle 3.3 beschrieben. Die restliche Dicke einer Kalorimeterplatte verteilt sich für jeden Punkt x, y gleichmäßig auf die beiden G10_{mix}-Schichten. Die Clearance-Schichten an den äußeren Stahlplatten fangen die Gesamtdickenvariation eines Plattenstapels auf. In diesen Schichten sind auf den Stangen, die die Kalorimeterplatten halten, Ausgleichsfedern angebracht, die den Stapel gegen die mittlere Stahlplatte drücken. Die z -Koordinate einer Regionengrenze kann für jede x, y -Koordinate bestimmt werden, wenn man, von der z -Koordinate z_0 der mittleren Stahlplatte (Abb. 4.2) ausgehend, alle mit Gleichung (3.5) bestimmten Schichtdicken aufsummiert, und, je nach Lage der zu bestimmenden Regionengrenze, von der z -Koordinate z_0 der mittleren Stahlplatte subtrahiert oder addiert.

In Abbildung 4.3 ist ein Verfahren skizziert, mit dem unter obigen Voraussetzungen in HOWFAR die Schrittlänge l_z näherungsweise iterativ bestimmt wird. Ein Teilchen befinde sich innerhalb einer Region n am Punkt $P(x, y, z)$ und bewege sich unter den Richtungs cosinus u, v, w in Richtung auf den Schnittpunkt $S(x_s, y_s, z_s)$ mit einer Regionengrenze zu. Die Bewegung des Teilchen verlaufe so, daß der Schnittpunkt auf der Grenzfläche zweier Regionen in z -Richtung liegt, d.h. $l_{max} = l_z$. Um die Schrittlänge l_z analog zu Gleichung (4.3) zu berechnen, benötigt man die Koordinate z_s des Schnittpunktes S . z_s kann aber nicht bestimmt werden, da die Koordinaten x_s und y_s nicht bekannt sind. Daher berechnet man zuerst den Abstand dz zu der

⁴gerechnet am Rechenzentrum der Universität Dortmund mit COMPAREX-Prozessoren

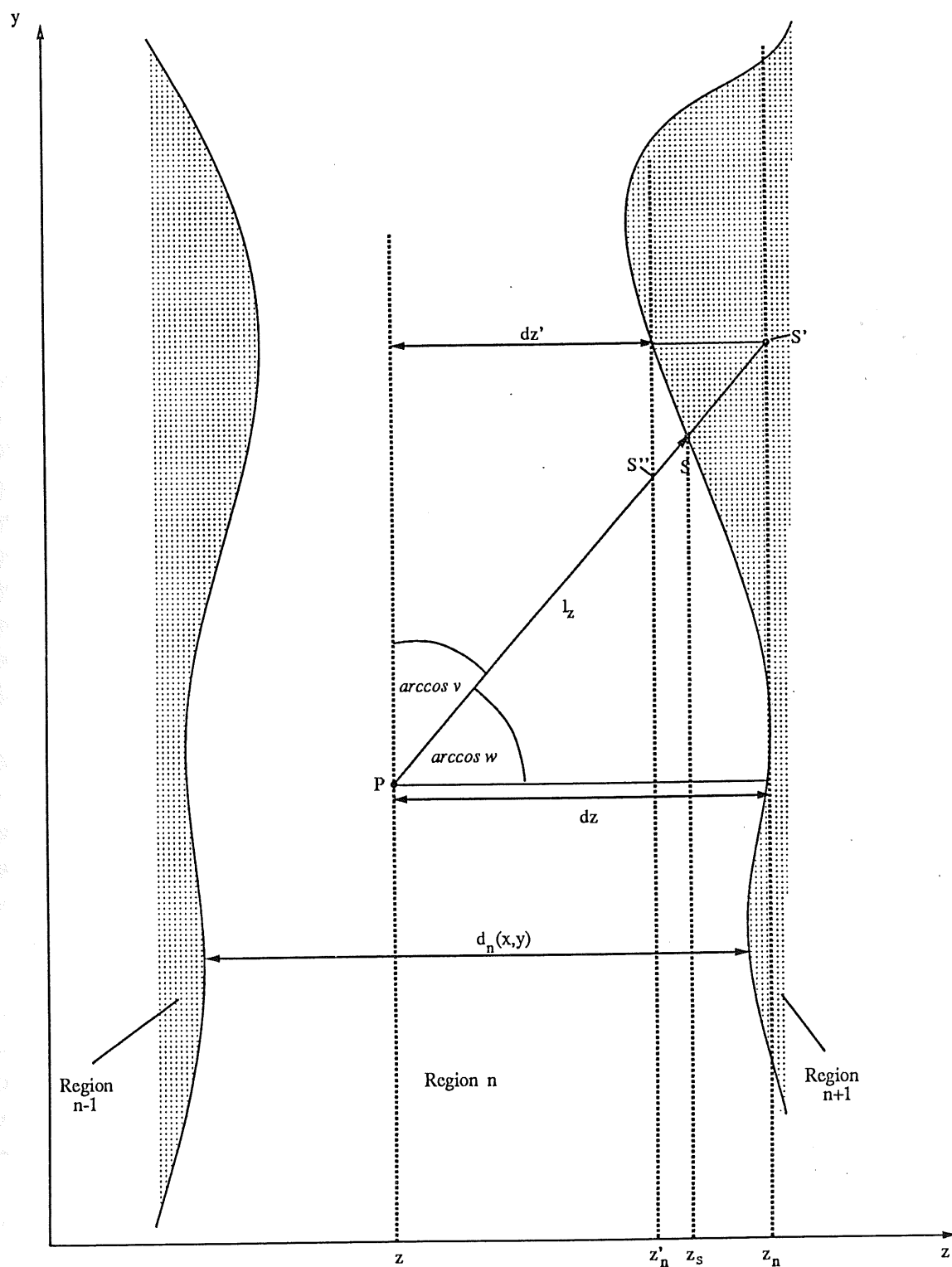


Abbildung 4.3: Graphische Darstellung des Iterationsverfahren in der SPLINE-Geometrie zur Berechnung der Schrittweite l_z .

Regionengrenze z_n an den Koordinaten x, y , die das Teilchen besitzt:

$$dz = \left| z - \left(z_0 - \sum_{i=1}^n d_i(x, y) \right) \right| \quad (4.5)$$

Dabei bedeuten

z_0 = Koordinate der mittleren Stahlplatte

$d_i(x, y)$ = Dicke der i -ten Region bei x, y

Damit bestimmt man eine Schrittlänge $\overline{PS'}$ zu einem Punkt S' , der auf einer imaginären, parallel zur x, y -Ebene verlaufenden Regionengrenze liegt, analog zu Gleichung (4.3). Aus der gewonnenen Schrittlänge $\overline{PS'}$ lassen sich die Koordinaten $x_{s'}, y_{s'}$ des Schnittpunktes S' , und damit durch erneutes Anwenden von Gleichung (4.5) der Abstand dz' bestimmen. Das Verfahren wird iterativ wiederholt, bis sich die immer wieder neu erhaltenen Schrittlängen $\overline{PS''}, \overline{PS'''}, \dots$ nur noch weniger als einen vorgegebenen Wert unterscheiden. Da mit dieser Methode sehr häufig die Dicke $d_i(x, y)$ einer Schicht nach Gleichung (3.5) berechnet werden muß, erweist sich dieses *Iterationsverfahren* allein als nicht praktikabel. Selbst wenn man nur einmal nach Gleichung (4.5) die einzelnen Schichtdicken an der Teilchenkoordinate x, y aufsummiert, um den Abstand dz zu bestimmen, und die daraus gewonnene Schrittlänge $l_z = l_{max}$ setzt, ergeben sich Rechenzeiten, die um einen Faktor 15 größer sind als diejenigen der IDEAL-Geometrie.

Bei dem Verfahren sind Fälle denkbar, bei denen die immer neu bestimmten Schrittlängen nicht gegen l_z konvergieren. Da aufgrund des hohen Rechenzeitbedarfs das Verfahren bereits nach wenigen fest vorgegebenen Iterationsschritten abgebrochen wird, müssen grundsätzlich noch Korrekturverfahren, die hier nicht näher erläutert werden sollen, angewendet werden. Mit diesen Verfahren können die Fehltransporte des Teilchens, die durch die ungenau bestimmte Schrittlänge und evtl. nicht vorhandener Konvergenz entstehen, abgefangen und korrigiert werden.

Um das Problem der hohen Rechenzeit zu lösen, werden die Koordinaten der einzelnen Regionengrenzen an vorgegebenen x, y -Punkten vorberechnet und gespeichert. Jede Schicht ist dadurch mit einem Netz von Punkten überzogen, an denen alle drei Koordinaten bekannt sind. Damit gibt es in an jedem Punkt x, y , an dem sich ein Teilchen befindet, einen nächsten Punkt, für den die z_n -Koordinate der Regionengrenze sofort bekannt ist. Wählt man die Maschen des Netzes eng genug und begrenzt die maximal mögliche Schrittweite des Teilchens auf die Größe einer einzelnen Masche, damit nur Übergänge in benachbarte Maschenbereiche möglich sind, kann die gesuchte Schrittlänge l_{max} näherungsweise berechnet werden. Sie ergibt sich nach Gleichung (4.3) als Schrittweite zu der imaginären, parallel zur x, y -Ebene liegenden Regionengrenze an der z -Koordinate z_n des dem Teilchen am nächsten liegenden, vorberechneten Punktes. Die Genauigkeit dieses Verfahrens hängt im wesentlichen nur von der Maschengröße des Netzes ab.

Ein Nachteil des *Maschenverfahrens* ist sein erheblicher Speicherplatzbedarf. Damit das Verfahren die erforderliche Effizienz aufweist, müssen die Koordinaten der vorberechneten Punkte im Hauptspeicher der CPU gehalten werden, die Zugriffszeiten auf einen externen Massenspeicher erhöhen die Rechenzeiten wieder auf unakzeptable Werte. Der Maschenabstand wird in y -Richtung auf 2 mm, in x -Richtung innerhalb des ersten Molière-Radius um die Schauerachse ebenfalls auf 2 mm, außerhalb auf 5 mm festgelegt. Innerhalb einer so gewählten Masche sind die zweiten räumlichen Ableitungen der Schichtdicken klein genug, um die Maschenfläche durch eine Ebene approximieren zu können [KURZ90]. Um ein komplettes FB2E-Modul zu beschreiben, erhält man mit dieser Einteilung ca. $12 \cdot 10^6$ Punkte, das entspricht einem Speicherplatzbedarf von ca. 45 MByte. Mit einem Hauptspeicher von 8 MByte, der für diese Untersuchungen am Hochschulrechenzentrum Dortmund zur Verfügung stand, kann man nur einen Teilbereich eines FB2E-Moduls mit dem Maschenverfahren simulieren. Die für die Untersuchungen benutzte SPLINE-Geometrie, beschreibt nur die vordere Hälfte eines FB2E-Moduls. Innerhalb dieser Hälfte deckt das Maschenverfahren in x -Richtung ca. 3 Molière-Radien, in y -Richtung ca. 2/3 der Gesamthöhe ab. Im restlichen Bereich werden die Regionengrenzen mit der iterativen Methode bestimmt. Die hintere Hälfte des Moduls wird analog der IDEAL-Geometrie behandelt.

Um Vergleiche mit dem ausgelesenen Signal eines realen FB2E-Moduls zu ermöglichen, sind die Regionen, die die aktiven Flüssigargonschichten darstellen, in die in Abbildung 3.4 dargestellten Auslesesegmente unterteilt. In der Routine AUSGAB wird die Energie, die innerhalb der Auslesesegmente deponiert wird, für jedes Segment einzeln aufsummiert. Nach jedem generierten Schauer werden die aufsummierten Energiewerte gespeichert, um weitergehende Analysen und Vergleiche zu ermöglichen. Die innerhalb der Auslesesegmente gesammelte Energie stellt ein Äquivalent zu der im realen Kalorimeter gesammelten Ladung dar. Diese *sichtbare Energie* wird im folgenden mit E_{spline} für die SPLINE-Geometrie und mit E_{ideal} für die IDEAL-Geometrie bezeichnet.

4.3 Variation des Einschubpunktes in y -Richtung als Geometrietest

Um mit der im letzten Abschnitt vorgestellten Detektorgeometrie den Einfluß der Dickenvariationen der Kalorimeterschichten auf das Signalverhalten eines FB2E-Moduls untersuchen zu können, ist es notwendig, zu wissen, ob diese Geometrie ein FB2E-Modul mit ausreichender Genauigkeit beschreibt. Eine Möglichkeit, das entworfene Verfahren zu testen, bieten die systematischen Variationen der Platten- und Ausleseschichtdicken in y -Richtung. Da der Energieverlust $dE/dx|_{\min}$ minimalisierender Teilchen als Funktion von x näherungsweise konstant ist [AMAL81], ist die Energiedeposition in den Ausleseschichten proportional zur ihrer Dicke. Die mittlere Variation der Platten- und Ausleseschichtdicke in y -Richtung beträgt ca. 3%

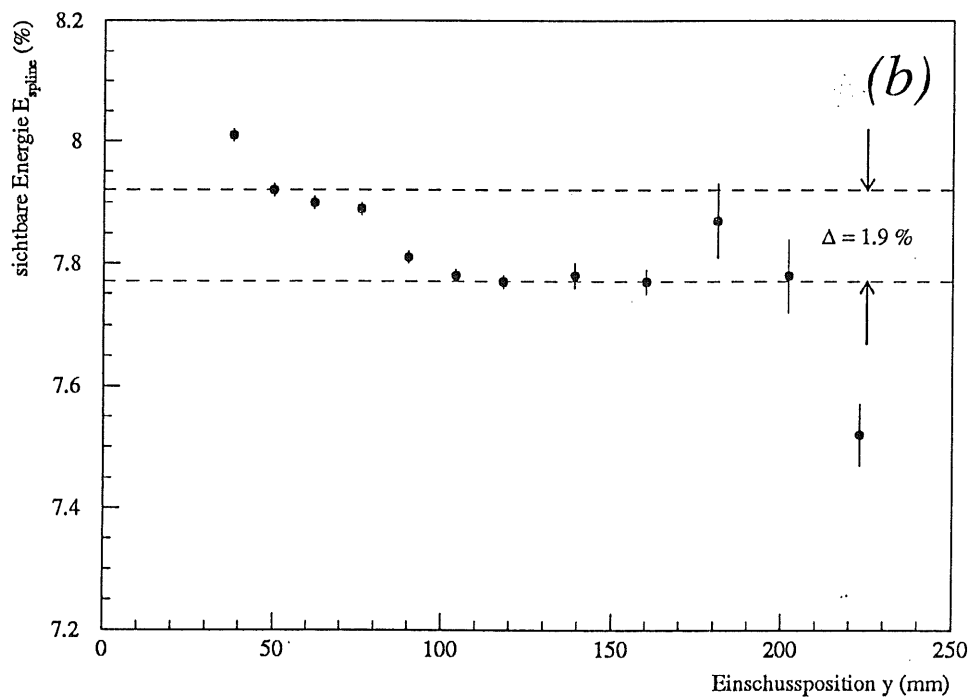
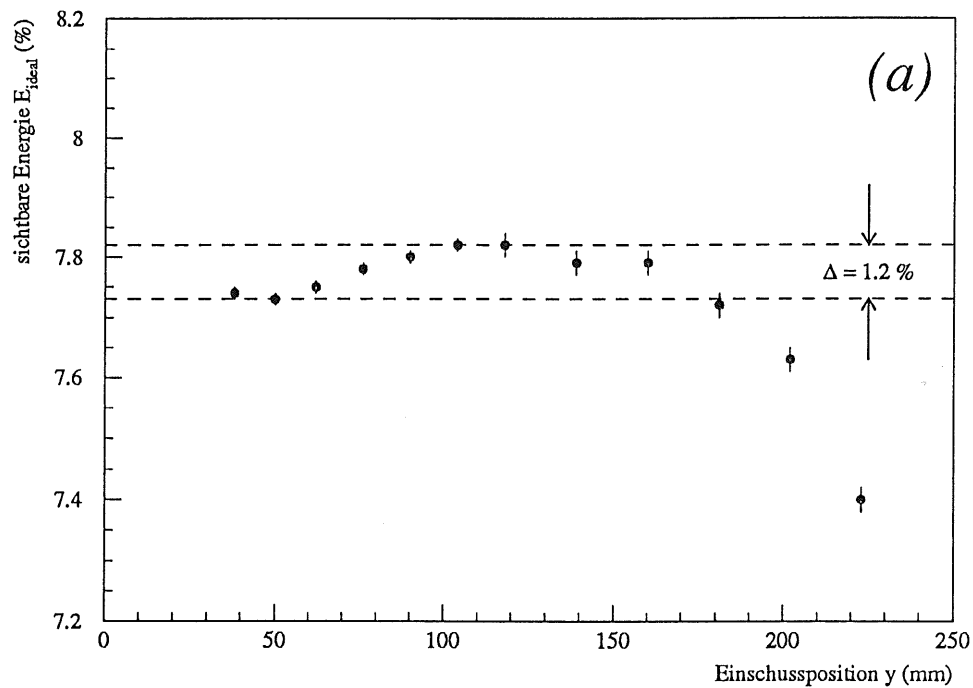


Abbildung 4.4: Sichtbare, auf die Einschußenergie E_0 normierte Energie in der IDEAL-Geometrie (a) und in der SPLINE-Geometrie (b) als Funktion der Einschußposition in y -Richtung. Eingeschossen wurden Elektronen der Energie $E_0 = 30$ GeV an variabler y -Position bei fester Position $x = z = 0$ mm parallel zur z -Achse.

[H1D005, H1D006]. Wählt man die Richtung des einfallenden Teilchens parallel zur z -Achse und variiert den Einschußpunkt in y -Richtung, tastet man mit der Schauerentwicklung die Bereiche unterschiedlicher Schichtdicken im Kalorimeter ab. Man erwartet daher, daß die sichtbare Energie im Kalorimeter analog zur Schichtdickenvariation um ca. 3% variiert.

Um zu zeigen, daß die SPLINE-Geometrie diesen Effekt beschreibt, wurden Elektronen der Energie 30 GeV an der Position $x = z = 0$ cm im Bereich $0 \text{ mm} \leq y \leq 248 \text{ mm}$ parallel zur z -Achse in die IDEAL- sowie die SPLINE-Geometrie eingeschossen. Pro y -Position wurden bei der IDEAL-Geometrie 125 Schauer, bei der SPLINE-Geometrie zwischen 25 und 125 Schauer simuliert.

In Abbildung 4.4 ist die, auf die Einschußenergie E_0 normierte, sichtbare Energie als Funktion des Einschußpunktes in y -Richtung für beide Geometrien dargestellt. Für y -Positionen < 50 mm gelangen immer größere Teile des Schauers in den Bereich des Presamplers, der bei diesem Einschuß keine physikalisch sinnvolle Kompensation bewirkt. Da die Kalorimeterplatten im Presampler keinen Bleikern haben, erhöht sich der Anteil der im Presampler sichtbaren Energie, denn das flüssige Argon in den Auslesezellen trägt dort mehr zur Gesamtstrahlungslänge bei. Zusätzlich ist die mittlere Strahlungslänge des Presamplers groß gegen die Strahlungslänge im Rest des Kalorimeters. Dadurch erhöhen sich die Leckverluste und große Teile des Schauers gehen verloren. Die Daten für Einschußpositionen $y < 50$ mm wurden deshalb in den folgenden Analysen nicht berücksichtigt. In Abbildung 4.4(a) erkennt man, daß bei der IDEAL-Geometrie die sichtbare Energie mit zunehmenden Werten der y -Position ein Maximum erreicht und danach kontinuierlich abfällt. Dieser Abfall kann durch transversale Leckverluste erklärt werden, wie Abbildung 4.5 schematisch darstellt. Das Maximum der sichtbaren Energie liegt bei $y \approx 120$ mm, die Schauerachse ist hier in beiden y -Richtungen mehr als 3 Molière-Radien von den Kalorimeterrändern entfernt, so daß ca. 99% der Einschußenergie absorbiert werden. Mit zunehmender oder abnehmender y -Position der Schauerachse können immer mehr Teilchen aus den Randbereichen des Kalorimeters austreten, so daß die Gesamtzahl der nachgewiesenen Teilchen und damit auch die sichtbare Energie geringer wird.

Abbildung 4.4(b) zeigt, daß in der SPLINE-Geometrie die sichtbare Energie im Bereich $100 \text{ mm} \leq y \leq 160 \text{ mm}$ minimal wird, und zu kleineren Werten für y ansteigt. Für Einschußpositionen $y > 180$ mm fällt die sichtbare Energie ab, dieser Abfall ist mit dem Abfall der sichtbaren Energie in Abbildung 4.4(a) vergleichbar und kann ebenfalls auf Leckverluste zurückgeführt werden. Dadurch, daß der Schauer für Einschußpositionen $y > 180$ mm bereits überwiegend in dem Teil der Simulationsgeometrie liegt, in dem die Regionengrenzen durch das langsamere Iterationsverfahren berechnet werden, ist die Zahl der gerechneten Schauer für diese Punkte geringer. Daraus resultieren die größeren Fehlerbalken für diese Punkte. Vergleicht man die Werte der sichtbaren Energie E_{spline} im Bereich der y -Positionen $50 \text{ mm} \leq y \leq 180 \text{ mm}$ mit denen der sichtbaren Energie E_{ideal} in Abbildung 4.4(a), erkennt man, daß die Werte für die SPLINE-Geometrie ent-

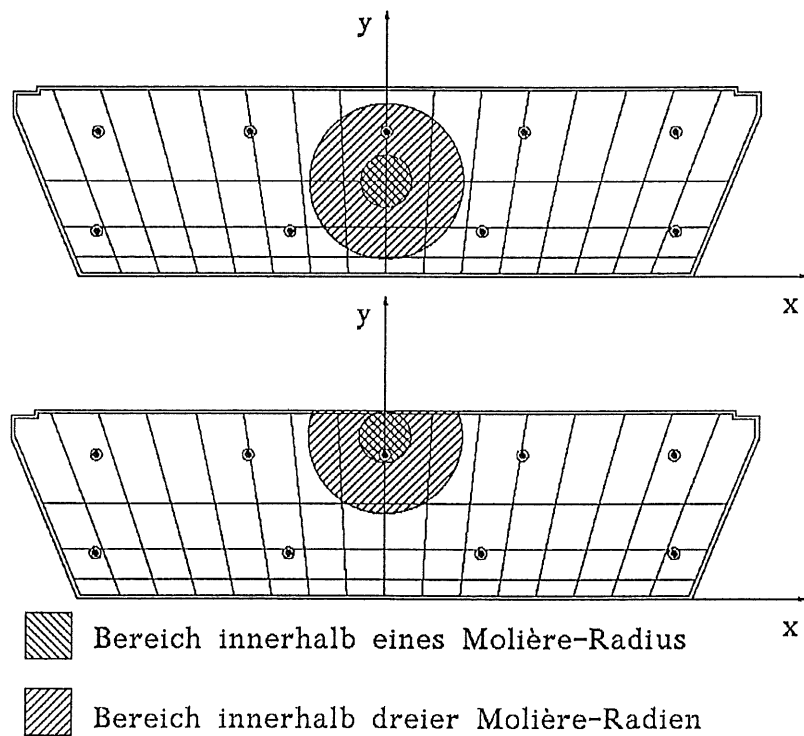


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Lage eines Schauers in der x, y -Ebene bei Variation der Einschußposition in y -Richtung. Der Einschußpunkt liegt in der oberen Grafik bei $y = 124$ mm, in der unteren Grafik bei $y = 214$ mm. Die schraffierten Bereiche verdeutlichen die Ausdehnung des Schauers für einen und drei Molière-Radien.

gegengesetzt zu den Werten der IDEAL-Geometrie verlaufen. Die maximale Variation der sichtbaren Energie innerhalb dieses y -Bereiches ist durch die gestrichelten Linien markiert, sie beträgt für die SPLINE-Geometrie 1.9%, für die IDEAL-Geometrie 1.2%.

In Abbildung 4.6 ist die mittlere Dicke der Ausleseschichten entlang der Schauerachse als Funktion der Einschußposition in y dargestellt. Vergleicht man diese Abbildung mit der Abbildung 4.4(b) der Abbildung 4.4 erkennt man, daß beide Graphen qualitativ das gleiche Verhalten zeigen. Bei einem Einschuß in Bereiche mit geringer Schichtdicke ist die sichtbare Energie kleiner, als in Bereichen größerer Schichtdicke. Allerdings ist die Schwankungsbreite in der sichtbaren Energie im vergleichbaren Bereich der Einschußpositionen $50 \text{ mm} \leq y \leq 180 \text{ mm}$ mit 1.9% deutlich kleiner, als diejenige der Dicken der Ausleseschichten mit ca. 3.1%. Bei diesem Vergleich muß man aber beachten, daß die Variationen der sichtbaren Energie E_{spline} durch die Effekte der Leckverluste, die ein genau gegensätzliches Verhalten haben, gedämpft werden. Die Größe der Leckverluste ist für die SPLINE-Geometrie und die IDEAL-Geometrie bei gleichem Einschußpunkt annähernd identisch. Durch punktweise Division der einzel-

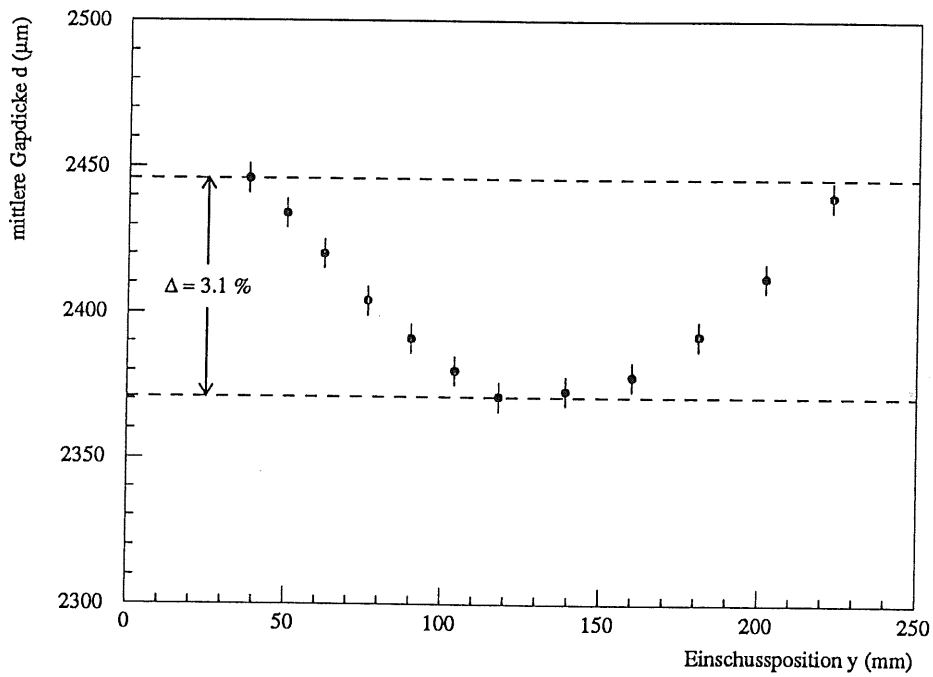


Abbildung 4.6: Mittlere Dicke der Ausleseschichten in der SPLINE-Geometrie entlang der Schauerachse in Abhängigkeit von der Einschussposition in y -Richtung.

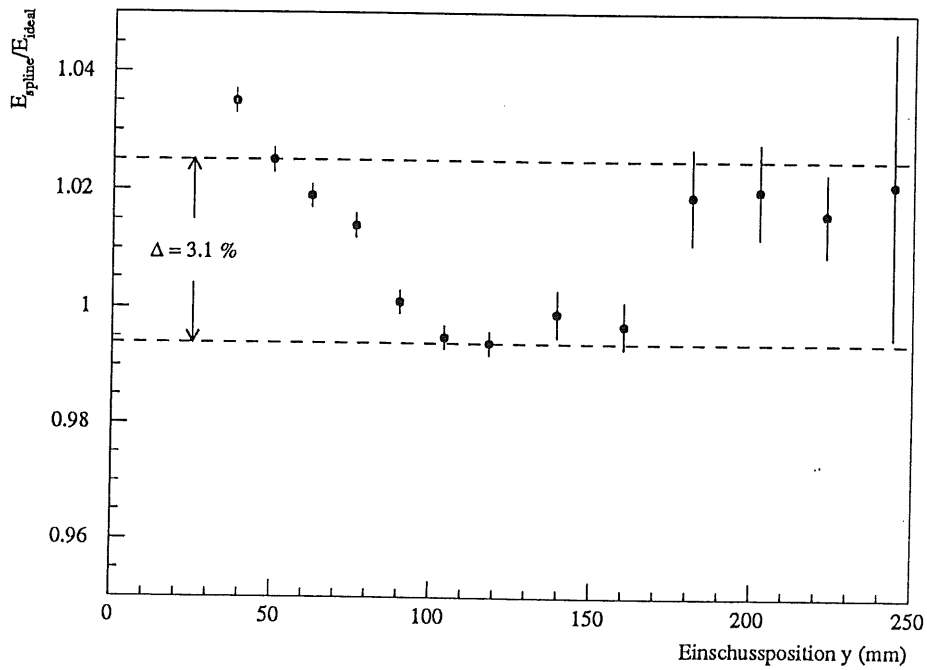


Abbildung 4.7: Verhältnis der sichtbaren Energie $E_{\text{spline}}/E_{\text{ideal}}$ in Abhängigkeit von der Einschussposition in y -Richtung.

nen Werte für E_{spline} durch die Werte von E_{ideal} erhält man einen Faktor f , in dem sich der Einfluß der Leckverluste minimiert:

$$f(y_i) = \frac{E_{spline}(y_i)}{E_{ideal}(y_i)}. \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.7 sind die einzelnen Werte für f gegen die Einschubposition y aufgetragen. Die Schwankungsbreite zwischen Minimum und Maximum der aufgetragenen Werte im Bereich $50 \text{ mm} \leq y \leq 180 \text{ mm}$ beträgt 3.1%, das entspricht im Rahmen der Fehler der Schwankungsbreite in der Dicke der Ausleseschichten. Vergleicht man die Werte $f(y_i)$ punktweise mit denen der Ausleseschichtdicke $d(y_i)$ in Abbildung 4.6 erkennt man, daß die Werte im Bereich der Einschubpositionen $50 \text{ mm} \leq y \leq 180 \text{ mm}$ das gleiche relative Verhalten zeigen. Den Werten für den Faktor f an Positionen $y > 180 \text{ mm}$ kann aufgrund der hohen Fehler nur eine geringe Aussagekraft beigemessen werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die SPLINE-Geometrie das erwartete Verhalten der sichtbaren Energie in Abhängigkeit von der Einschubposition in y -Richtung beschreibt. Durch Vergleich mit Werten der IDEAL-Geometrie läßt sich ein Faktor f bestimmen, der die relativen Schwankungen der Dicke der Ausleseschichten innerhalb eines großen Bereichs gut reproduziert. Damit kann die hier verwendete Näherung als ausreichend gelten, um Einflüsse der Schichtdickenvariationen in einem FB2E-Modul auf das sichtbare Signal zu untersuchen.

Kapitel 5

Ergebnisse der Simulationsrechnungen

Die in Abschnitt 4.3 untersuchte Abhängigkeit der sichtbaren Energie von der Einschußposition in y -Richtung zeigt, daß Variationen in der Ausleseschichtdicke eines FB2E-Moduls Effekte verursachen können, die das Kalorimetersignal um mehr als 1% beeinflussen. Im realen Betrieb innerhalb des H1-Detektors kann ein primäres Teilchen jedoch nicht unter den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Bedingungen in ein FB2E-Modul einfallen. Um detailliertere Aussagen über das Signalverhalten machen zu können, sind weitere Simulationsrechnungen unter realistischeren Bedingungen notwendig.

5.1 Variation des Einschußwinkels Θ

Innerhalb des in Abbildung 4.2 definierten Koordinatensystems fällt im H1-Detektor ein primäres Teilchen unter einem Winkel Θ in positiver z -Richtung in das FB2E-Modul ein. Im folgenden wird angenommen, daß das primäre Teilchen, ohne durch Wechselwirkungen beeinflußt worden zu sein, an der Position $x = y = 0$ unter verschiedenen Winkeln Θ in ein FB2E-Modul eintritt.

Solange der Schauer als total absorbiert betrachtet werden kann, erwartet man in der IDEAL-Geometrie keine Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußwinkel, da das Verhältnis der wirksamen Schichtdicke des Absorbermaterials zur wirksamen Schichtdicke des Nachweismaterials für alle Winkel Θ konstant ist. Die Lage des Schauermaximums in y -Richtung, und damit der Anteil der Energiedeposition in den einzelnen Θ -Lagen, ändert sich jedoch mit dem Einschußwinkel. Abbildung 5.1 zeigt die Lage eines Schauers, der von Elektronen der Energie $E_0 = 30$ GeV ausgelöst wird, in der y, z -Ebene bei verschiedenen Einschußwinkeln Θ . Man erkennt, daß bei kleinen Einschußwinkeln der größte Teil der Energie im Bereich der Θ -Lage 1 deponiert wird. Mit zunehmendem Einschußwinkel verschiebt sich die Energiedeposition in Richtung der Θ -Lage 2. Also variiert bei Benutzung der SPLINE-Geometrie die mitt-

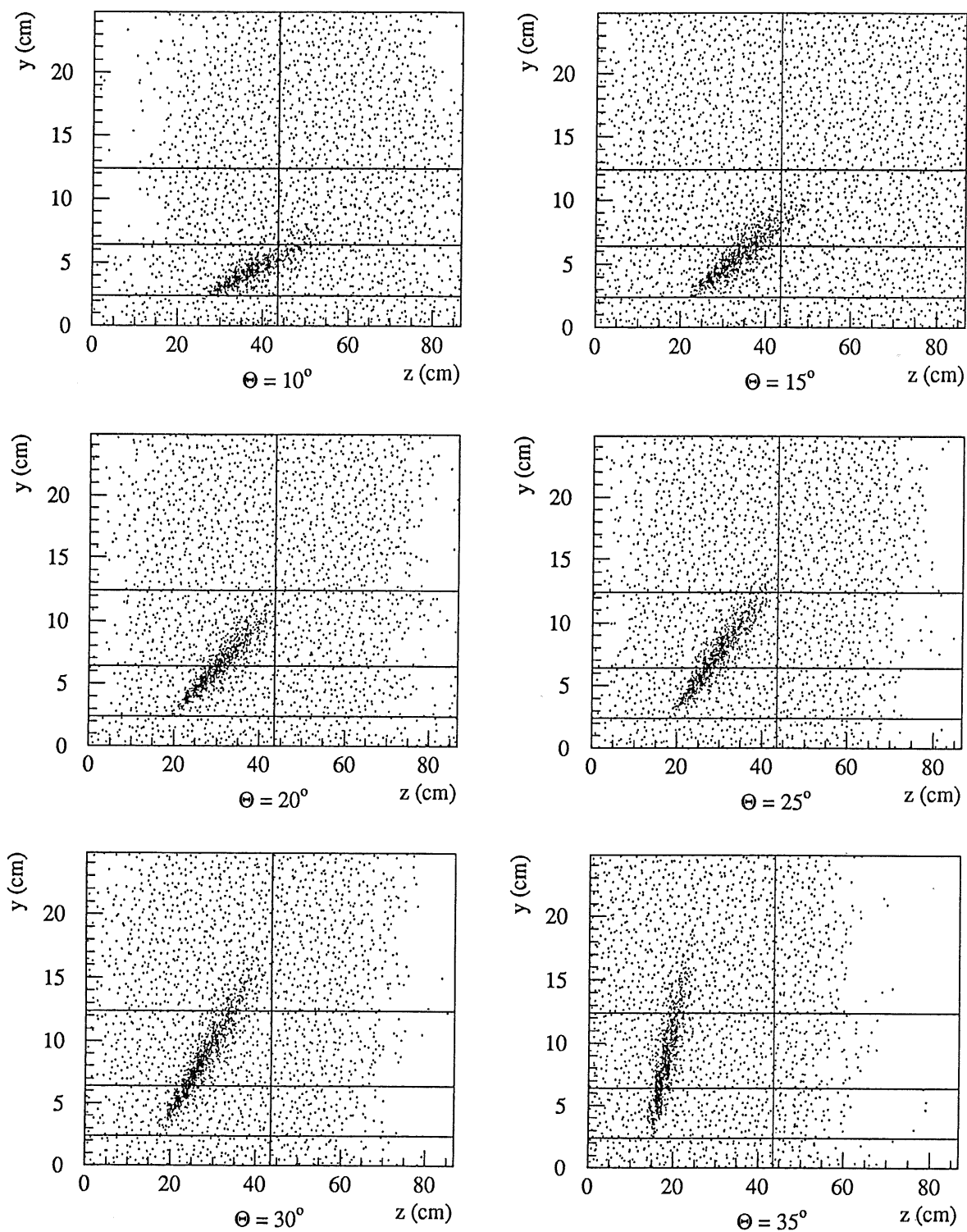


Abbildung 5.1: *Energiedeposition eines elektroneninduzierten 30 GeV Schauers in der y, z-Ebene eines FB2E-Moduls bei verschiedenen Einschufwinkeln Θ . Die waagerechten Linien deuten die Grenzen zwischen den Θ -Lagen an, die senkrechte Linie die Position der mittleren Stahlplatte.*

lere wirksame Dicke der Ausleseschichten in Abhängigkeit vom Einschubwinkel, denn die Ausleseschichtdicken der Θ -Lage 1 sind im Mittel gegenüber denen der Θ -Lage 2 größer¹.

In Abbildung 5.2 sind die daraus resultierenden Variationen in der sichtbaren Energie bei Einschub von Elektronen dargestellt. Die Einschubenergie beträgt $E_0 = 30$ GeV, die z -Position liegt am Anfang des z -Segmentes Nr. 1 bei Gap Nr. 15². Dadurch entwickelt sich der Schauer hauptsächlich in dem Teil des Kalorimeters, der durch die SPLINE-Geometrie im Simulationsprogramm beschrieben wird. Aufgetragen ist die auf die Einschubenergie E_0 normierte sichtbare Energie für die SPLINE- und die IDEAL-Geometrie.

Man erkennt, daß die Werte der sichtbaren Energie im Bereich $15^\circ \leq \Theta \leq 35^\circ$ für die IDEAL-Geometrie nahezu konstant sind, dagegen steigen sie im gleichen Bereich für die SPLINE-Geometrie zu kleinen Winkeln hin an. Für beide Geometrien fällt die sichtbare Energie bei Einschubwinkeln $\Theta > 35^\circ$ ab. Dieser Effekt wird durch Leckverluste in y -Richtung verursacht, da die Höhe des Kalorimeters bei großen Einschubwinkeln nicht mehr ausreichend ist, die Einschubenergie vollständig zu absorbieren. Der Anstieg der Werte für die sichtbare Energie bei Benutzung der IDEAL-Geometrie bei kleinen Einschubwinkeln kann, wie bereits in Abschnitt 4.3 beschrieben, auf den Einfluß des Presamplers zurückgeführt werden. Insgesamt kann man einen Unterschied in der absoluten Höhe der Werte zwischen der IDEAL- und der SPLINE-Geometrie feststellen. Dieser Unterschied resultiert daher, daß in der IDEAL-Geometrie die Ausleseschichtdicke etwa $30 \mu\text{m}$ kleiner war als die mittlere Dicke der Ausleseschichten in der SPLINE-Geometrie. Die gestrichelten Linien markieren einen Bereich, in dem die absoluten Werte der sichtbaren Energie der SPLINE-Geometrie um $\pm 1\%$ um einen Mittelwert im Bereich $15^\circ \leq \Theta \leq 35^\circ$ schwanken. Abbildung 5.3 zeigt die relativen Abweichungen zwischen den sichtbaren Energien bei Benutzung der IDEAL- und der SPLINE-Geometrie. Um den Unterschied in der absoluten Höhe der Werte in Abbildung 5.2 auszugleichen, wurden die Werte der sichtbaren Energie in der SPLINE-Geometrie auf den Mittelwert der Werte der sichtbaren Energie in der IDEAL-Geometrie im Bereich $15^\circ \leq \Theta \leq 35^\circ$ bei der Berechnung der Abweichungen normiert. Man erkennt, daß Abweichungen in den sichtbaren Energien, die größer als 1% sind, nur bei Einschubwinkeln $\Theta \leq 15^\circ$ auftreten.

Abbildung 5.4 verdeutlicht, daß die sichtbare Energie bei Benutzung der SPLINE-Geometrie im Vergleich zur IDEAL-Geometrie dadurch ansteigt, daß sich das Schauermaximum in y -Richtung von Θ -Lage 1 zu Θ -Lage 2 bei wachsendem Einschubwinkel verschiebt. Die Abbildung zeigt für beide Geometriebeschreibungen die sichtbare Energie in Abhängigkeit vom Einschubwinkel getrennt für die einzelnen Θ -Lagen. Man erkennt ein identisches Signalverhalten für beide Geometriebeschreibungen, nur die absoluten Höhen der einzelnen Werte differieren geringfügig. Deutlich sieht man, daß

¹Vergleiche Abbildung 4.6.

²Das entspricht dem Einschub der Teilchen in Abbildung 5.1.

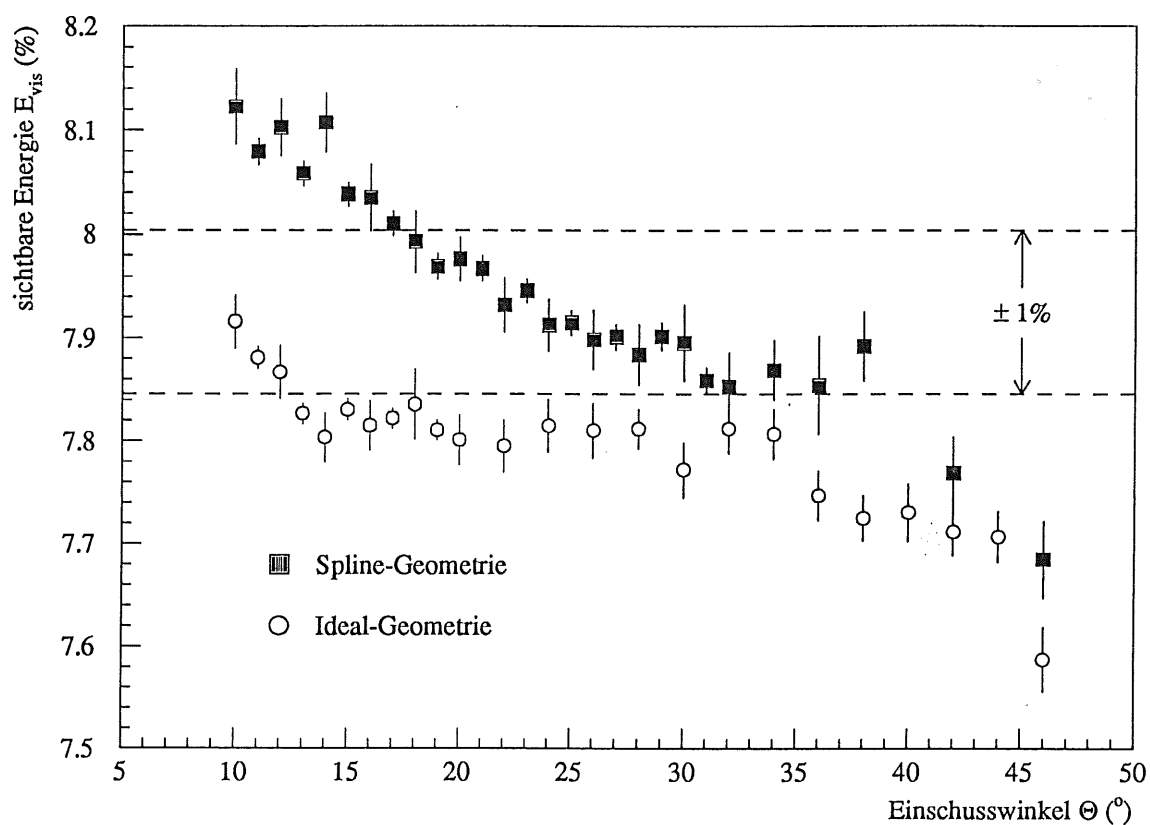


Abbildung 5.2: Sichtbare auf die Einschußenergie $E_0 = 30$ GeV normierte Energie bei Benutzung der IDEAL- und SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit vom Einschußwinkel Θ für einfallende Elektronen an der Position $x = y = 0$. Die z-Koordinate des Einschußpunktes liegt am Anfang des z-Segmentes Nr. 1 bei Gap Nr. 15 (s. Abb. 3.5).

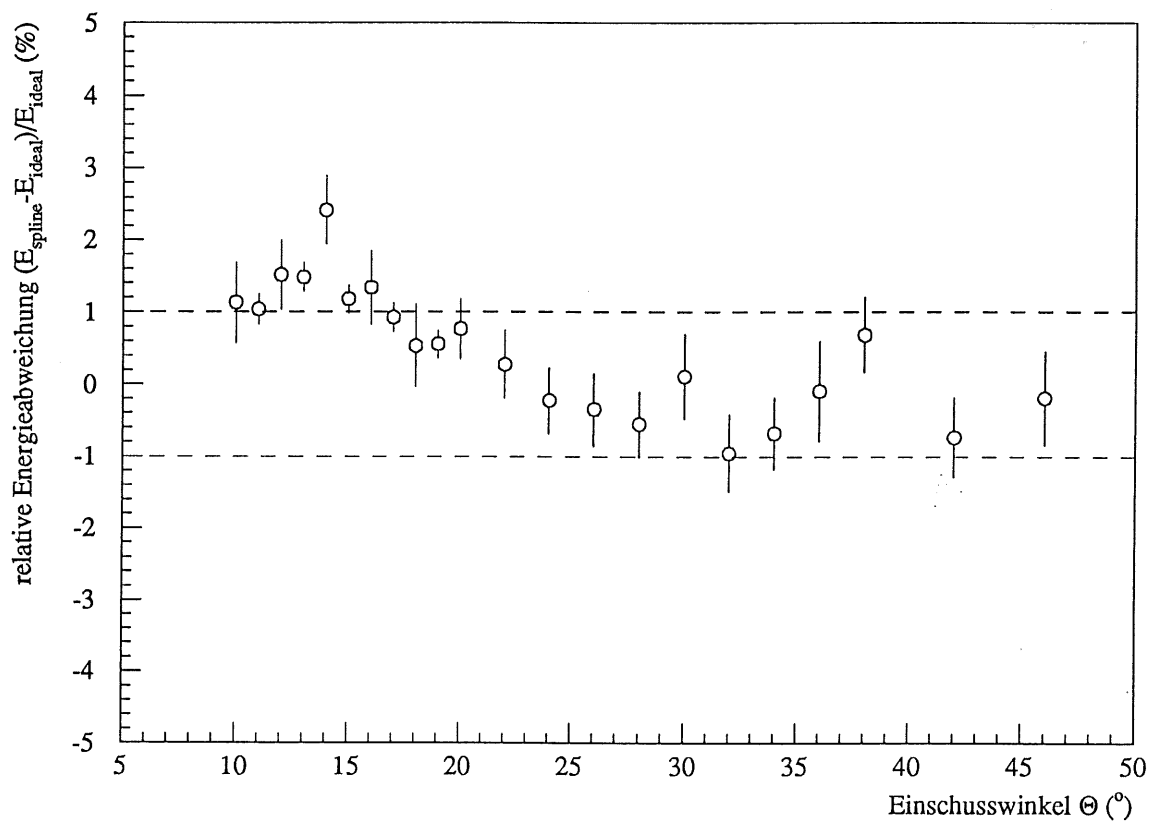


Abbildung 5.3: Relative Abweichungen der sichtbaren Energie $(E_{\text{spline}} - E_{\text{ideal}}) / E_{\text{ideal}}$ in Abhängigkeit vom Einschubwinkel Θ .

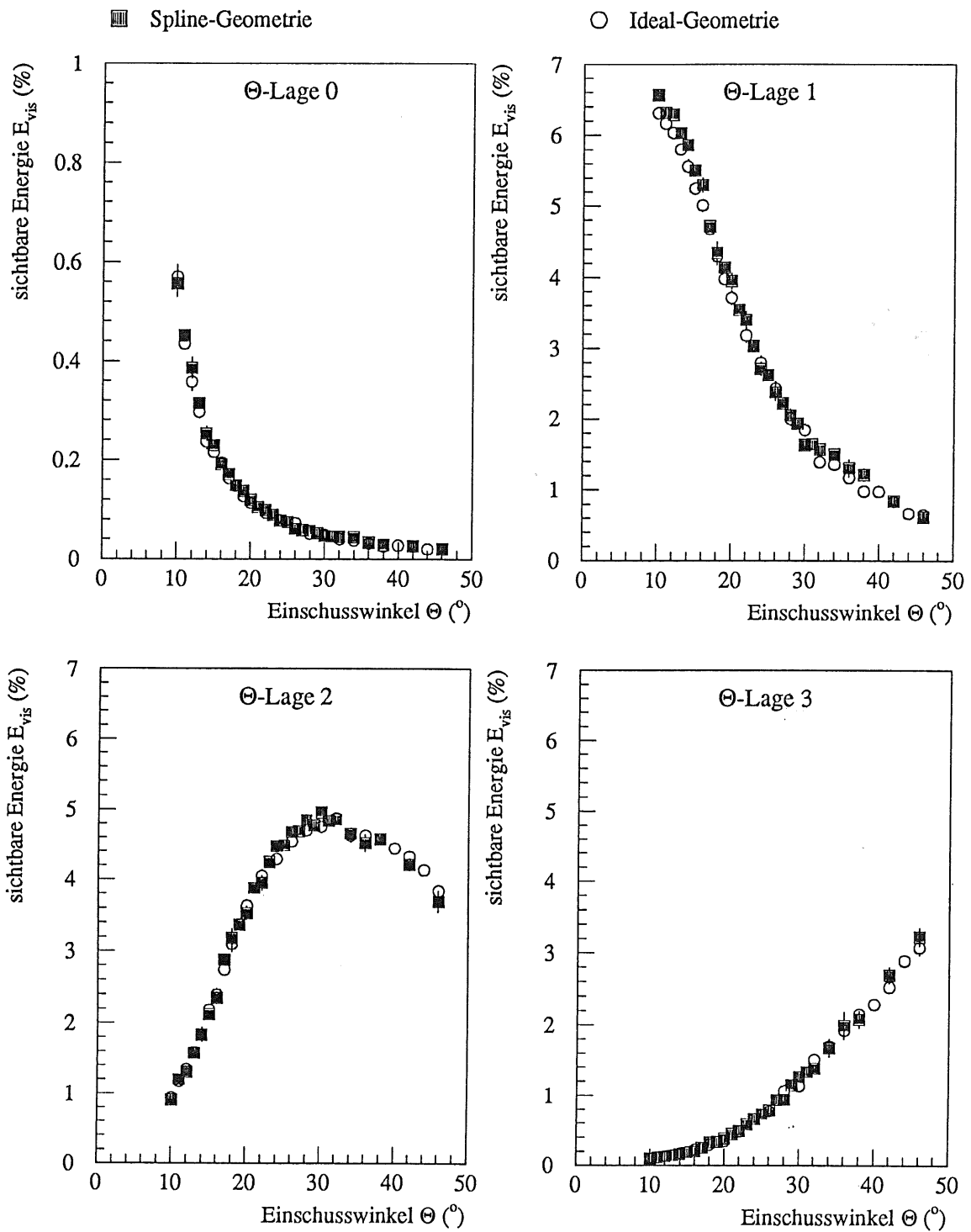


Abbildung 5.4: Sichtbare auf die Einschußenergie $E_0 = 30 \text{ GeV}$ normierte Energie bei Benutzung der IDEAL- und SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit vom Einschußwinkel Θ in den einzelnen Θ -Lagen. Die Ordinate der Lage 0 ist gegenüber den Ordinaten der anderen Diagramme gestreckt.

der Anteil der sichtbaren Energie für Einschußwinkel $\Theta \leq 20^\circ$ in der Θ -Lage 1 am größten ist, und sich für größere Einschußwinkel zu Θ -Lage 2 verschiebt. Da bei der SPLINE-Geometrie die Ausleseschichtdicke im Bereich der Θ -Lage 1 im Mittel dicker als in Θ -Lage 2 ist, erhöht sich die Energiedeposition in der Θ -Lage 1 stärker als in der Θ -Lage 2, wenn sich das Schauermaximum zwischen den Lagen verschiebt.

Insgesamt zeigt sich, daß in einem FB2E-Modul eine geringe Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußwinkel eines Teilchens feststellbar ist. Bei einer Einschußenergie von 30 GeV liegt die Breite der Schwankung für die sichtbare Energie im Bereich der Einschußwinkel $18^\circ \leq \Theta \leq 37^\circ$ bei $\pm 1\%$. Für geringere Einschußenergien kann der Schauer bei gleichem Einschußwinkel nicht mehr so tief in die Θ -Lage 2 eindringen, dadurch fluktuiert das Schauermaximum weniger zwischen den Θ -Lagen, so daß die Variationen noch geringer werden. Das FB2E-Kalorimeter dient hauptsächlich zum Nachweis von Elektronen und Photonen, die aus dem Wechselwirkungspunkt stammen und den FB2E-Ring nur im Bereich $19^\circ \leq \Theta \leq 26^\circ$ erreichen. Daher kann die Winkelabhängigkeit der sichtbaren Energie, die sich durch die systematische Variation der Dicke der Ausleseschichten ergibt, vernachlässigt werden.

5.2 Einfluß der Schichtdickenvariation auf die Linearität und die Energieauflösung

Wie bereits in Abschnitt 3.1.3 erwähnt, ist das Signal eines FB2E-Moduls nicht über den gesamten Energiebereich proportional zur Einschußenergie. In den bisher durchgeführten Untersuchungen, in denen der Presampler, der die Abweichungen von der Linearität kompensiert, optimiert wurde, wurden die Schichtdickenvariationen nicht berücksichtigt [BORR87, LENH89]. Mit den folgenden Analysen soll überprüft werden, welche Einflüsse die Schichtdickenvariation auf die Linearität sowie auf die Energieauflösung eines FB2E-Moduls hat.

Beide Geometrienbeschreibungen für die Monte-Carlo-Simulation wurden dazu um inaktives Vormaterial erweitert, das bei einem Einschußwinkel der Teilchen von $\Theta = 25^\circ$ in Richtung der Schauerachse eine Strahlungslänge von $x = 2.0 X_0$ aufweist [BRIS87]. Für Einschußenergien im Bereich $1 \text{ GeV} \leq E_0 \leq 80 \text{ GeV}$ wurden zwischen 5000 und 20 Schauer simuliert. Die Einschußposition liegt bei $x = y = 0$, die z -Koordinate entspricht der Mitte von Gap Nr. 15, der Einschußwinkel Θ beträgt 25° .

Die Ergebnisse der Analysen sind in den Abbildungen 5.5 und 5.6 dargestellt. Abbildung 5.5 zeigt die sichtbare, auf die Einschußenergie E_0 normierte Energie in Abhängigkeit von der Einschußenergie E_0 getrennt für beide Geometrien. Abbildung 5.6 zeigt die relativen Abweichungen der sichtbaren Energie bei der SPLINE-Geometrie von derjenigen bei der IDEAL-Geometrie. In Abbildung 5.5(a) erkennt man, daß die Werte der sichtbaren Energie für die IDEAL-Geometrie und Einschußenergien $E_0 \geq 10 \text{ GeV}$ nahezu konstant sind, die korrespondierenden Werte für die SPLINE-Geometrie in Abbil-

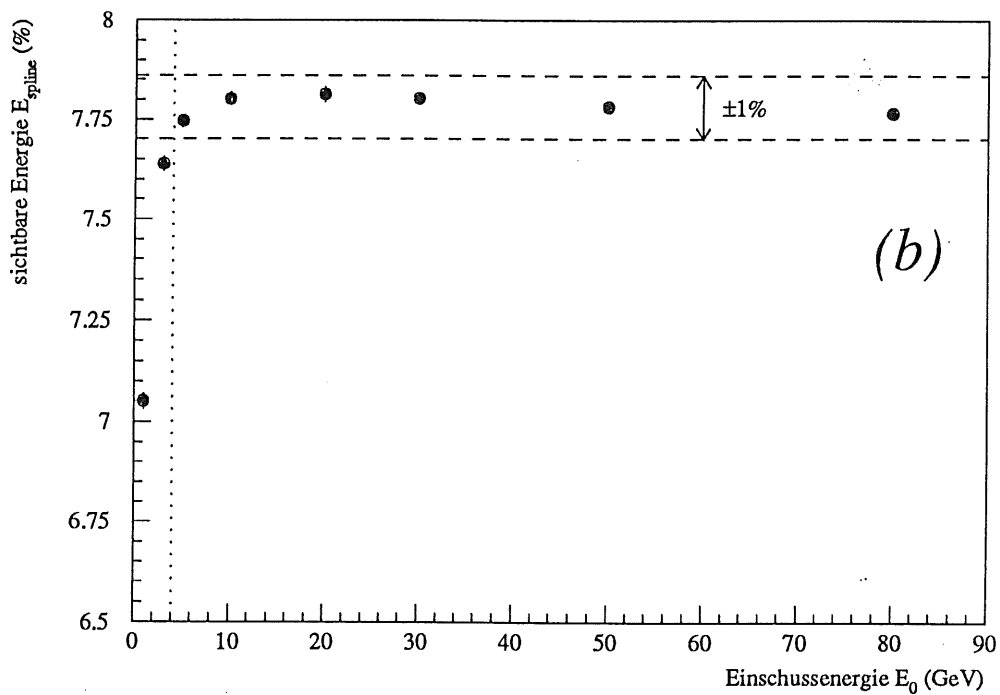
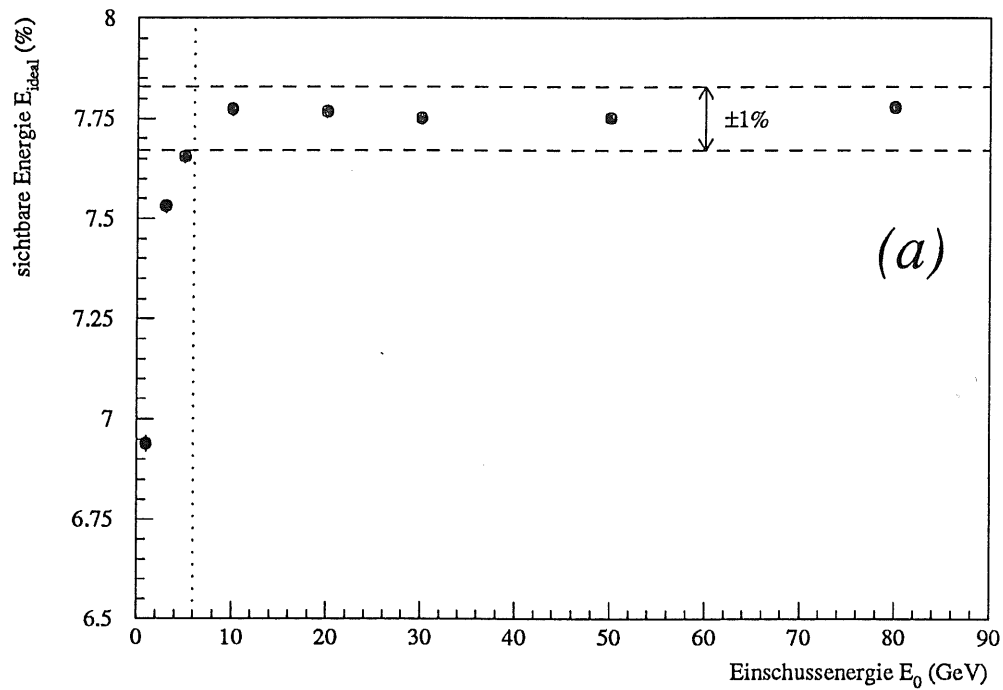


Abbildung 5.5: Sichtbare auf die Einschussenergie $E_0 = 30$ GeV normierte Energie bei Verwendung der IDEAL-Geometrie (a) und der SPLINE-Geometrie (b) als Funktion der Einschussenergie E_0 . Die gestrichelten Linien markieren einen Bereich innerhalb dessen die Schwankung der sichtbaren Energie nicht mehr als $\pm 1\%$ beträgt.

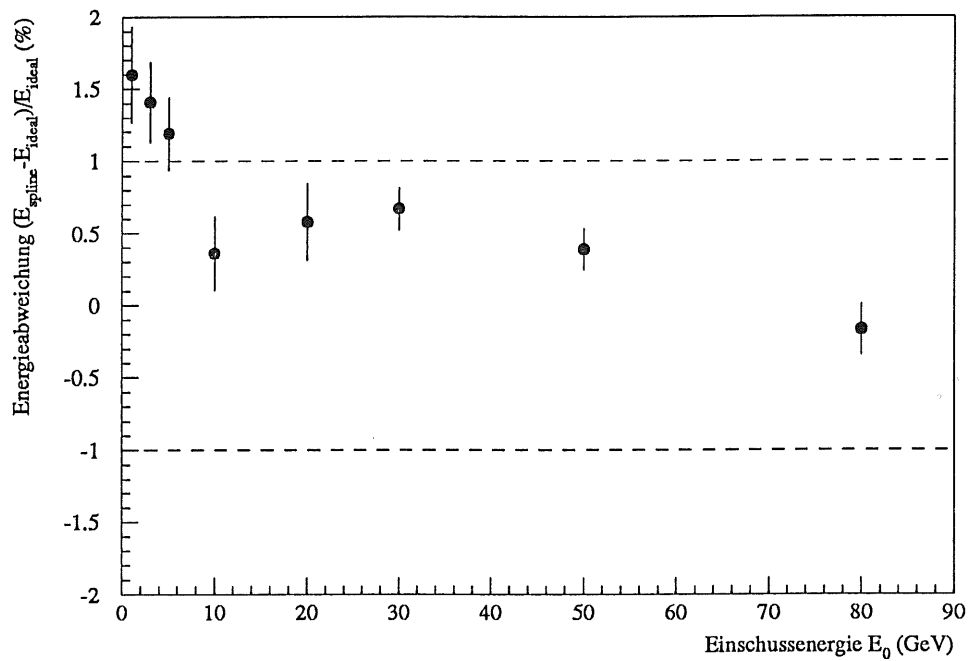


Abbildung 5.6: Relative Abweichung der sichtbaren Energie bei Verwendung der SPLINE-Geometrie von derjenigen bei Verwendung der IDEAL-Geometrie als Funktion der Einschussenergie E_0 .

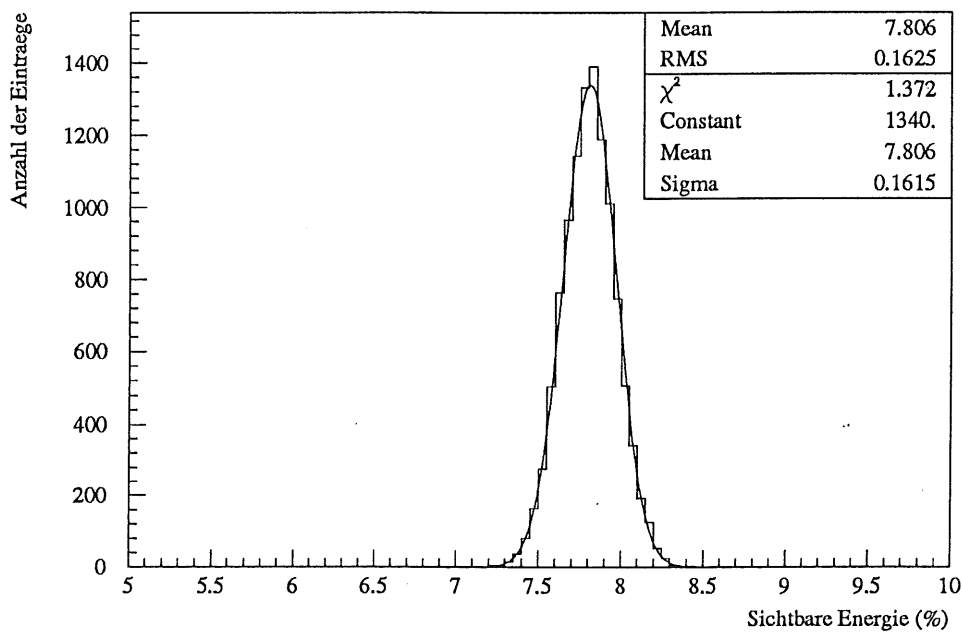


Abbildung 5.7: Typische Verteilung der sichtbaren Energie in der SPLINE-Geometrie bei einer Einschussenergie $E_0 = 30$ GeV. Die angegebenen Werte kennzeichnen den Mittelwert der Einträge bzw. die Werte der Parameter der eingetragenen Gaußfunktion.

dung 5.5(b) fallen dagegen zu größeren Einschußenergien hin leicht ab. Dieser Abfall entsteht, ähnlich wie bei der Variation des Einschußwinkels, dadurch, daß der Schauer bei größeren Energien tiefer in das Kalorimeter eindringt, wodurch sich das Schauermaximum in dünnere Bereiche der Ausleseschichten bewegt. Aus Abbildung 5.6 entnimmt man, daß die Abweichungen der Signale voneinander für Einschußenergien größer als 10 GeV maximal etwa 0.5 % betragen und damit vernachlässigbar sind. Im Bereich der Einschußenergien $E_0 \leq 10$ GeV steigt die Abweichung der sichtbaren Energien voneinander auf Werte bis zu 1.6 % an. Auch diese Abweichungen können auf die Dickenvariation der Ausleseschichten zurückgeführt werden, da sich das Schauermaximum immer weiter zur Θ -Lage 1 verschiebt und dabei die mittlere wirksame Ausleseschichtdicke in der SPLINE-Geometrie ansteigt.

Betrachtet man den Verlauf der Werte der sichtbaren Energien in Abbildung 5.5 stellt man fest, daß die Werte für beide Geometrien und Einschußenergien $E_0 < 10$ GeV deutlich abfallen. Dies wird durch eine ungenügende Kompensation des Energieverlustes im inaktiven Vormaterial durch den Presampler verursacht [BORR87,LENH89]. Die höheren Abweichungen der sichtbaren Energien in den verschiedenen Geometrien zeigen, daß diese Unterkompensation mit der SPLINE-Geometrie geringfügig ausgeglichen wird. Der Wert für E_0 , bei dem die sichtbare Energie den eingezeichneten Schwankungsbereich von ± 1 % unterschreitet, verschiebt sich von ca. 6 GeV bei der IDEAL-Geometrie zu ca. 4 GeV bei der SPLINE-Geometrie. Die typische Form der Ausleseschichten ergänzt so die Funktion des Presamplers, indem eine schwache Überkompensation für Einschußenergien im Bereich zwischen 10 GeV und 20 GeV ausgeglichen wird, und sich der Bereich, in dem die Abweichungen von der Linearität kleiner als 1 % sind, geringfügig zu kleineren Einschußenergien hin vergrößert.

Dieses Verhalten wird auch von Untersuchungen zur Energieauflösung bestätigt. Dazu wurde mit einer Ausgleichsrechnung eine Gaußfunktion an die Verteilungen der sichtbaren Energien für jede Einschußenergie E_0 angepaßt. In Abbildung 5.7 ist eine typische Verteilung der sichtbaren Energie für eine Einschußenergie $E_0 = 30$ GeV als Histogramm dargestellt. Man erkennt, daß das Signal sehr gut durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Mit den Parametern der Ausgleichsrechnung kann die Energieauflösung σ_E/E bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abbildung 5.8 in Abhängigkeit von der Einschußenergie aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven erhält man, wenn man eine Funktion der Form

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{P_1^2}{E_0} + P_2^2} \quad (5.1)$$

analog zur Funktion der theoretischen Energieauflösung nach Gleichung (2.17) an die Werte anpaßt. Man erkennt, daß die angepaßte Funktion die Werte der SPLINE-Geometrie besser als die IDEAL-Geometrie beschreibt. Die mit der der SPLINE-Geometrie erhaltene relative Energieauflösung ist mit $(13.1 \pm 0.1) \%/ \sqrt{E_0}$ besser als diejenige der IDEAL-Geometrie mit $(13.6 \pm 0.3) \%/ \sqrt{E_0}$.

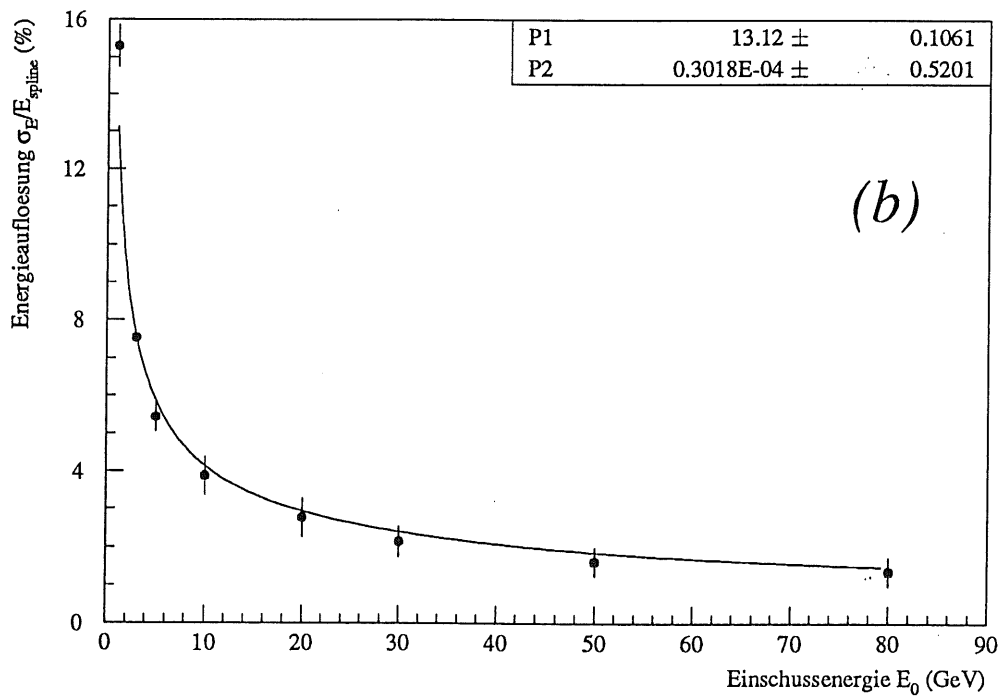
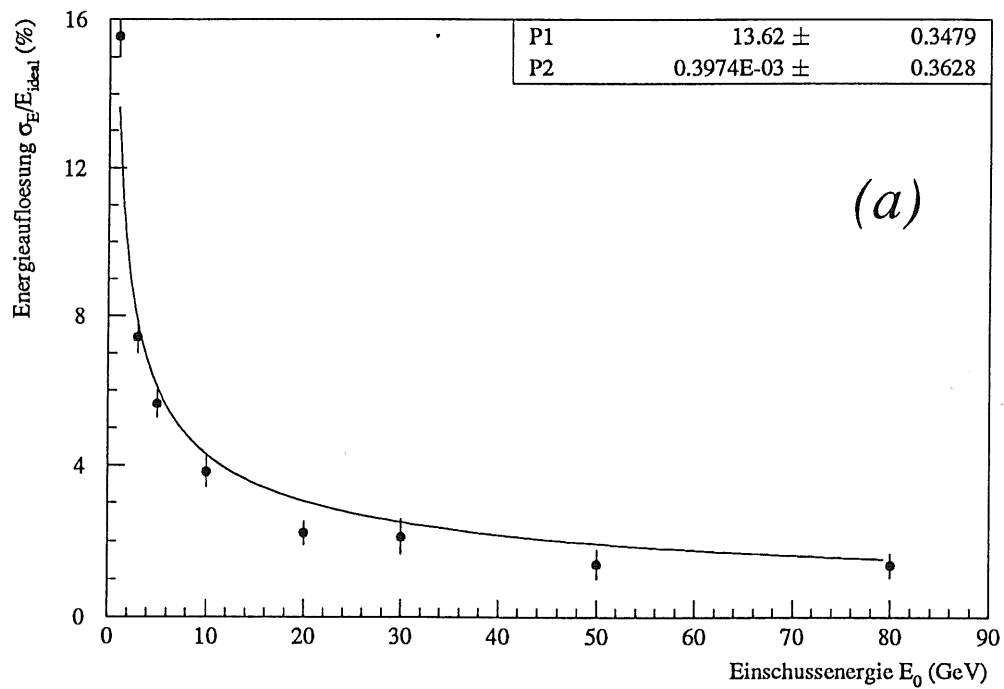


Abbildung 5.8: Energieauflösung σ_E/E in Abhängigkeit von der Einschussenergie E_0 mit der IDEAL-Geometrie (a) und der SPLINE-Geometrie (b). Die durchgezogenen Kurven beschreiben eine Funktion der Form:

$$\sigma_E/E = \sqrt{P_1^2/E_0 + P_2^2}.$$

5.3 Einfluß der Schichtdickenvariation auf die Ladungssammlung in einem FB2E-Kalorimetermodul

Zur absoluten Energiekalibrierung eines Flüssig-Argon-Kalorimeters ist es notwendig, zu wissen, welcher Anteil der durch Ionisation erzeugten Ladungen wirklich gemessen werden kann. Einfluß auf die Ladungssammlung haben im wesentlichen vier Parameter:

- Die Höhe der angelegten Hochspannung
- Verunreinigungen des flüssigen Argons
- Die Breite der Flüssigargonschichten
- Die Sammelzeit der Ausleseelektronik.

In diesem Abschnitt soll nun untersucht werden, welchen Einfluß die Dickenvariationen der Ausleseschichten auf das sichtbare Kalorimetersignal haben.

Grundlage für die folgenden Untersuchungen bildet die Gleichung [HILS37]

$$Q = 2Q_0 \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-d/\lambda}) \right]. \quad (5.2)$$

Sie gibt an, welche Ladung Q in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter durch Ionisationen eines einfallenden Teilchens gemessen werden kann, wobei Q_0 die tatsächlich in einer Ausleseschicht erzeugte Ladung darstellt. d ist die Dicke der Ausleseschicht an der Stelle der Ionisation und λ die mittlere freie Weglänge für die Absorption eines erzeugten Elektrons durch Verunreinigungen. Kennt man die zur Produktion eines Ionenpaares in flüssigem Argon notwendige Energie³ W , so berechnet sich die erzeugte Ladung Q_0 zu

$$Q_0 = e \frac{dE}{dx} \frac{d}{W} \quad (5.3)$$

Dabei stellt e die Elementarladung und dE/dx den Energieverlust pro Weglänge d dar. $dE/dx \cdot d$ ist damit die bei einer Ionisation deponierte Energie ΔE . Die mittlere freie Weglänge λ ist proportional zum Betrag des elektrischen Feldes E innerhalb der Ausleseschichten. Berücksichtigt man die Verunreinigungen des flüssigen Argons durch eine Sauerstoff-Äquivalenz-Konzentration p , so berechnet sich λ zu [HOFM76]:

$$\lambda = \lambda_0 |E| = \alpha \frac{|E|}{p}, \quad \alpha = 0.12 \frac{\text{cm}^2 \text{ ppm}}{\text{kV}}. \quad (5.4)$$

Für ein FB2E-Kalorimetermodul kann das elektrische Feld innerhalb einer Ausleseschicht wie dasjenige eines Plattenkondensators beschrieben werden. Es gilt

$$|E| = \frac{U}{d}, \quad (5.5)$$

³(23.6 ± 0.5) eV [MIYA74]

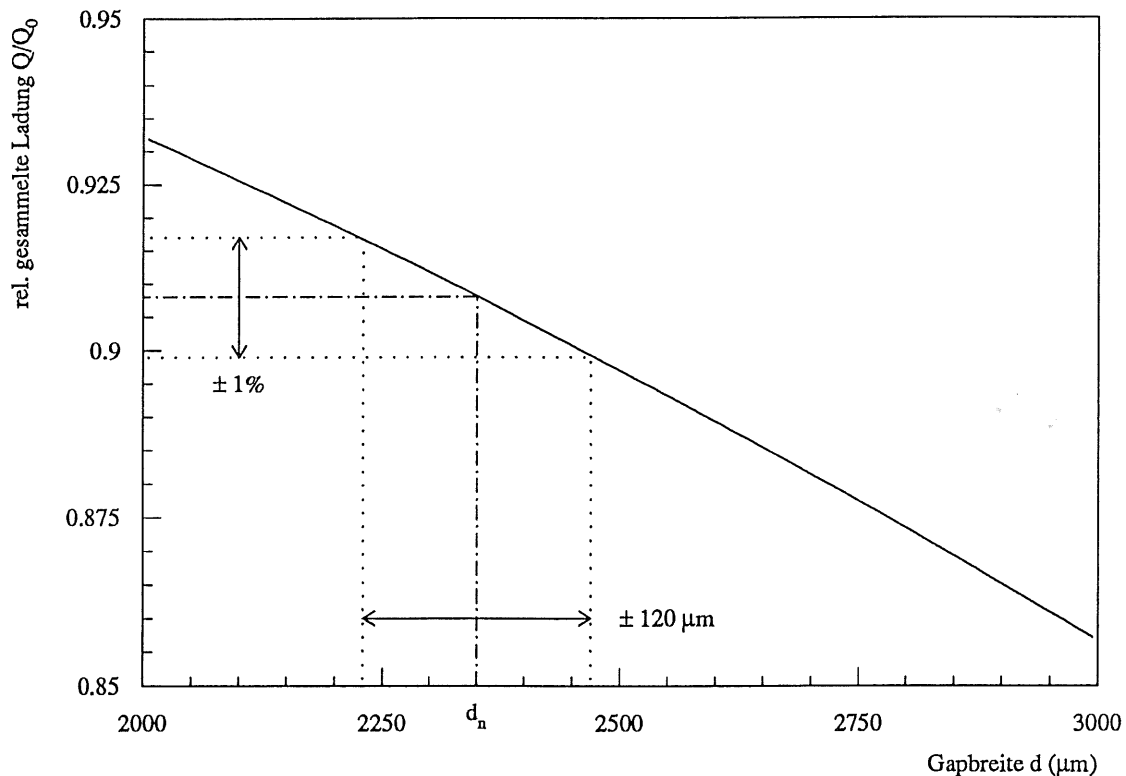


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der relativen Ladungssammlung Q/Q_0 von der Ausleseschichtdicke d nach Gleichung (5.7) mit $\alpha = 0.12 \text{ cm}^2 \text{ ppm/kV}$, $p = 1.61 \text{ ppm}$ und $U = 2.5 \text{ kV}$.

damit folgt für λ :

$$\lambda = \lambda_0 \frac{U}{d} = \frac{\alpha U}{pd}. \quad (5.6)$$

Durch Einsetzen aller Parameter in Gleichung (5.2) ergibt sich für die relative Ladungssammlung Q/Q_0 in Abhängigkeit von der Dicke einer Ausleseschicht:

$$\frac{Q}{Q_0} = 2 \frac{\alpha U}{pd^2} \left[1 - \frac{\alpha U}{pd^2} \left(1 - \exp \left(-\frac{pd^2}{\alpha U} \right) \right) \right]. \quad (5.7)$$

Abbildung 5.9 zeigt die nach obiger Gleichung berechnete relative Ladungssammlung Q/Q_0 als Funktion Ausleseschichtdicke. Man erkennt, daß eine systematische Variation der Ausleseschichtdicke von $120 \mu\text{m}$ gegenüber einer Normdicke $d_n = 2350 \mu\text{m}$ eine Abweichung in der Ladungssammlung von etwa 1% bedeutet. Abweichungen dieser Größenordnung in der Dicke der Ausleseschichten sind nach [KURZ91] nicht ungewöhnlich, so daß eine detaillierte Untersuchung dieses Effekts notwendig ist.

Ist ΔE_i die in einem Auslesegment i deponierte Energie in einem Ereignis j , so gilt nach (5.3 und 5.7) für die an dieser Stelle gesammelte Ladung

$$Q_i = \Delta E_i \frac{2e}{W} \frac{\alpha U}{pd_i^2} \left[1 - \frac{\alpha U}{pd_i^2} \left(1 - \exp \left(-\frac{pd_i^2}{\alpha U} \right) \right) \right]. \quad (5.8)$$

Wurde während des Ereignisses in insgesamt n Auslesegmenten Energie deponiert, so ergibt sich die gesamte gesammelte Ladung als

$$Q_j = \sum_{i=1}^n \Delta E_i \frac{2e}{W} \frac{\alpha U}{pd_i^2} \left[1 - \frac{\alpha U}{pd_i^2} \left(1 - \exp \left(-\frac{pd_i^2}{\alpha U} \right) \right) \right]. \quad (5.9)$$

Die vergleichbare, unabhängig von der Auslesegmentdicke gesammelte Ladung \bar{Q}_j ergibt sich zu

$$\bar{Q}_j = \frac{2e}{W} \frac{\alpha U}{pd_n^2} \left[1 - \frac{\alpha U}{pd_n^2} \left(1 - \exp \left(-\frac{pd_n^2}{\alpha U} \right) \right) \right] \sum_{i=1}^n \Delta E_i. \quad (5.10)$$

Somit läßt sich eine mittlere relative Abweichung $\langle \delta \rangle$ des Signals bestimmen:

$$\langle \delta \rangle = \left\langle \sum_{j=1}^N \frac{Q_j - \bar{Q}_j}{Q_j} \right\rangle. \quad N = \text{Anzahl der Ereignisse} \quad (5.11)$$

Zur Bestimmung von $\langle \delta \rangle$ wurden Monte-Carlo-Daten der EGS4-Simulation des FB2E Stacks, das 1990 für die CERN-Testmessungen 1990 benutzt wurde, verwendet. Bei diesen Testmessungen wurden Elektronen mit Energien von 3.7 GeV bis 80 GeV unter einem Winkel von $\Theta = 25^\circ$ in das z -Segment Nr. 1 des Testmoduls eingeschossen.

Die Parameter p und U für die Testperiode sind [HART91]:

$$p = 1.61 \text{ ppm}, \quad U = 2.5 \text{ kV}. \quad (5.12)$$

Berücksichtigt wurden Simulationsdaten für einfallende Elektronen mit 5 GeV und 30 GeV. Zur Berechnung der von Dicke der Auslesegmenten unabhängigen Ladungssammlung wurde eine Normdicke von $d_n = 2350 \mu\text{m}$ angenommen. Da die Lage des Schauers im Kalorimeter durch die Segmentierung der Auslesegmente gut bestimmt werden kann, kann eine mittlere wirksame Dicke \bar{d} der Auslesegmente bestimmt werden:

$$\bar{d} = \frac{\sum_{k=1}^{n_k} d_k \Delta E_k}{\sum_{k=1}^{n_k} \Delta E_k}. \quad k = \text{Nummer eines Auslesegmentes}. \quad (5.13)$$

Analog zu Gleichung (5.11) kann daraus ein Wert δ_f bestimmt werden, der die Abweichung der Ladungssammlung durch Verunreinigungen beschreibt:

$$\delta_f = \frac{Q_{\bar{d}} - Q_{d_n}}{Q_{\bar{d}}}. \quad (5.14)$$

Die Untersuchungen wurden für das Gesamtsignal sowie für das Signal der einzelnen Θ -Lagen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.10 zusammengefaßt. Man

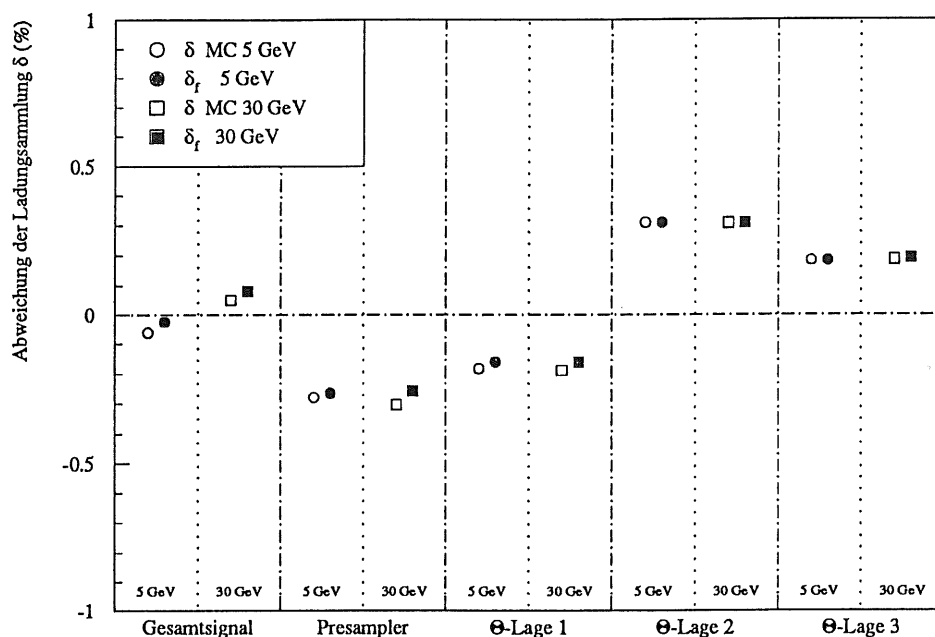


Abbildung 5.10: Relative Abweichung der gesammelten Ladung Q bei Berücksichtigung der Ausleseschichtdickenvariation gegenüber der gesammelten Ladung bei konstanter Ausleseschichtdicke d_n für Elektronen mit 5 GeV und 30 GeV. Die statistischen Fehler liegen in der Größenordnung der dargestellten Symbole.

erkennt, daß die Abweichungen in der Ladungssammlung, die sich durch die Dickenvariationen der Ausleseschichten ergeben, im Gesamtsignal kleiner als 0.1%, in den Θ -Lagen kleiner als 0.5% sind. Weiterhin zeigt sich, daß mit Hilfe der mittleren Ausleseschichtdicken der einzelnen elektronischen Kanäle nach Gleichung (5.14) ein einfach zu berechnender Wert bestimmt werden kann, der die Abweichungen des Kalorimeter-signals gegenüber einem Signal mit konstanter Ausleseeffizienz sehr gut beschreibt.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß eine Abhängigkeit der Ladungssammlung von der Dicke der Ausleseschichten, die durch Verunreinigungen des flüssigen Argons hervorgerufen werden, innerhalb der FB2E-Kalorimeter praktisch nicht vorhanden ist. Die vorhandenen Effekte sind kleiner als 0.5% und liegen somit unter der angestrebten Meßgenauigkeit von 1%. Für den Betrieb der Kalorimeter-Module im H1-Detektor wird zudem eine höhere Reinheit des flüssigen Argons angestrebt, wodurch sich der Einfluß von Dickenvariationen der Ausleseschichten auf die Ladungssammlung nochmals verringert. Für die weiteren Untersuchungen kann dieser Effekt somit vernachlässigt werden.

5.4 Variation der Einschußposition in z-Richtung

Die bisherigen Untersuchungen zeigen, daß die systematischen Variationen der Dicke der Ausleseschichten in y -Richtung nur geringe Einflüsse auf das sichtbare Signal unter den Betriebsbedingungen im H1-Detektor haben. Eine weitere Möglichkeit, das Signal des Kalorimeters zu beeinflussen, sind zufällige Variationen in der Dicke der Ausleseschichten. Verändert man den Einschußpunkt eines Teilchens und hält alle anderen Parameter fest, so kann die Lage des Schauersmaximums aufgrund zufälliger Dickenvariationen zwischen besonders dünnen und besonders dicken Ausleseschichten variieren. Die folgenden Untersuchungen sollen klären, ob die Schwankungen in der Höhe der sichtbaren Energie, die dadurch verursacht werden, größer als $\pm 1\%$ sind.

Da die Lage des Schauersmaximums aufgrund der statistischen Natur des elektromagnetischen Schauers fluktuiert, ist es schwierig, durch gezielten Einschuß eine besonders dünne oder dicke Ausleseschicht zu treffen. Im Gegensatz zu den systematischen Variationen der Schichtdicken in x - und y -Richtung, sollten die Dickenvariationen in z -Richtung rein statistisch sein, da die einzelnen produzierten Kalorimeterplatten während der Produktion zufällig auf die verschiedenen Kalorimetermodule verteilt wurden. Variiert man die Einschußposition nur in z -Richtung, bewegt sich das Schauersmaximum unabhängig von den systematischen Dickenvariationen in x - und y -Richtung durch zufällig unterschiedlich dicke Ausleseschichten. Die Grundparameter der Monte-Carlo-Simulationen, die bei den folgenden Untersuchungen benutzt wurden, sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Durch die Wahl der x -Koordinate $x = 0$ mm erreicht

x -Position	(0 ± 15) mm
y -Position	0 mm
z -Position	variabel
Polarwinkel Θ	25°
Azimutwinkel ϕ	0°
Einschußteilchen	e^-
Einschußenergie	5 GeV, 30 GeV

Tabelle 5.1: *Parameter der einfallenden Teilchen in den Monte-Carlo-Simulationen zur Variation der Einschußposition in z-Richtung*

man, daß der Schauer weit von den Kalorimeterrändern entfernt ist⁴, dadurch werden Leckverluste minimiert. Weiterhin liegt innerhalb des Ausdehnungsbereichs dreier Molière-Radien des Schauers keine Stahlstange. Da die Abstände der Kalorimeterplatten an den Stahlstangen durch die Abstandshalter fixiert sind, erwartet man die größten lokalen Variationen in der Dicke der Ausleseschicht gerade an den Orten, an denen sich

⁴Vergleiche Abbildung 4.5

keine Stahlstange befindet. Die Variation der Einschußposition in x -Richtung um ± 15 mm begründet sich damit, daß die Monte-Carlo-Daten mit Daten verglichen werden sollen, die mit einem FB2E-Modul 1990 am CERN-SPS-Beschleuniger genommen wurden. Die Breite des einfallenden Elektronenstrahls bei den CERN-Testmessungen lag bei 30 mm, so daß der Einfallsort eines einzelnen Elektrons um ± 15 mm variiert.

5.4.1 Abschätzung der Dicke des inaktiven Vormaterials bei den CERN-Testmessungen

Bei den CERN-Testmessungen betrug die Dicke des inaktiven Vormaterials, das von den Elektronen durchdrungen wurde bis sie das FB2E-Testmodul erreichten, weniger als 2.0 Strahlungslängen. Arbeiten, die den Aufbau der CERN-Testmessungen beschreiben, geben für die effektive Gesamtdicke des inaktiven Vormaterials, das von dem Elektronenstrahl durchdrungen wurde ca. $0.6 X_0$ an [KUBA88]. Diese Arbeiten beschreiben aber nur das Material außerhalb des Kryostaten, über Art und Dicke des inaktiven Materials innerhalb des Kryostaten gibt es zur Zeit noch keine vollständigen Informationen. Weiterhin befanden sich in dem Zeitraum, in dem die zu vergleichenden Daten genommen wurden, zeitweise zusätzliche Experimente im Strahlengang der Elektronen, über deren Materialzusammensetzung und Dicke in Strahlungslängen keine Angaben vorhanden sind. Daher wurde die Dicke des inaktiven Vormaterials, das zu der Zeit vorhanden war, als die zu vergleichenden Daten genommen wurden, durch Vergleiche von Monte-Carlo-Daten mit Daten aus Stabilitätstestläufen dieses Zeitraumes abgeschätzt.

Als Anpassungskriterium dient die Eindringtiefe des Schauers in das Kalorimeter. Mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm, das die SPLINE-Geometrie enthält, wurden Schauerereignisse bei verschiedenen Vormaterialdicken an einer Position z_0 berechnet, die ungefähr der Einschußposition p_0 eines Stabilitätstestlaufes entspricht. Abbildung 5.13 zeigt die sich aus den Simulationsrechnungen ergebende sichtbare, auf die Einschußenergie $E_0 = 30$ GeV normierte Energie in den vier Θ -Lagen. Die Histogramme der Abbildung 5.11 zeigen die Verteilungen der Ladungen, die während eines Stabilitätstestlaufes in den einzelnen Θ -Lagen gemessen wurden. Abbildung 5.12 zeigt Verteilungen der sichtbaren Energie aus den Monte-Carlo-Rechnungen in den einzelnen Θ -Lagen für eine Strahlungslänge des inaktiven Vormaterials von $1.5 X_0$. Mit $E_{\Theta i}$, $i = 0, \dots, 3$ wird im folgenden die sichtbare Energie in der Θ -Lage i der Monte-Carlo-Rechnungen bezeichnet, $Q_{\Theta i}$ ist die in der i -ten Lage deponierte Ladung des Stabilitätstestlaufes. Um einen Wert für die Dicke des inaktiven Vormaterials zu gewinnen, wurden die Verhältnisse $E_{\Theta 1}/E_{\Theta 2}$, $E_{\Theta 0}/E_{\Theta 3}$, $Q_{\Theta 1}/Q_{\Theta 2}$, $Q_{\Theta 0}/Q_{\Theta 3}$ sowie die relativen Abweichungen der Verhältnisse

$$\frac{E_{\Theta 1}/E_{\Theta 2} - Q_{\Theta 1}/Q_{\Theta 2}}{Q_{\Theta 1}/Q_{\Theta 2}} \quad \text{und} \quad \frac{E_{\Theta 0}/E_{\Theta 3} - Q_{\Theta 0}/Q_{\Theta 3}}{Q_{\Theta 0}/Q_{\Theta 3}}$$

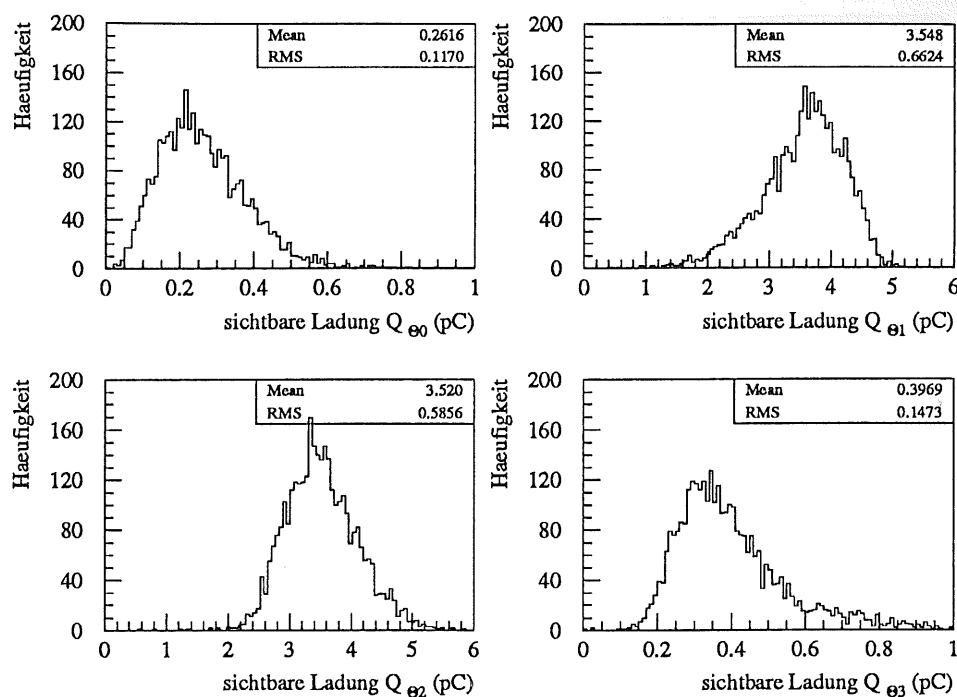


Abbildung 5.11: Verteilungen der gemessenen Ladungen Q_{Θ_i} des Stabilitätstestlaufes 2672 der CERN-Testmessungen 1990 [HART91].

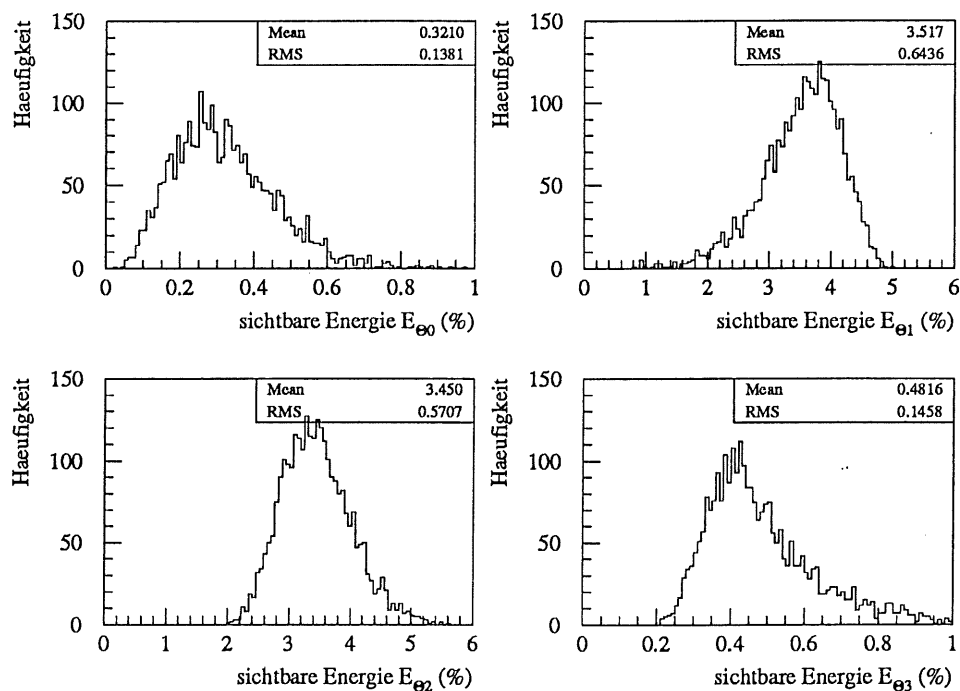


Abbildung 5.12: Verteilungen der sichtbaren Energie E_{Θ_i} der Monte-Carlo-Rechnungen für $x = 1.5 X_0$.

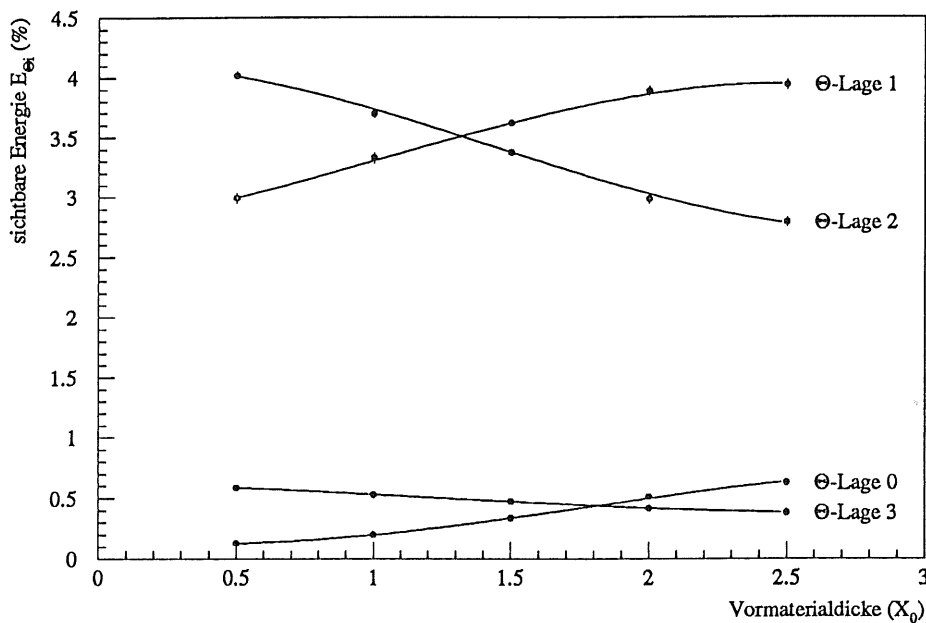


Abbildung 5.13: Sichtbare, auf die Einschubenergie E_0 normierte Energie E_{Θ_i} in Abhängigkeit von der Dicke des inaktiven Vormaterials. Die Linien dienen nur der Führung der Augen.

bestimmt. Die Ergebnisse sind für die verschiedenen Werte von X_0 in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Die geringsten relativen Abweichungen in den Verhältnissen der sichtbaren Energie der einzelnen Θ -Lagen erhält man mit einem Wert der Dicke des inaktiven Vormaterials von $x = 1.5 X_0$. Ein Vergleich der Histogramme in den Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigt, daß bei einer effektiven Dicke des Vormaterials von $x = 1.5 X_0$ die gemessenen Verteilungen der Ladung denen der sichtbaren Energie der Monte-Carlo-Rechnung sehr gut entsprechen. Durch Interpolation zwischen den in Tabelle 5.2 aufgeführten Werten läßt sich die Dicke des inaktiven Vormaterials bei den CERN-Testmessungen zu $x = (1.4 \pm 0.1) X_0$ abschätzen. Diese Abschätzung entstammt den Daten, wie sie zum Ende dieser Arbeit vorlagen. Für die im weiteren beschriebenen Monte-Carlo-Simulationen wurde ein Wert von $x = 1.5 X_0$ verwendet. Dieser Wert entstammt einer Abschätzung, die zu einem früherem Zeitpunkt der Datenanalyse durchgeführt wurde und bei der die Statistik der vorliegenden Daten geringer war. Abbildung 5.13 zeigt, daß eine Veränderung der effektiven Strahlungslänge des inaktiven Vormaterials um $0.1 X_0$ nur geringe Einflüsse auf die Verhältnisse der sichtbaren Energien in den einzelnen Θ -Lagen hat. Da die im folgenden durchgeführten Vergleiche eine sehr hohe Statistik der Daten benötigen, wurde der Wert von $x = 1.5 X_0$ bei den Monte-Carlo-Rechnungen über den gesamten Rechenzeitraum beibehalten. Die gezogenen Schlußfolgerungen werden durch die geringe Abweichung in der Dicke des inaktiven Vormaterial nicht beeinträchtigt. Genauere Auswertungen, die aufgrund dieser

x/X_0	$\frac{E_{\Theta 1}}{E_{\Theta 2}}$	$\frac{E_{\Theta 1}/E_{\Theta 2} - Q_{\Theta 1}/Q_{\Theta 2}}{Q_{\Theta 1}/Q_{\Theta 2}}$ (%)	$\frac{E_{\Theta 0}}{E_{\Theta 3}}$	$\frac{E_{\Theta 0}/E_{\Theta 3} - Q_{\Theta 0}/Q_{\Theta 3}}{Q_{\Theta 0}/Q_{\Theta 3}}$ (%)
0.5	0.75	-25.6	0.22	-66.6
1.0	0.90	-10.7	0.38	-42.3
1.5	1.07	+6.2	0.71	+7.7
2.0	1.30	+29.0	1.23	+86.6
2.5	1.41	+39.9	1.66	+151

Tabelle 5.2: Verhältnisse der sichtbaren Energien $E_{\Theta 1}/E_{\Theta 2}$, $E_{\Theta 0}/E_{\Theta 3}$ der Monte-Carlo-Daten, sowie die relativen Abweichungen zu den entsprechenden Verhältnissen $Q_{\Theta 1}/Q_{\Theta 2}$ und $Q_{\Theta 0}/Q_{\Theta 3}$ des Stabilitätstestlaufes bei verschiedener Dicke X_0 des inaktiven Vormaterials in Strahlungslängen.

Abschätzung durchgeführt wurden, liefern für das gesamte inaktive Material, das von den Elektronen in den CERN-Testmessungen im Testzeitraum durchdrungen wurde, bevor sie in das Kalorimeter eintreten, einen Wert von $x \approx 1.4 X_0$ [HART91].

5.4.2 Bestimmung der Nominaleinschußposition z_0

Die Einschußposition der Elektronen in z -Richtung wurde in den CERN-Testmessungen dadurch verändert, daß der gesamte Testkryostat gegenüber dem Elektronenstrahl verschoben wurde⁵. Die Daten der Testmessungen geben die Einschußposition in das Testkalorimeter durch den Wert p , um den der Kryostat aus seiner Normalposition verschoben wurde, an. Abbildung 5.14 verdeutlicht, wie sich die Einschußposition am Kalorimeter verändert, wenn der Kryostat um den Wert p bewegt wird. Kennt man die Positionen p_0 und z_0 , kann die Einschußposition z der Monte-Carlo-Simulation auf die Einschußposition p des Elektronenstrahls am Kryostaten mit Hilfe des Einschußwinkels Θ umgerechnet werden:

$$p = p_0 + (z - z_0) \sin \Theta. \quad (5.15)$$

Eine Kryostatposition p_0 , die einer definierten Einschußposition z_0 in das Testkalorimeter entspricht, kann aber aus dem Testaufbau nur ungenau bestimmt werden.

Um eine solche *Nominaleinschußposition* zu bestimmen, wurde die Signalverteilung in den einzelnen z -Segmenten des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Einschußposition in z -Richtung untersucht. Der Signalanteil eines z -Segmentes zum Gesamtsignal ist unter den gegebenen Einschußbedingungen nur von der Einschußposition in z abhängig. Liegt die Einschußposition z so, daß das Schauermaximum etwa in der Mitte eines z -Segmentes liegt, trägt das Signal dieses Segmentes maximal zum Gesamtsignal bei⁶. Mit zunehmender oder abnehmender Einschußposition bewegt sich das Schauer-

⁵Vergleiche Abbildung 3.16

⁶Vergleiche Abbildung 5.19

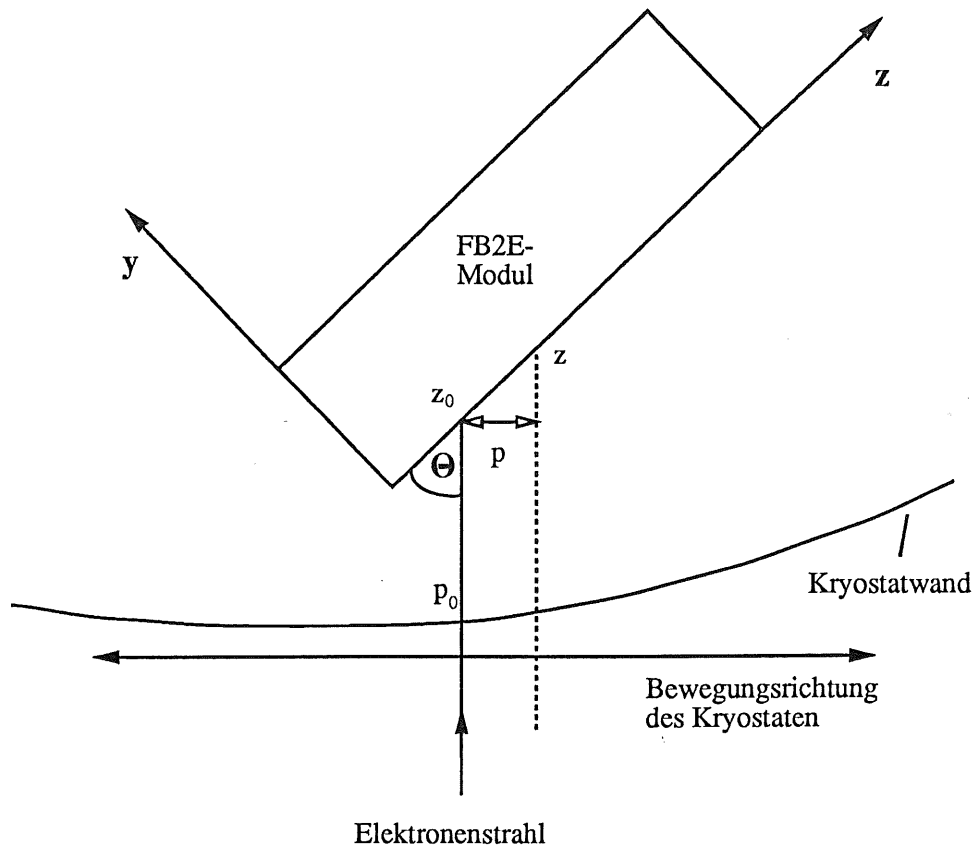


Abbildung 5.14: Planskizze des CERN-Testaufbaus zur Verdeutlichung der Lage der Koordinaten p und z .

maximum aus diesem z -Segment heraus, der Anteil am Gesamtsignal nimmt für dieses Segment ab. Bestimmt man die zugehörige Einschußposition eines solchen Signalmaximums, kann man durch Vergleich der Signalverläufe in den z -Segmenten bei den CERN-Testmessungen und der Monte-Carlo-Simulation eine Nominaleinschußposition bestimmen.

Abbildung 5.15(a) zeigt, daß der Signalverlauf des z -Segmentes Nr. 2 eines Stabilitätstestlaufes in Abhängigkeit von der Kryostatposition p ein Maximum bei $p_0 = 201.3$ mm aufweist. Die sichtbare Energie der Monte-Carlo-Simulation ist Abhängigkeit von Einschußposition z in Abbildung 5.15(b) dargestellt. Hier zeigt sich ein Maximum bei einer Einschußposition $z_0 = 122.6$ mm. Damit ist eine Nominaleinschußposition bestimmt, denn die Koordinaten p_0 und z_0 der Maxima müssen äquivalente Einschußpunkte in das Kalorimeter beschreiben. Die Koordinate p , die die Einschußposition in den Kryostaten beschreibt, wird im folgenden auch kurz als Kryostatposition bezeichnet und zur Charakterisierung der Einschußposition benutzt.

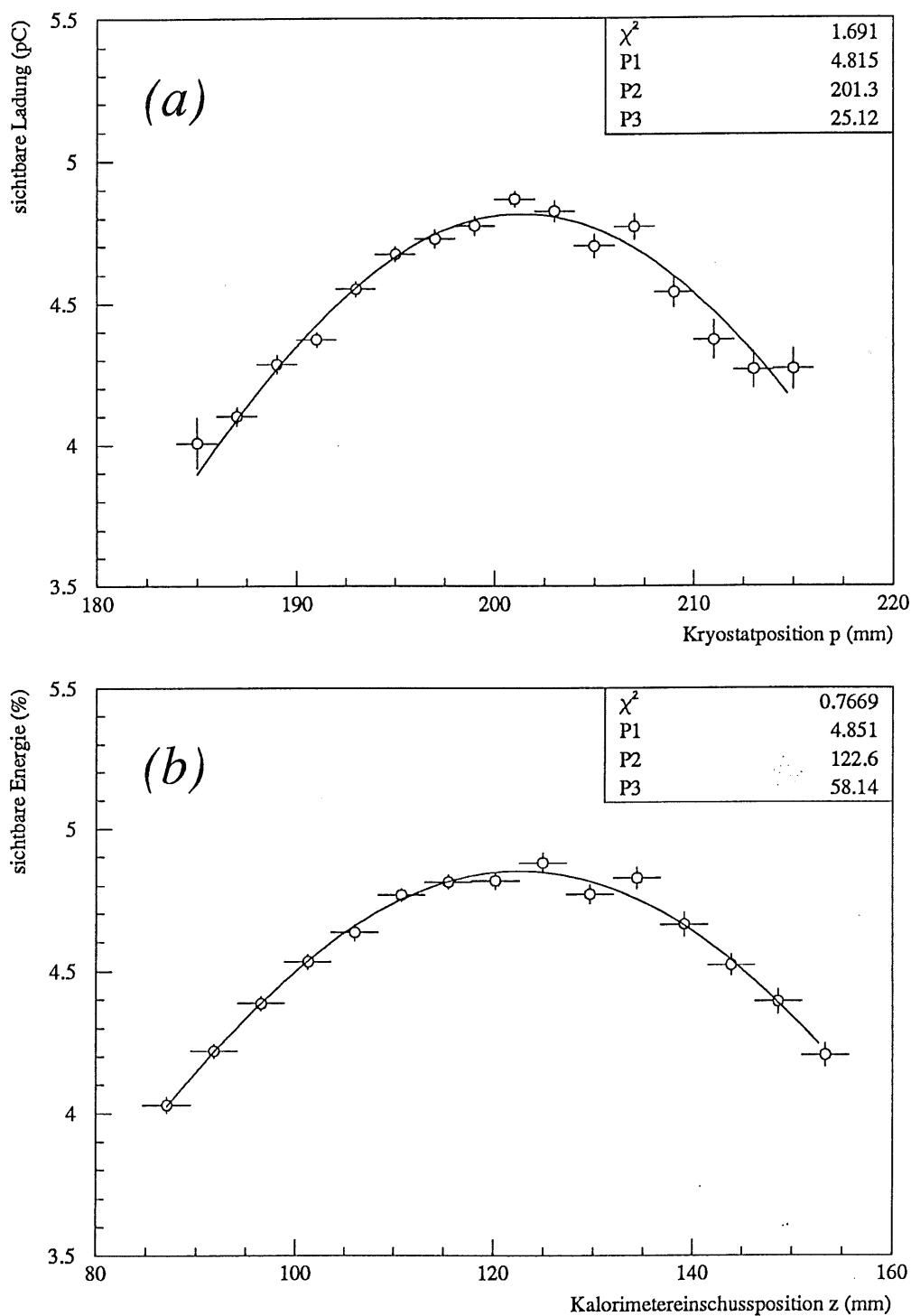


Abbildung 5.15: (a) Gemessene Ladung im z-Segment Nr. 2 als Funktion der Kryostatposition p eines Stabilitätstestlaufes [HART91] und (b) sichtbare, auf die Einschußenergie $E_0 = 30$ GeV normierte Energie im z-Segment Nr. 2 bei Benutzung der SPLINE-Geometrie als Funktion der Einschußposition z . Die durchgezogenen Linien zeigen eine Gaußfunktion, die an die Daten angepaßt wurde.

5.4.3 Einfluß der mittleren Stahlplatte in der IDEAL-Geometrie auf die sichtbare Energie

Um Einflüsse lokaler Dickenvariationen auf das sichtbare Signal feststellen zu können, wurde die Einschußposition in z -Richtung im Bereich $0 \text{ mm} \leq z \leq 500 \text{ mm}$ variiert, das entspricht einem Bereich für die Kryostatposition p von $150 \text{ mm} \leq p \leq 370 \text{ mm}$. Dabei wird der gesamte Bereich, der in der SPLINE-Geometrie die Schichtdickenvariationen enthält, abgetastet. Um zu vermeiden, daß dabei auftretende Variationen in der sichtbaren Energie fälschlicherweise als Einfluß lokaler Schichtdickenvariationen gedeutet werden, wurden Monte-Carlo-Simulationen mit den gleichen Einschußparametern sowohl für die IDEAL-, als auch für die SPLINE-Geometrie durchgeführt.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind für einfallende Elektronen der Energie $E_0 = 30 \text{ GeV}$ in den Abbildungen 5.16(a) und 5.17(a) für die IDEAL-Geometrie dargestellt. Die Abbildungen zeigen jeweils die, auf die Einschußenergie E_0 normierte, sichtbare Energie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p . Die geometrische Lage der mittleren Stahlplatte des FB2E-Moduls ist durch die punktierte Linie angedeutet. An Abbildung 5.16a erkennt man, daß im gesamten abgetasteten Bereich keine Variationen in der sichtbaren Energie auftreten, die größer als 1% sind. Nur bei Einschuß der Teilchen im Bereich der Kryostatposition $300 \text{ mm} \leq p \leq 330 \text{ mm}$ ist ein schwach ausgeprägtes Minimum in der sichtbaren Energie festzustellen. Dieses Minimum läßt auf eine nicht ganz vollständige Kompensation des Signalverlustes schließen, der dadurch verursacht wird, daß der Schauer die mittlere Stahlplatte durchdringt. Den Einfluß der mittleren Stahlplatte auf die sichtbare Energie, sowie die Wirkungsweise der Kompensation des Signalverlustes kann man sich mit Hilfe der Abbildung 5.17(a) verdeutlichen. Die Abbildung zeigt die auf die Einschußenergie normierte sichtbare Energie in den einzelnen Θ -Lagen in Abhängigkeit von der Kryostatposition. Man erkennt, daß die sichtbare Energie in den Θ -Lagen 1 und 2 bis auf den Bereich der Kryostatpositionen $260 \text{ mm} \leq p \leq 320 \text{ mm}$ konstant und in der absoluten Höhe etwa gleich ist. Innerhalb des Bereiches $260 \text{ mm} \leq p \leq 320 \text{ mm}$ weist die sichtbare Energie in der Θ -Lage 1 ein deutliches Minimum auf, in der Θ -Lage 2 dagegen ein korrespondierendes Maximum. Diese können dadurch erklärt werden, daß der Schauer die mittlere Stahlplatte durchquert. Berechnet man die minimalen und maximalen Abstände dz_{min} und dz_{max} , vergleiche Abbildung 5.18, des Einschußpunktes zur mittleren Stahlplatte in z -Richtung, bei denen die Schauerachse die mittlere Stahlplatte im Bereich der Θ -Lage 1 schneidet, stellt man fest, das durch diese Abstände der Bereich der Minima und Maxima eingegrenzt wird, wenn man dz_{min} und dz_{max} auf die Kryostatposition umrechnet. Man erhält für die entsprechenden Koordinaten der Kryostatposition:

$$p_{max} = 273 \text{ mm}, \quad p_{min} = 309 \text{ mm}.$$

Damit kann zur qualitativen Beschreibung der sichtbaren Energie in den Θ -Lagen folgendes Modell aufgestellt werden:

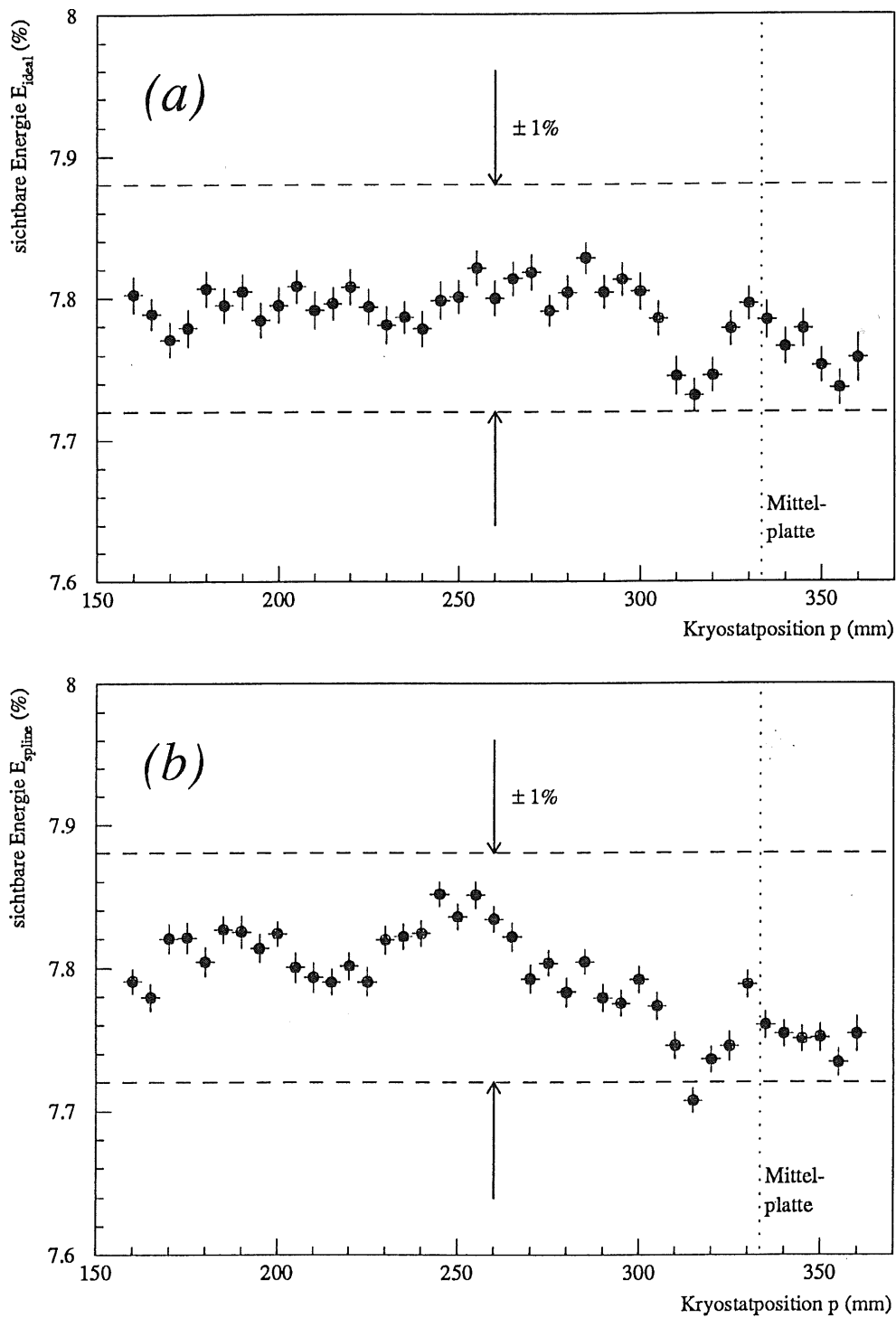


Abbildung 5.16: Sichtbare, auf die Einschubenergie $E_0 = 30$ GeV normierte Energie in der IDEAL- (a) und SPLINE- (b) Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p .

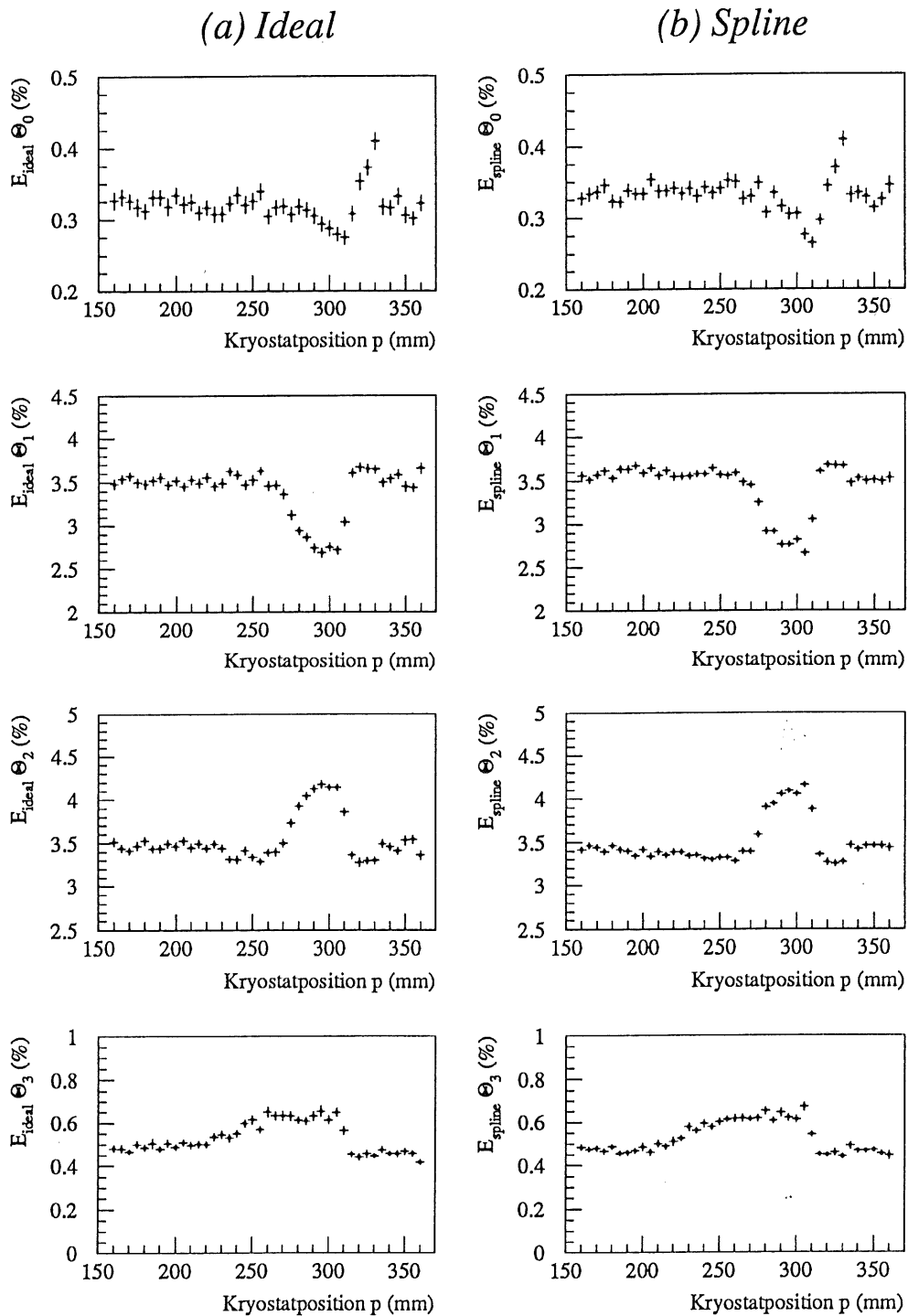


Abbildung 5.17: Sichtbare, auf die Einschußenergie $E_0 = 30$ GeV normierte, Energie in der IDEAL- (a) und SPLINE- (b) Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p in den einzelnen Θ -Lagen.

- Solange die Einschußposition der Teilchen kleiner als $p \approx 260$ mm ist, liegt die Einschußposition mehr als 9 Strahlungslängen von der mittleren Stahlplatte entfernt. Dadurch entwickelt sich der Schauer ungestört durch die mittlere Stahlplatte, die Werte der sichtbaren Energien in den einzelnen Θ -Lagen sind von der Einschußposition unabhängig. Das Schauermaximum liegt in y -Richtung ungefähr auf Höhe der Grenzlinie zwischen der Θ -Lage 1 und Θ -Lage 2, die Energiedeposition in den beiden Lagen ist etwa gleich groß.
- Mit zunehmender Einschußposition $p > 260$ mm gelangt ein immer größer werdender Teil des Schauers in die mittlere Stahlplatte. Dabei schneidet die Schauerachse die Stahlplatte im Bereich der Θ -Lage 1.
- Der Bereich, in dem der Signalverlust in der mittleren Stahlplatte kompensiert wird, ist so ausgelegt, daß die Strahlungslänge des Kompensationsbereiches etwa der einer vergleichbaren Auslesezelle entspricht⁷. Aufgrund der Materialien, die in dem Kompensationsbereich verwendet werden, ist dieser aber dicker als eine vergleichbare Auslesezelle. Das bedeutet, daß die Schauerteilchen im Kompensationsbereich eine größere Wegstrecke als in einer Auslesezelle zurücklegen, um die gleiche Materialdicke in Strahlungslängen zu durchqueren. Da die Schauerachse um den Winkel Θ gegen die z -Achse geneigt ist, verschiebt sich die Lage des

⁷Vergleiche Abschnitt 3.1.3.

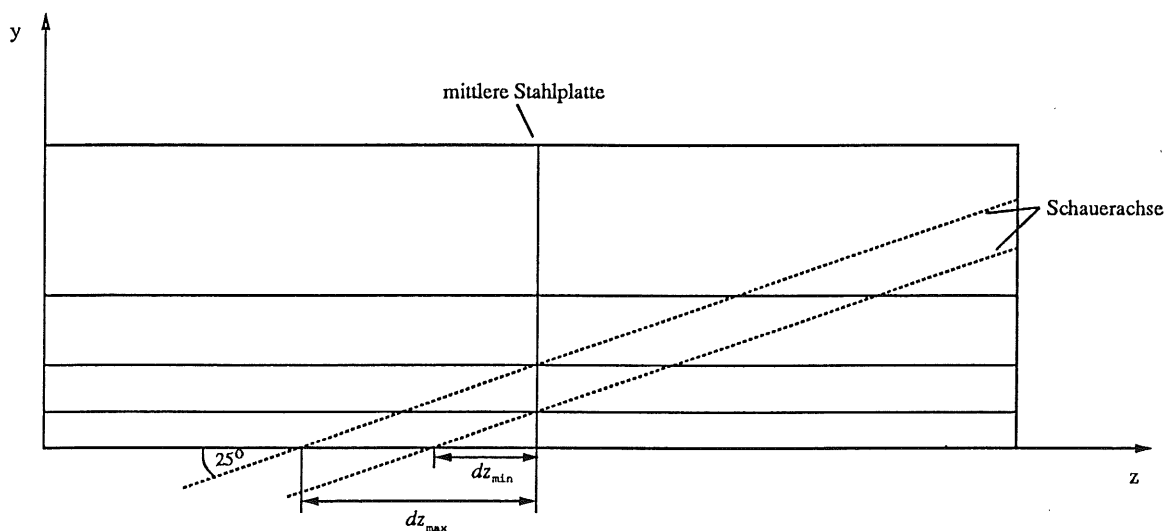


Abbildung 5.18: Planskizze eines FB2E-Kalorimeters zur Verdeutlichung der Abstände dz_{min} und dz_{max} . Die punktierten Linien markieren die Lage der Schauerachse an zwei verschiedenen Einschußpositionen. Die waagerechten Linien markieren die Grenzen zwischen den Θ -Lagen.

Schauermaximums in y -Richtung in die Θ -Lage 2. Je größer die Zahl der Schauerteilchen ist, die in der Θ -Lage 1 die Stahlplatte durchdringen, desto weiter verschiebt sich die Lage des Schauermaximums in Richtung Θ -Lage 2. Dadurch erhöht sich die sichtbare Energie in der Θ -Lage 2 und 3, während sie in Θ -Lage 1 etwa um den gleichen Betrag abnimmt.

- Für Einschußpositionen $p > 300$ mm nimmt der Anteil des Schauers, der sich im Bereich der mittleren Stahlplatte entwickelt, immer stärker ab, die Lage des Schauermaximums bewegt sich an die ursprüngliche Position zurück.

5.4.4 Vergleich der mit den beiden Geometriebeschreibungen erhaltenen Monte-Carlo-Daten

Abbildung 5.16(b) und 5.17(b) zeigt die bei Verwendung der SPLINE-Geometrie erhaltenen Werte für die sichtbare Energie. In Abbildung 5.16(b) erkennt man, daß innerhalb der vorgegebenen Schwankungsbreite von $\pm 1\%$ keine Variationen in der sichtbaren Energie vorhanden sind. Ebenso sind im direkten Vergleich der Werte für die IDEAL-Geometrie mit denen der SPLINE-Geometrie weder in der gesamten sichtbaren Energie, noch in der sichtbaren Energie innerhalb der Θ -Lagen signifikante Unterschiede festzustellen.

Eine Erklärung für die nur minimalen Unterschiede in den Werten der sichtbaren Energie kann mit Hilfe der Abbildung 5.19 gegeben werden. Diese Abbildung zeigt eine typische Verteilung der Energiedeposition eines 30 GeV-Schauers innerhalb der Ausleseschichten. Man erkennt, daß fast die gesamte Energie des Schauers innerhalb eines Bereiches von etwa 40 hintereinanderliegenden Ausleseschichten deponiert wird, der Bereich des Schauermaximums umfaßt etwa 3–4 Ausleseschichten. Die Breite der Verteilung liegt bei etwa 18 Ausleseschichten.

Da die Dickenvariationen der Ausleseschichten in z -Richtung rein zufällig sind, kann man ein einfaches statistisches Modell dieser Variationen aufstellen. Statistisch gelangt ein Schauerteilchen nachdem es eine besonders dicke Ausleseschicht passiert hat, in eine besonders dünne Ausleseschicht. Dabei wird eine etwas erhöhte Energiedeposition in der dickeren Ausleseschicht durch eine etwas geringere Energiedeposition in der dünneren Ausleseschicht wieder ausgeglichen. Der maximale Anteil der in einer einzelnen Ausleseschicht deponierten Energie beträgt im Bereich des Schauermaximums etwa 5%. Um eine Veränderung der gesamten, durch den Schauer deponierten Energie um 1% zu erreichen, muß die deponierte Energie in einer einzelnen Ausleseschicht im Bereich des Schauermaximums bereits um etwa 20% variieren, ohne daß in den gesamten übrigen Ausleseschichten eine Kompensation durch dünnere bzw. dickere Ausleseschichten eintritt. Die dazu notwendige Dickenvariation einer einzelnen Ausleseschicht im Bereich des Schauermaximums beträgt ungefähr $500 \mu\text{m}$. In Abbildung 5.20, die die Verteilung der Ausleseschichtdicken des CERN-Testmoduls zeigt, erkennt man, daß so große

Variationen innerhalb eines Moduls praktisch nicht auftreten. Damit durch geringere Dickenvariationen eine Veränderung der gesamten deponierten Energie um 1% eintritt, müssen mehrere hintereinanderliegende Ausleseschichten systematisch zu dickeren oder dünneren Werten hin abweichen. Das bedeutet, daß z.B. im Bereich des Schauermaximums 5 hintereinanderliegende Ausleseschichten um etwa $100\ \mu\text{m}$ dicker bzw. dünner als die mittlere Schichtdicke sein müssten. Da die Dicken der Ausleseschichten zufällig verteilt sind, ist die Wahrscheinlichkeit dafür gering.

Je niedriger die Einschubenergie liegt, desto weniger dringt der Schauer in das Kalorimeter ein. Dadurch steigen die Anteile am Gesamtsignal in den Θ -Lagen 0 und 1 an. Da vor allem im Bereich der Θ -Lage 0 die statistischen Fluktuationen in der Ausleseschichtdicke groß sind [KURZ91], und da die Breite der Schauerverteilung mit geringer werdender Einschubenergie abnimmt, könnten die Schichtdickenvariationen bei niedrigeren Einschubenergien einen größeren Einfluß auf die sichtbare Energie ausüben.

Die Abbildungen 5.21 und 5.22 zeigen die sichtbare auf die Einschubenergie E_0 normierte Energie für beide Geometrien bei $E_0 = 5\ \text{GeV}$. Außer für Kryostatpositionen $300\ \text{mm} \leq p \leq 330\ \text{mm}$ sind auch bei dieser Einschubenergie keine Abweichungen

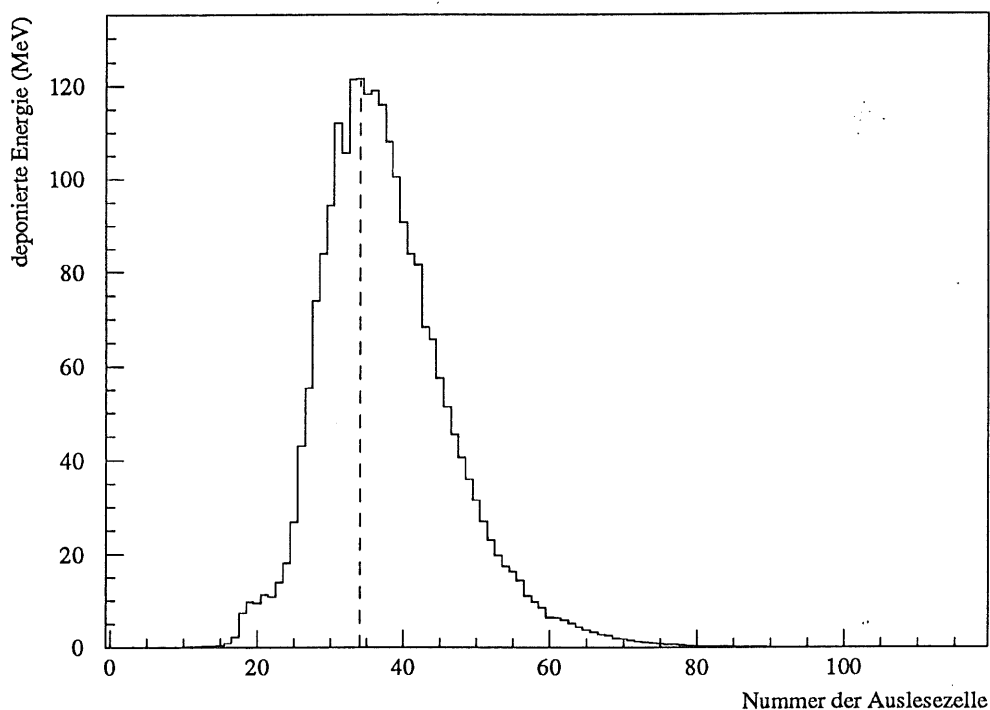


Abbildung 5.19: Typische Verteilung der Energiedeposition in den Auslesezellen für die SPLINE-Geometrie. Der Einschubpunkt liegt bei $p = 204\ \text{mm}$, das entspricht ungefähr der Auslezelle Nr. 16. Die gestrichelte Linie markiert die Lage des Schauermaximums.

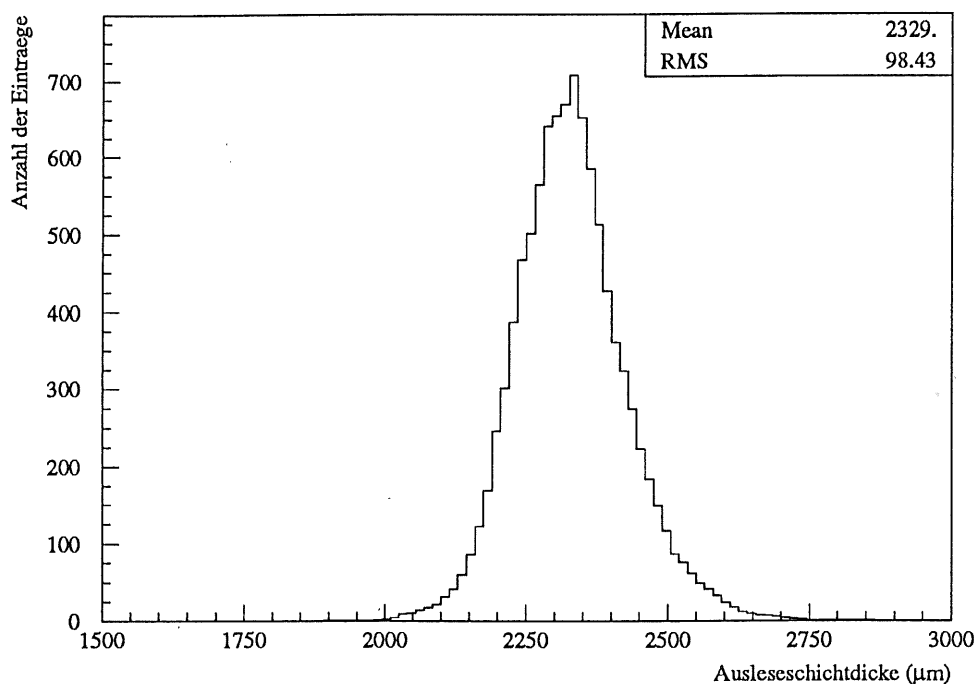


Abbildung 5.20: Verteilungen der Ausleseschichtdicken für das bei den CERN-Testmessungen verwendete Kalorimetermodul. Die Schichtdicken wurden mit Hilfe der Gleichung (3.5) bestimmt [KURZ91].

in der sichtbaren Energie festzustellen, die größer sind als 1%. Vor allem in Abbildung 5.21(a) erkennt man, daß das, auch schon bei einer Einschußenergie von 30 GeV vorhandene, Minimum in den Werten der sichtbaren Energie im Bereich der Kryostatpositionen $300 \text{ mm} \leq p \leq 330 \text{ mm}$ bei einer Einschußenergie von $E_0 = 5 \text{ GeV}$ deutlich ausgeprägter ist. Der Minimalwert der sichtbaren Energie liegt bei der Kryostatposition $p \approx 320 \text{ mm}$. Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß für Kryostatpositionen $p > 309 \text{ mm}$ die Schauerachse die mittlere Stahlplatte bereits auf der Höhe des Presamplers schneidet. Bei diesem Minimum könnte es sich daher um eine Unterkompensation des Signalverlustes in der mittleren Stahlplatte im Bereich des Presamplers handeln. Da die Bleikerne der Kalorimeterplatten im Bereich des Presamplers bereits zur Kompensation des Signalverlustes im inaktivem Vormaterial durch andere Materialien ersetzt wurden, unterscheiden sich die speziellen Kalorimeterplatten, die zur Kompensation der Stahlplatte dienen, im Bereich des Presamplers nicht von den anderen Kalorimeterplatten. Daher bildet die Stahlplatte im Bereich des Presamplers eine zusätzliche lokale Störung, die konstruktionsbedingt nicht kompensiert wird. Zu einer genauen Lokalisierung des Signalverlustes in den Θ -Lagen reicht die Statistik dieser Untersuchungen nicht aus, weiterführende Monte-Carlo-Simulationen wären notwendig, um diese Störung eingehender zu untersuchen.

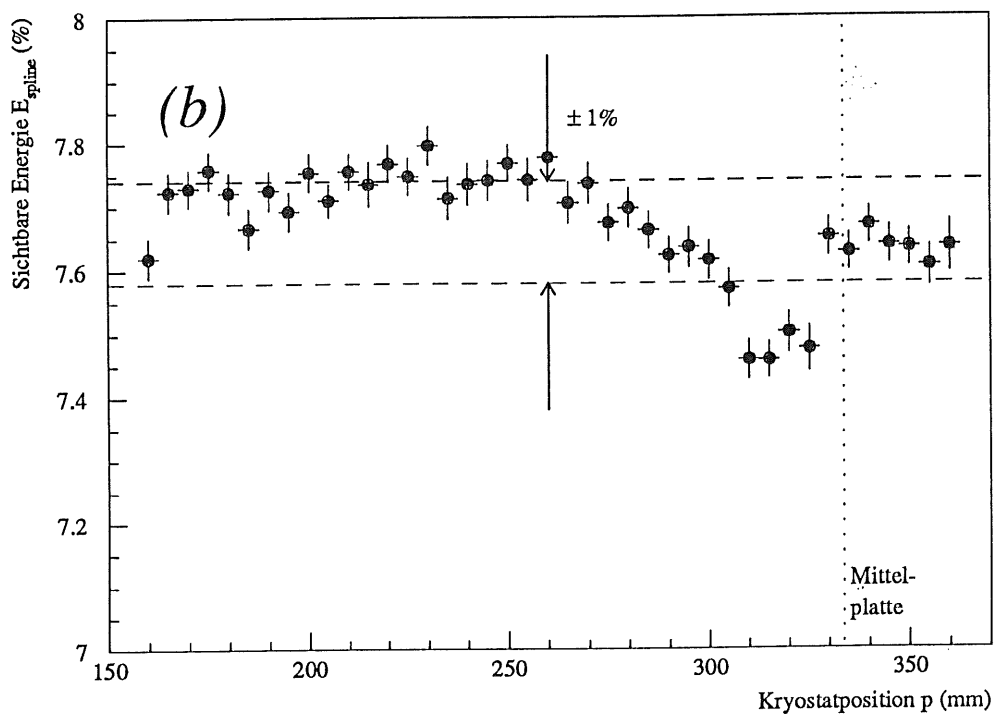
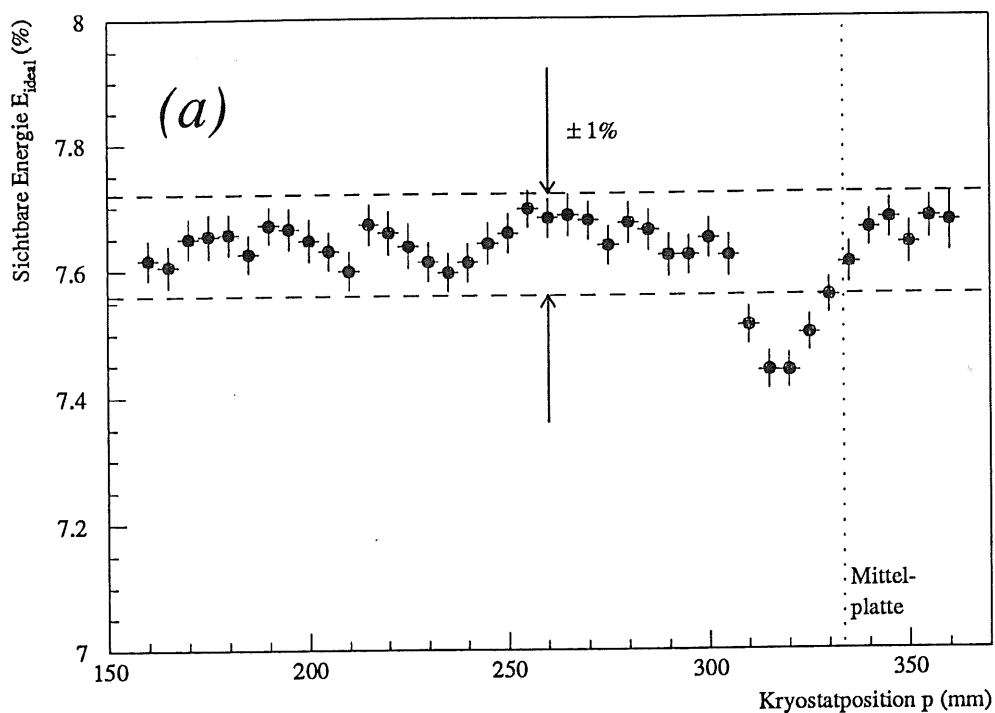


Abbildung 5.21: Sichtbare, auf die Einschußenergie $E_0 = 5$ GeV normierte, Energie in der IDEAL- (a) und SPLINE- (b) Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p .

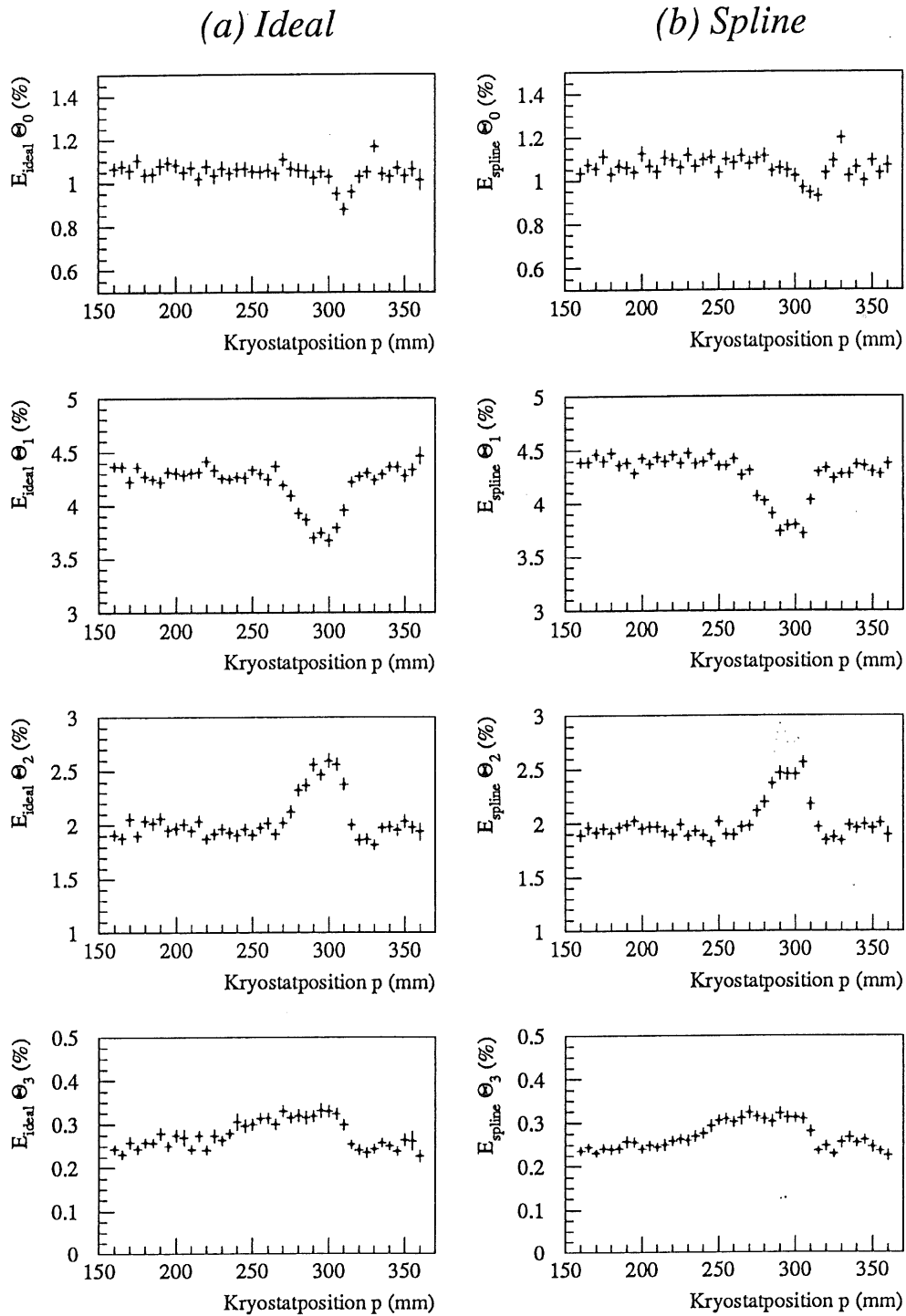


Abbildung 5.22: Sichtbare, auf die Einschubenergie $E_0 = 5 \text{ GeV}$ normierte, Energie in der IDEAL- (a) und SPLINE- (b) Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p in den einzelnen Θ -Lagen.

Beim Vergleich der mit den beiden Geometriebeschreibungen erhaltenen Daten in Abbildung 5.21 fällt weiterhin auf, daß der Abfall der Werte für die sichtbare Energie zu dem Minimalwert bei der SPLINE-Geometrie schon bei Positionen $p \approx 280$ mm einsetzt, und gegenüber dem Abfall bei der IDEAL-Geometrie verschmiert erscheint. Neben den allgemeinen zusätzlichen Flutuatktionen, die durch Schichtdickenvariationen hervorgerufen werden, könnten hierfür besonders die Spezialplatten verantwortlich sein. Da diese Platten mechanisch besonders instabil sind, können sie sich sehr stark verformen, was zu besonders großen Schichtdickenvariationen in den an sie angrenzenden Ausleseschichten führen kann. So wurde beispielsweise am CERN-Testmodul festgestellt, daß eine abschließende Hochspannungsplatte so stark verformt ist, daß sie die mittlere Stahlplatte an einigen Punkten berührt. Zur exakten Bestätigung dieser Vermutung, wäre wiederum eine wesentlich höhere Statistik der Daten der Monte-Carlo-Simulation in diesem Bereich notwendig.

Weitere signifikante Unterschiede in den Werten der sichtbaren Energie mit der IDEAL-Geometrie und denen mit der SPLINE-Geometrie sind weder in der gesamten sichtbaren Energie, noch in der sichtbaren Energie der einzelnen Θ -Lagen im Rahmen der vorhandenen Statistik feststellbar.

5.4.5 Vergleiche mit Daten der CERN-Testmessungen

Aus den CERN-Testmessungen 1990 liegen Daten vor, die mit den Resultaten der Monte-Carlo-Simulation bei Benutzung der SPLINE-Geometrie und Einschußenergien von 30 GeV vergleichbar sind. Abbildung 5.23(a) und 5.24(a) zeigen die bei den Testmessungen gemessene Ladung Q in Abhängigkeit der Kryostatposition p für einfallende Elektronen der Energie 30 GeV. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Daten, die sich aus der Monte-Carlo-Simulation ergeben, jeweils als Abbildung (b) dargestellt. Die Skalierung der Ordinate wurde so gewählt, daß gleiche relative Abweichungen in den Diagrammen gleich groß erscheinen. Folgende Gemeinsamkeiten bzw. Abweichungen zwischen den Werten der Monte-Carlo-Simulation und denen der CERN-Testmessungen können festgestellt werden:

- Für Kryostatpositionen $180 \text{ mm} \leq p \leq 250 \text{ mm}$ sind die in Abbildung 5.23 sichtbaren Signale der CERN-Testmessungen denen der Monte-Carlo-Simulation ähnlich, signifikante Abweichungen sind nicht feststellbar.
- Im Gegensatz zu den Monte-Carlo-Daten fällt das Signal bei den CERN-Testmessungen für Kryostatpositionen $p > 250 \text{ mm}$ deutlich zu kleineren Werten hin ab.
- Der in Abbildung 5.24 dargestellte Verlauf der Signale der einzelnen Θ -Lagen kann im Bereich der Kryostatpositionen $p < 250 \text{ mm}$ in Rahmen der statistischen Fehler als übereinstimmend angesehen werden.

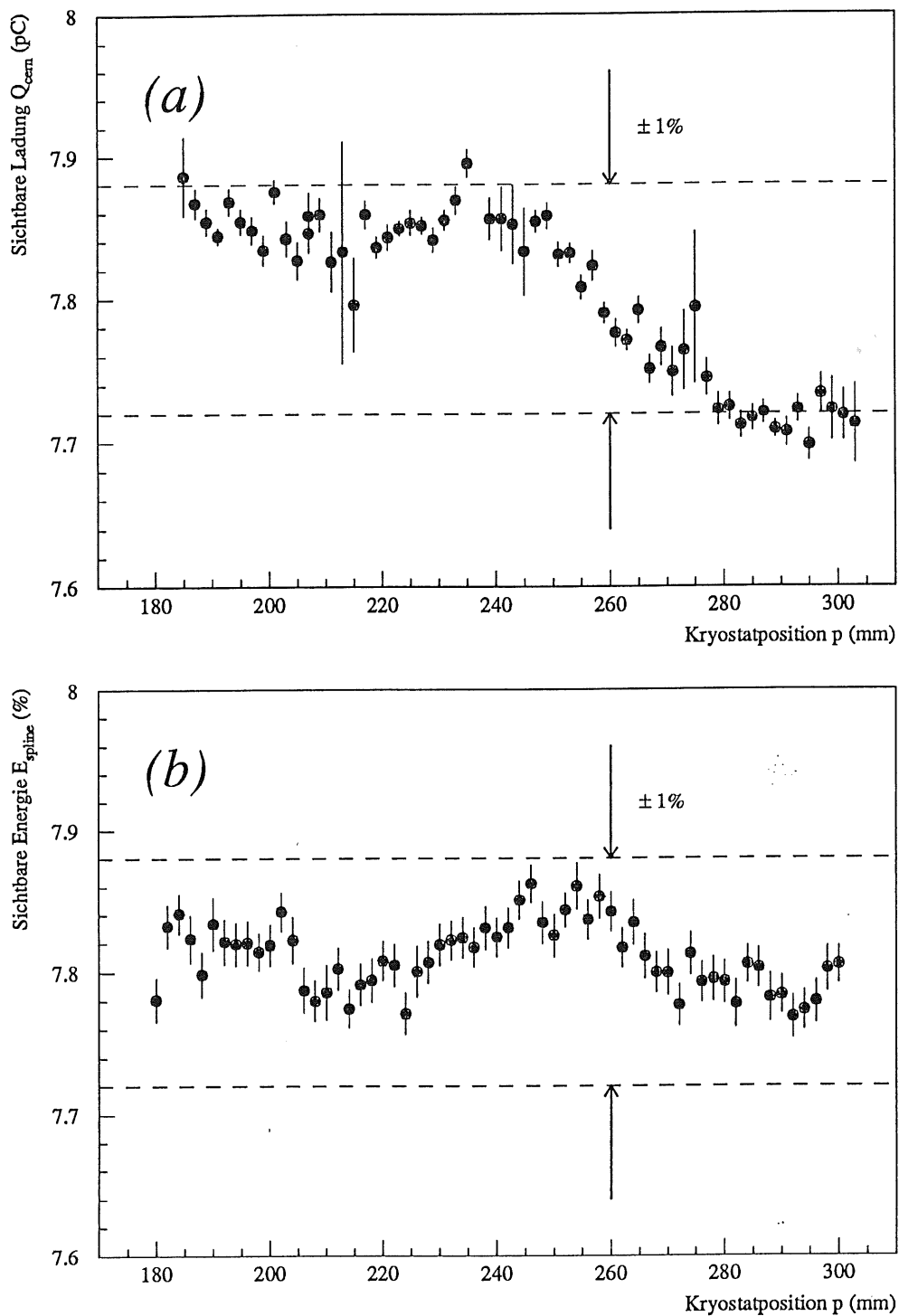


Abbildung 5.23: (a) Gemessene Ladung Q_{cern} der CERN-Testmessungen 1990 in Abhängigkeit von der Kryostatposition p [HART91], und (b) sichtbare, auf die Einschubenergie $E_0 = 30$ GeV normierte Energie mit der SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p .

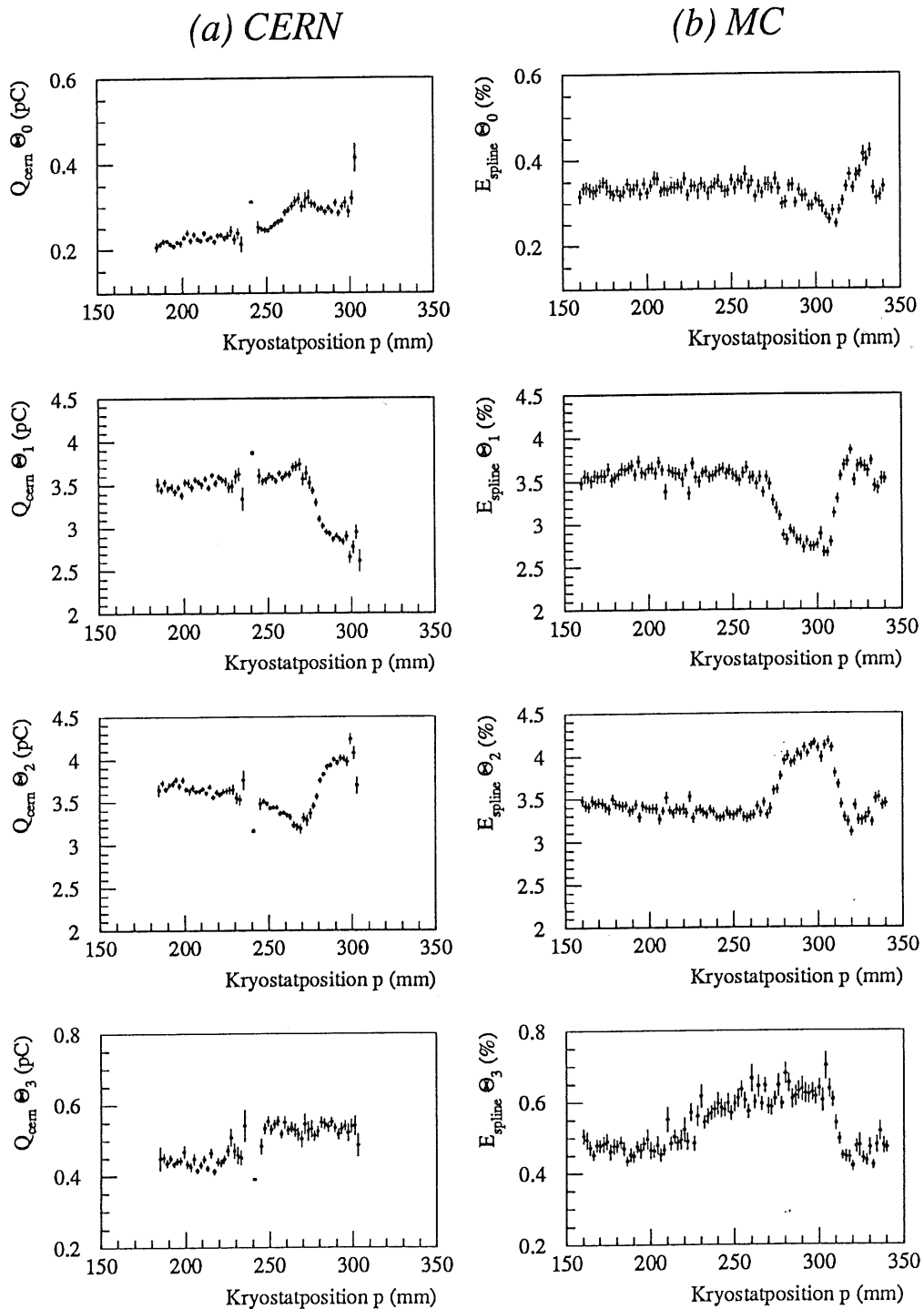


Abbildung 5.24: (a) Gemessene Ladung Q_{cern} der CERN-Testmessungen 1990 in Abhängigkeit von der Kryostatposition p [HART91], und (b) sichtbare auf die Einschubenergie $E_0 = 30 \text{ GeV}$ normierte Energie mit der SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p in den einzelnen Θ -Lagen.

- Die bereits diskutierten Minima und Maxima der Θ -Lage 1 und Θ -Lage 2 treten in den Daten der CERN-Testmessungen sowie in den Daten der Monte-Carlo-Simulation auf. Ihre absolute Lage sowie ihre relative Höhe stimmen gut überein.
- Für Kryostatpositionen $250 \text{ mm} \leq p \leq 280 \text{ mm}$ zeigen die Daten der CERN-Testmessungen in der Θ -Lage 0 einen deutlichen Anstieg des Signals mit steigenden Werten der Kryostatposition. Dazu kann man einen korrespondierenden schwachen Abfall des Signals im gleichen Bereich der Kryostatposition für die Θ -Lage 3 feststellen. Dieser Signalverlauf wird von den Daten der Monte-Carlo-Simulation nicht reproduziert.

Eine mögliche Erklärung für den unterschiedlichen Signalverlauf der Daten der Monte-Carlo-Simulation und den Daten der CERN-Testmessungen für Kryostatpositionen $250 \text{ mm} \leq p \leq 300 \text{ mm}$ bietet zusätzliches inaktives Vormaterial, das der Elektronenstrahl mit größer werdender Kryostatposition durchdringen muß. Dieses Material müßte sich innerhalb des Testkryostaten befunden haben, da dieser in seiner Position verschoben wurde, um die Variation des Einschubpunktes in z-Richtung zu erreichen. Mit Hilfe solchen Vormaterials, dessen Dicke mit größer werdender Kryostatposition ansteigt, ließe sich der in den CERN-Testdaten sichtbare Signalverlauf qualitativ erklären:

- Durch das dickere Vormaterial entwickelt sich der Schauer zu einem etwas größeren Teil bevor er in das Kalorimeter eintritt. Dadurch wird ein größerer Anteil der Energie des Primärteilchens bereits außerhalb des Kalorimeters deponiert, so daß das gesamte Kalorimetersignal absinkt.
- Da die Schauerentwicklung früher einsetzt, durchdringen mehr Teilchen den Pre-sampler, in dem damit die Energiedeposition ansteigt.
- Der Schauer dringt nicht mehr ganz so weit in das Kalorimeter ein, dadurch nimmt der Anteil der in der Θ -Lage 2 deponierten Energie ab. Eine sichtbare Abnahme des Signals im Bereich der Θ -Lage 3 wird durch die, bei diesen Kryostatpositionen bereits eintretenden Auswirkungen der mittleren Stahlplatte überlagert.

Auswertungen von Photographien [RAUS90] des Meßaufbaus im Testkryostaten scheinen dieses entworfene Modell zur Erklärung des Signalverlaufes zu bestätigen. Es zeigt sich, daß der Elektronenstrahl in einigen Bereichen der Kryostatpositionen etwa 0.2 Strahlungslängen mehr Material als bei der Nominalposition p_0 zu durchdringen hatte. Ob diese Größenordnung zur Erklärung des sichtbaren Signalverlaufes in den CERN-Testdaten nach dem oben aufgestellten Modell ausreicht, ist bisher noch nicht geklärt.

x -Position	(0 ± 15) mm
y -Position	0 mm
Kryostatposition p	$p_0 \pm 40$ mm
Polarwinkel Θ	25°
Azimutwinkel ϕ	0°
Einschußteilchen	e^-
Einschußenergie	30 GeV

Tabelle 5.3: Parameter der einfallenden Teilchen in den CERN-Testmessungen zur Untersuchung von Änderungen des sichtbaren Signals bei Ausfall verschiedener Hochspannungsleitungen.

5.5 Einfluß von Störungen der Hochspannungsversorgung auf den Schauernachweis

An den 57 Hochspannungs- sowie 6 halben Hochspannungsplatten liegt im Betrieb eines FB2E-Moduls eine Versorgungsspannung von $U = 2500$ V an. Dazu stehen insgesamt acht Hochspannungsleitungen zur Verfügung, die jeweils 15 der insgesamt 120 einzelnen Hochspannungsschichten versorgen. Die Verteilung der einzelnen Schichten auf die Hochspannungsleitungen ist so gewählt, daß je eine Leitung jede achte, auf der gleichen Seite der Hochspannungsplatte liegende Hochspannungsschicht versorgt [BORR87]. Fällt eine Versorgungsleitung durch eine Störung aus, baut sich in jeder achten Ausleseschicht kein elektrisches Feld auf, so daß diese Schichten keinen Beitrag für das sichtbare Signal liefern.

5.5.1 Vergleiche von Daten der CERN-Testmessungen mit Monte-Carlo-Daten

Ein Ziel der CERN-Testmessungen im Sommer 1990 war es, festzustellen, ob bei Ausfall einer Hochspannungsleitung eine Abhängigkeit des sichtbaren Signals vom Einschußort eintritt. Weiterhin wurde überprüft, ob bei identischen Einschußparametern der Teilchen, Änderungen des sichtbaren Signals bei Ausfall verschiedener Hochspannungsleitungen auftreten. Die bei diesen Testmessungen, den sogenannten *Hochspannungsläufen*, eingestellten Parameter der einfallenden Teilchen sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Mit Hochspannungslauf 0 bzw. 1 werden im folgenden die Messungen bezeichnet, bei denen entweder die Hochspannungsleitung 0, kurz HV0, oder die Hochspannungsleitung 1, kurz HV1, abgeschaltet wurde. Tabelle 5.4 zeigt die Zuordnung der einzelnen Ausleseschichten zu den Hochspannungsleitungen. Neben den bisher durchgeführten Untersuchungen war ein weiteres Ziel der vorliegenden Arbeit, die bei

Hochspannungs- Leitung	Nummern der versorgten Ausleseschichten
HV0	0, 8, 16, 24, 32, 40, 48, 56, 64, 72, 80, 88, 96, 104, 112
HV1	1, 9, 17, 25, 33, 41, 49, 57, 65, 73, 81, 89, 97, 105, 113
HV2	2, 10, 18, 26, 34, 42, 50, 58, 66, 74, 82, 90, 98, 106, 114
HV3	3, 11, 19, 27, 35, 43, 51, 59, 67, 75, 83, 91, 99, 107, 115
HV4	4, 12, 20, 28, 36, 44, 52, 60, 68, 76, 84, 92, 100, 108, 116
HV5	5, 13, 21, 29, 37, 45, 53, 61, 69, 77, 85, 93, 101, 109, 117
HV6	6, 14, 22, 30, 38, 46, 54, 62, 70, 78, 86, 94, 102, 110, 118
HV7	7, 15, 23, 31, 39, 47, 55, 63, 71, 79, 87, 95, 103, 111, 119

Tabelle 5.4: Zuordnung der einzelnen Ausleseschichten zu den verschiedenen Hochspannungsleitungen eines FB2E-Moduls

den Hochspannungsläufen genommenen Daten mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation zu reproduzieren. Dazu wurden mit den in Tabelle 5.3 aufgeführten Parametern die Hochspannungsläufe mit der SPLINE-Geometrie simuliert. In den Abbildungen 5.25 bis 5.28 sind die Ergebnisse der Simulationsrechnungen im Vergleich mit denen der CERN-Testmessungen dargestellt. Die Werte der simulierten sichtbaren Energie E_{spline} wurden mit Hilfe der folgenden Formel in die sichtbare Ladung Q_{spline} umgerechnet:

$$Q_{spline} = \frac{1}{2} e \frac{E_{spline}}{E_c} \frac{Q}{Q_0} f. \quad (5.16)$$

Dabei bedeuten

Q_{spline} = sichtbare Ladung

E_{spline} = sichtbare Energie

e = Elementarladung

E_c = mittlere Ionisationsenergie des flüssigen Argons

Q/Q_0 = mittlere Ausleseeffizienz nach Gleichung (5.7)

f = Skalierungsfaktor

Der Skalierungsfaktor f wird benötigt, weil die absolute Höhe der sichtbaren Ladung in den Daten der Hochspannungsläufe davon abhängt, welche Korrekturen, z.B. zur Rauschunterdrückung, auf die genommenen Daten angewendet wurden. Die Vergleiche der Monte-Carlo-Daten mit den Daten der Hochspannungsläufe zeigen folgende qualitative Übereinstimmungen bzw. Abweichungen:

- Die Abbildungen 5.25 und 5.27 zeigen, daß die Werte der sichtbaren Ladung sowohl für die Hochspannungsläufe als auch für die Monte-Carlo-Simulation um maximal $\pm 1\%$ schwanken.

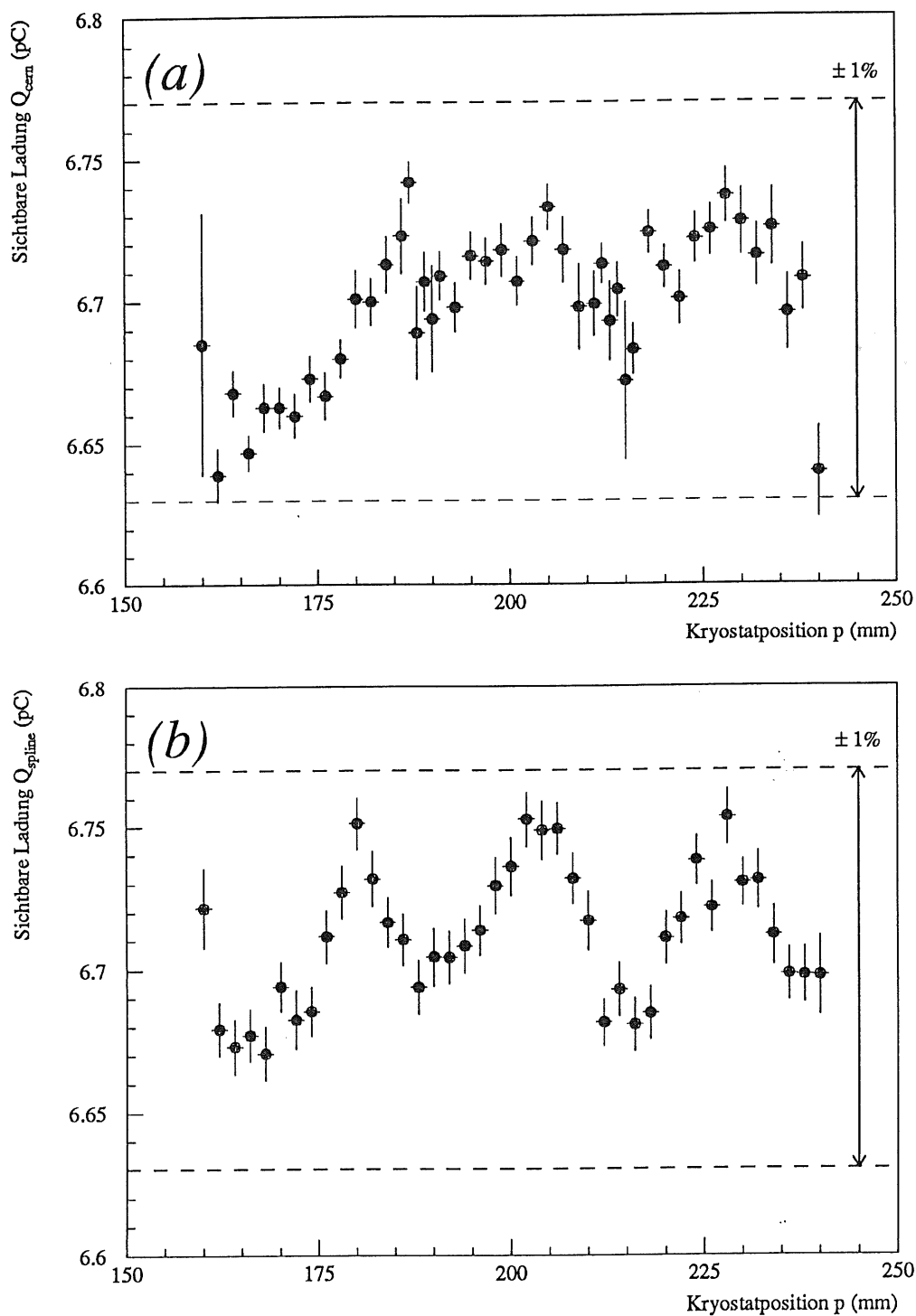


Abbildung 5.25: (a) Gemessene Ladung Q_{cern} des Hochspannungslaufes 0 in Abhängigkeit von der Kryostatposition p [HART91], und (b) simulierte Ladung bei Benutzung der SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p . Die Einschubenergie E_0 beträgt 30 GeV.

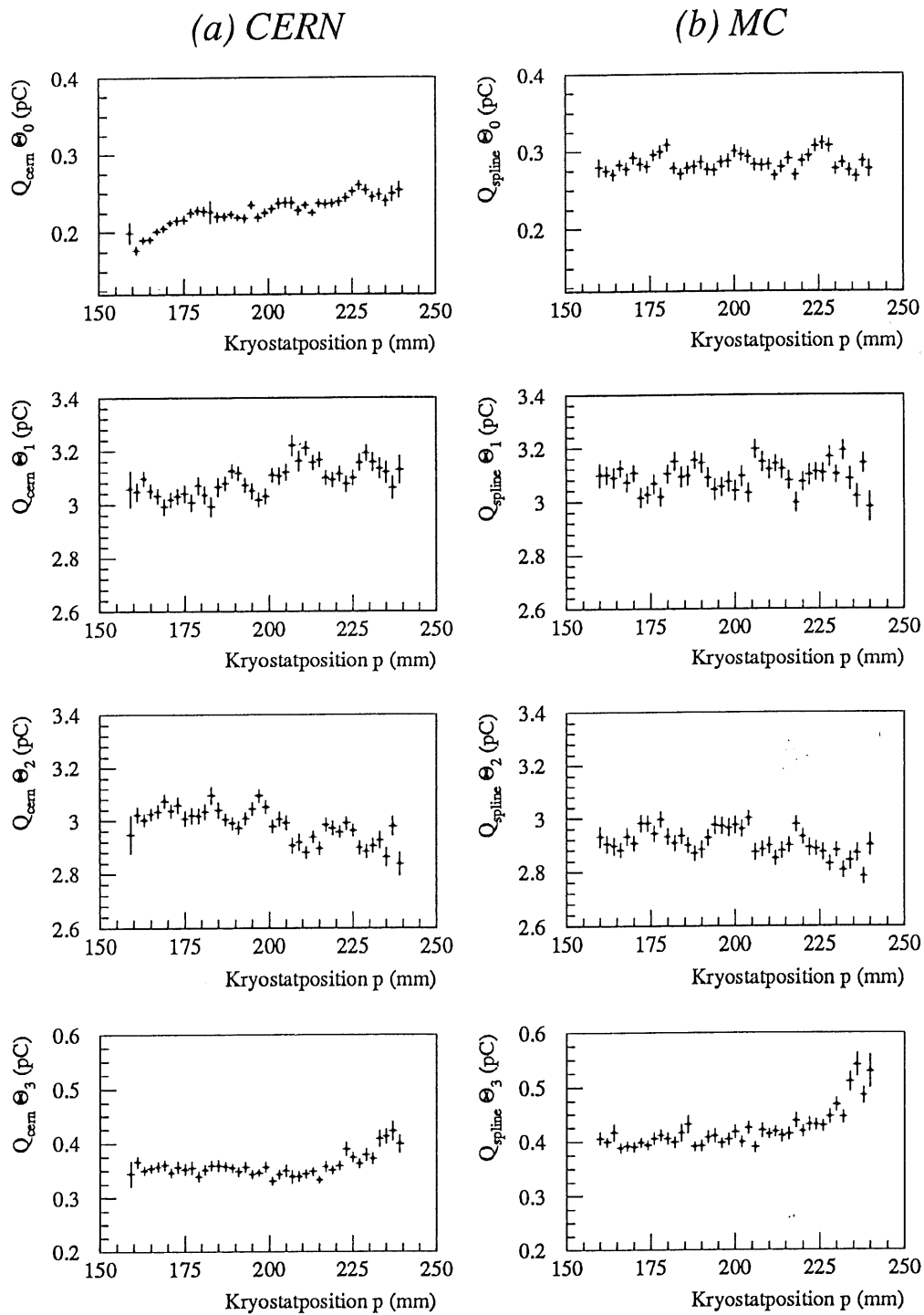


Abbildung 5.26: (a) Gemessene Ladung Q_{cern} des Hochspannungslaufes 0 in Abhängigkeit von der Kryostatposition p [HART91], und (b) simulierte Ladung bei Benutzung der SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p in den einzelnen Θ -Lagen. Die Einschußenergie E_0 beträgt 30 GeV.

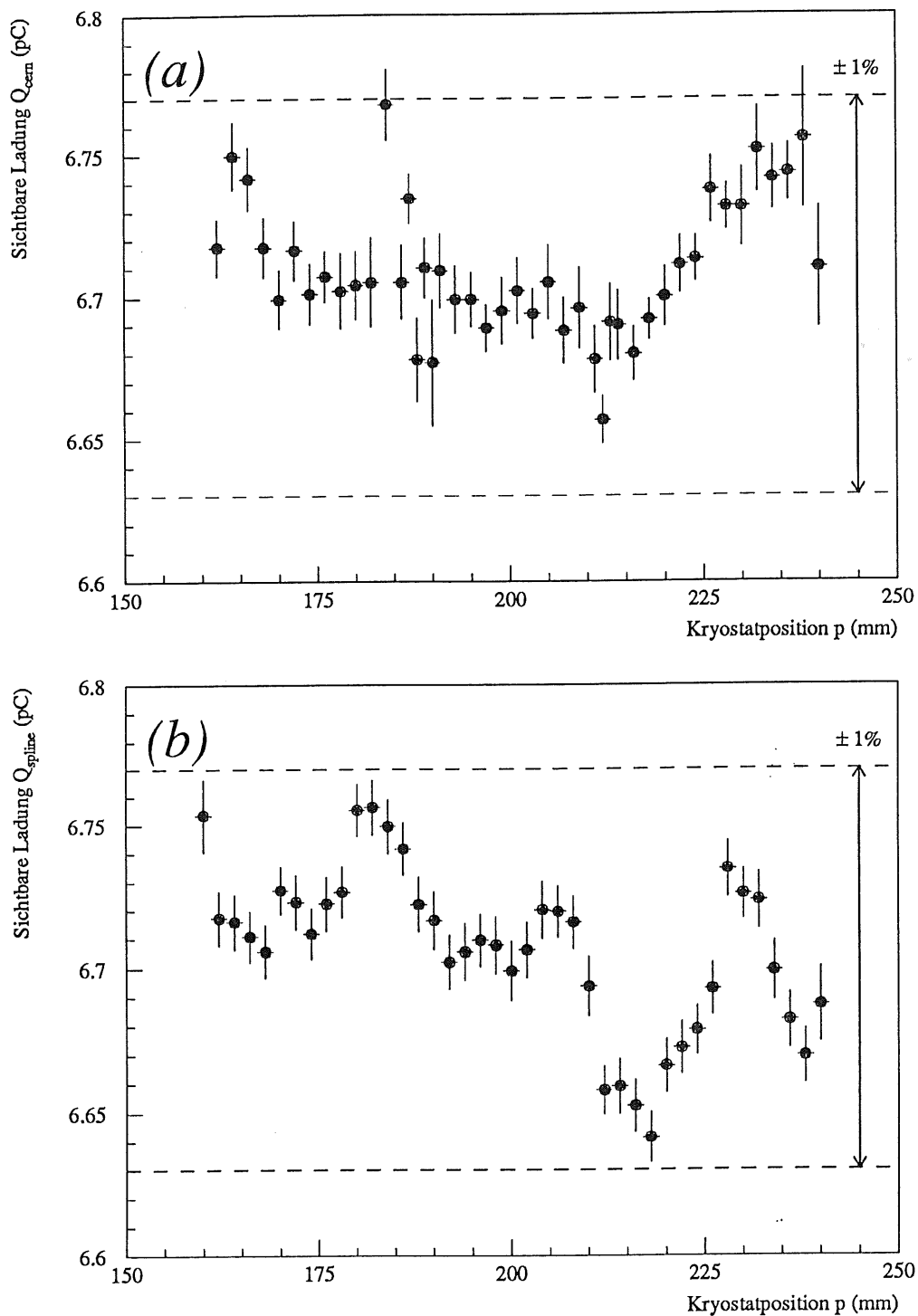


Abbildung 5.27: (a) Gemessene Ladung Q_{cern} des Hochspannungslaufes 1 in Abhängigkeit von der Kryostatposition p [HART91], und (b) simulierte Ladung bei Benutzung der SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p . Die Einschußenergie E_0 beträgt 30 GeV.

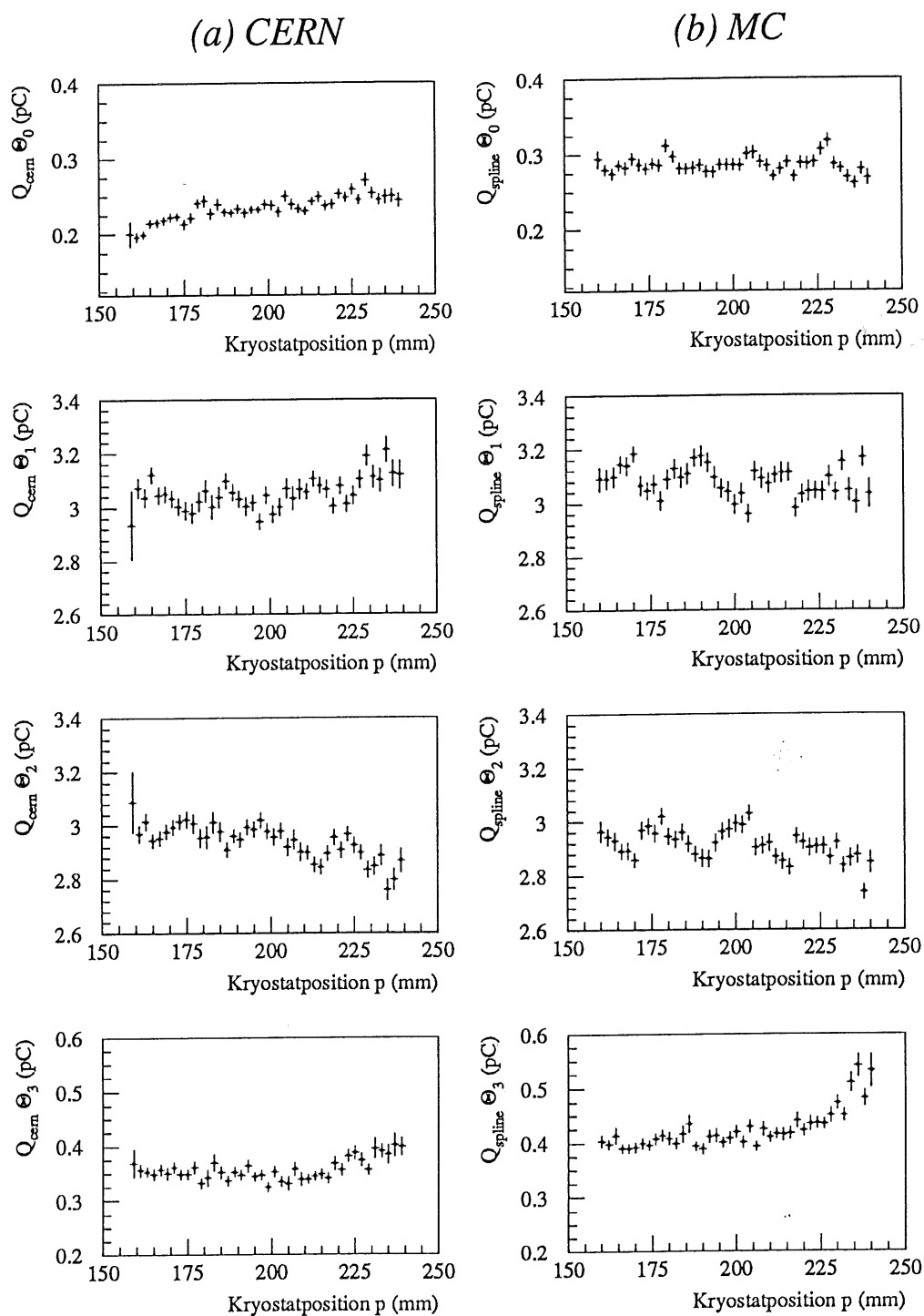


Abbildung 5.28: (a) Gemessene Ladung Q_{cern} des Hochspannungslaufes 1 in Abhängigkeit von der Kryostatposition p [HART91], und (b) sichtbare Ladung bei Benutzung der SPLINE-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition p in den einzelnen Θ -Lagen. Die Einschußenergie E_0 beträgt 30 GeV.

- Bei ausgeschalteter Hochspannungsleitung 0 zeigen die Werte der Hochspannungstestläufe bei Kryostatpositionen $p \approx 185$ mm, $p \approx 205$ mm und $p \approx 235$ mm ein schwaches Maximum, bei ausgeschalteter Hochspannungsleitung 1 ist dagegen nur ein deutlicher Signalanstieg zu größeren Kryostatpositionen p hin feststellbar. Die korrespondierenden Diagramme der Monte-Carlo-Simulation zeigen dagegen periodisch auftretende Minima und Maxima, die in den Daten der Testmessungen kaum erkennbar sind. Der Abstand Δp von Minimum zu Minimum, bzw. Maximum zu Maximum beträgt etwa 25 mm. Dies entspricht einer Variation des Einschubpunktes in z -Richtung von 59 mm, was ungefähr dem Abstand von acht Ausleseschichten entspricht, wenn man die in Tabelle 3.1 aufgeführten Normschichtdicken zugrunde legt. Die Maxima des Hochspannungslaufes 0 liegen etwa an den gleichen Kryostatpositionen, wie die der entsprechenden Monte-Carlo-Simulation.
- Der Vergleich der Abbildungen 5.26 und 5.28 zeigt, daß die Werte für Q_{cern} und Q_{spline} in den einzelnen Θ -Lagen qualitativ übereinstimmen, es gibt jedoch auch systematische Abweichungen. Besonders die Werte der Θ -Lage 1 und Θ -Lage 2 zeigen in ihrem Verlauf Minima und Maxima, die in den korrespondierenden Daten der Hochspannungsläufe und der Monte-Carlo-Simulation bei etwa gleicher Kryostatposition p auftreten.
- Abweichungen der Daten der Hochspannungsläufe von denen der Monte-Carlo-Simulation treten in der Θ -Lage 0 auf. Die Werte der sichtbaren Ladung steigen bei den Daten der CERN-Testmessungen im Bereich der Kryostatpositionen $150 \text{ mm} \leq p \leq 180 \text{ mm}$ schwach an (Abb. 5.26 und 5.28). Dieser Anstieg ist sowohl bei ausgeschalteter Hochspannungsleitung 0, als auch bei ausgeschalteter Hochspannungsleitung 1 festzustellen. Die vergleichbaren Daten der Monte-Carlo-Simulation lassen einen solchen Anstieg nicht erkennen. Außerdem erscheint der Verlauf der Werte der Hochspannungsläufe glatter als bei der Monte-Carlo-Simulation.
- Die Werte der sichtbaren Ladung zeigen in den Hochspannungsläufen für Kryostatpositionen $p > 200$ mm einen Anstieg in der Θ -Lage 0, dagegen fällt das Signal in Θ -Lage 2 mit größer werdenden Kryostatpositionen ab. Dieses Verhalten wird von den Daten der Monte-Carlo-Simulation vor allem in der Θ -Lage 0 nicht reproduziert. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bereits bei den in Abschnitt 5.4.5 gezogenen Vergleichen. Das dort entworfene Modell, daß der Elektronenstrahl mit zunehmender Kryostatposition zusätzliches, inaktives Material durchdringt, kann auch zur Erklärung des unterschiedlichen Signalverhaltens der Hochspannungsläufe gegenüber der Monte-Carlo-Rechnung angewendet werden.

Insgesamt zeigt der Vergleich, daß mit der Monte-Carlo-Simulation bei Benutzung der SPLINE-Geometrie große Teile der Strukturen in den Daten der Hochspannungsläufe

reproduziert werden können. Übrigbleibende Abweichungen könnten darauf zurückgeführt werden, daß einerseits die Monte-Carlo-Simulation den Testaufbau noch nicht in allen Einzelheiten vollständig beschreibt, andererseits liegen die sichtbaren Strukturen am Rande der Auflösbarkeit durch das FB2E-Kalorimeter, so daß vor allem durch Rauschen Beiträge zum Signal geliefert werden können, die die in der Monte-Carlo-Simulation sichtbaren Strukturen überlagern.

5.5.2 Rekonstruktion des Signalabfalls aus dem Schauerprofil einzelner Ereignisse

Durch Vergleiche mit Daten der Monte-Carlo-Simulationen für die IDEAL-Geometrie kann man zeigen, daß die bei den Hochspannungsläufen sichtbaren Minima und Maxima in der Höhe des Signals nicht auf Dickenvariationen der Ausleseschichten zurückzuführen sind. Durch die Monte-Carlo-Simulationen ist für jeden einzelnen simulierten Schauer die Energiedeposition in den einzelnen Ausleseschichten bekannt. Zur Simulation der Hochspannungsläufe wird die sichtbare Energie E_{HV} pro Schauer durch Summation der in den einzelnen Ausleseschichten i deponierten Energien ΔE_i , $i = 1, \dots, 119$, berechnet, wobei die an die ausgeschalteten Hochspannungsleitungen angeschlossenen Ausleseschichten unberücksichtigt bleiben:

$$E_{HV} = \sum_{\substack{i=0 \\ \neq j \cdot 8 + k}}^n \Delta E_i \quad \begin{array}{l} i = \text{Nr. der Ausleseschicht} \\ j = 0, 1, \dots, 14 \\ k = 0, 1 \quad \text{Nr. der abgeschalteten HV-Versorgung} \\ n = \text{Anzahl der Ausleseschichten} \end{array} \quad (5.17)$$

Bestimmt man für jeden simulierten Teilchenschauer die gesamte deponierte Energie

$$E_{vis} = \sum_{i=0}^n \Delta E_i, \quad (5.18)$$

so kann man den relativen Anteil E_{HV}/E_{vis} , der bei den Hochspannungsläufen sichtbare Energie bestimmen. Der Vorteil der relativen Größe E_{HV}/E_{vis} liegt darin, daß sich in ihr statistische Fluktuationen in der Energiedeposition nicht so stark bemerkbar machen. Da die Werte für E_{HV} und E_{vis} aus dem gleichen Schauerereignis bestimmt werden, sind sie stark korreliert. Statistische Fluktuationen treten in beiden Werten in gleichen Richtungen und mit relativ gleichen Beträgen auf, so daß der Quotient von solchen Fluktuationen weitgehend unbeeinflusst ist. Systematische Einflüsse auf das sichtbare Signal können so deutlicher sichtbar gemacht werden.

Abbildung 5.29 zeigt den so bestimmten relativen Signalanteil, den man bei der Simulation der Hochspannungsläufe 0 und 1 mit der IDEAL-Geometrie in Abhängigkeit von der Kryostatposition erhält. Man erkennt an der Abbildung, daß bei beiden simulierten Hochspannungsläufen deutliche Minima und Maxima in den Werten des Signalanteils auftreten. Der Parameter P_1 gibt jeweils das arithmetische Mittel für die

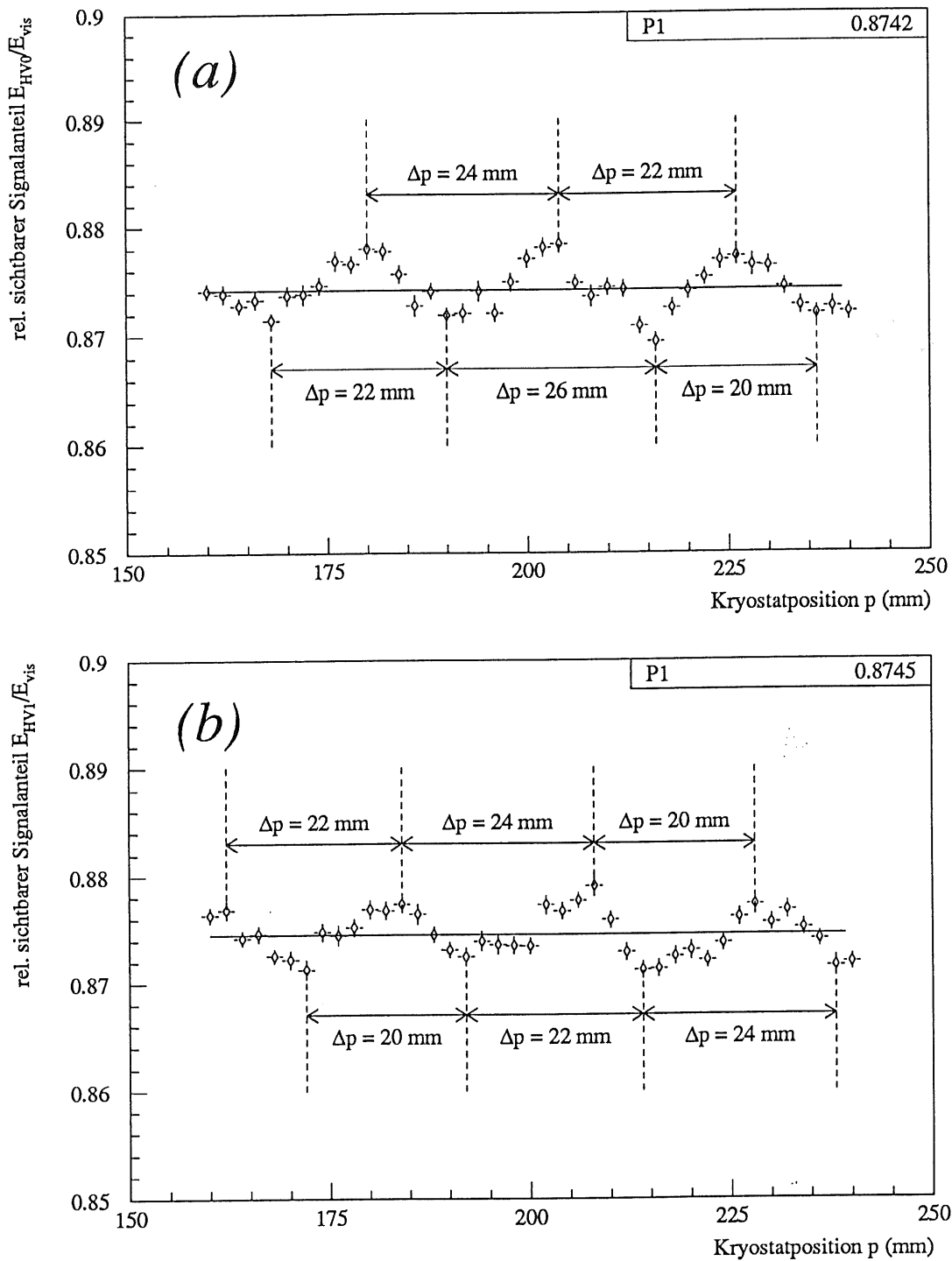


Abbildung 5.29: Relativer sichtbarer Signalanteil E_{HV}/E_{vis} bei Benutzung der IDEAL-Geometrie für die Simulation des Hochspannungslaufes 0 (a) und 1 (b) in Abhängigkeit von der Kryostatposition p . Die gestrichelten Linien markieren die Lage der sichtbaren Minima und Maxima, die durchgezogene Linie markiert das arithmetische Mittel P_1 der eingetragenen Werte.

Werte des Signalanteils der einzelnen Hochspannungsläufe an. Er ist ein Maß für den mittleren Signalanteil, der noch gemessen werden kann, wenn eine Hochspannungsleitung abgeschaltet wird. Wie bereits beschrieben, wird durch eine Hochspannungsleitung in 15 von 120 Ausleseschichten das zur Auslesung notwendige Feld aufgebaut. In erster Näherung erwartet man daher, daß der relative sichtbare Signalanteil bei einer abgeschalteten Hochspannungsleitung

$$E_{HV}/E_{vis} = \frac{120 - 15}{120} = 0.875$$

beträgt. Dieser Wert stimmt fast exakt mit den beiden Werten für P_1 in Abbildung 5.29 überein. An Abbildung 5.19, die eine typische Energiedeposition eines 30 GeV-Schauers als Funktion der Auslezelle zeigt, kann man erkennen, daß sich die Deposition der Energie auf etwa 40 Ausleseschichten verteilt. Innerhalb dieser 40 Ausleseschichten werden bei einer abgeschalteten Hochspannungsleitung fünf Ausleseschichten, deren Lage sich je nach Einschußposition in der Verteilung verschiebt, nicht im Signal berücksichtigt. Da die Verteilung der Energiedeposition, im folgenden *Schauerprofil* genannt, nicht um das Schauermaximum symmetrisch ist, können die sichtbaren Minima und Maxima im relativen sichtbaren Signalanteil dadurch entstehen, daß sich je nach Einschußposition ein geringfügig unterschiedlicher Signalanteil ergibt, der nicht ausgelesen wird. Untersucht man die Abstände, die zwischen den Minima und zwischen den Maxima auftreten, stellt man fest, daß diese im Mittel $\Delta p \approx 22$ mm betragen. Dies entspricht, auf die z -Koordinate des Kalorimeters umgerechnet, $\Delta z \approx 52$ mm, also ungefähr dem Abstand von acht Ausleseschichten, der etwa 56 mm beträgt.

Aufgrund dieser für die IDEAL-Geometrie gewonnenen Daten kann ausgeschlossen werden, daß die in den Daten der CERN-Testmessungen sowie der Simulationen mit der SPLINE-Geometrie sichtbaren Strukturen durch Schichtdickenvariationen hervorgerufen werden. Vielmehr liegt es nahe, zu vermuten, daß es sich um einen systematischen Effekt handelt, der dadurch verursacht wird, daß sich die Lage der nicht ausgelesenen Ausleseschichten in der Verteilung der Energiedeposition in Abhängigkeit der Einschußposition verschiebt.

Da in der Geometriebeschreibung der IDEAL-Geometrie alle Ausleseschichten gleich dick sind, erwartet man keine Abhängigkeit der Form des Schauerprofils von der Einschußposition. Dadurch bietet sich die Möglichkeit durch Variation der ausgeschalteten Ausleseschichten in einem Schauerprofil die Entstehung der Minima und Maxima näher zu untersuchen. Als Grundlage dazu wurde das Schauerprofil des Punktes $p = 204$ mm des simulierten Hochspannungslaufes 0 gewählt. Diese Einschußposition entspricht einem Einschuß der Teilchen in die Ausleseschicht Nr. 16. An das in Abbildung 5.30 als Histogramm dargestellte Schauerprofil wurden zwei verschiedene Funktionen angepaßt, die die Energiedeposition in Abhängigkeit von der Nummer der Auslezelle i beschreiben sollen. Diese Funktionen werden im folgenden mit $f_1(i)$ und $f_2(i)$ bezeichnet. Als $f_1(i)$ wurde eine Funktion gewählt, die in der Struktur der Funktion in

Gleichung (2.10) [LONG75] ähnlich ist:

$$f_1(i) = P_1 \cdot (P_2(i - P_3))^5 \cdot \exp(-P_2(i - P_3)). \quad (5.19)$$

P_1, P_2, P_3 sind freie Parameter, die durch die Anpassung an die Daten bestimmt werden. In Abbildung 5.30(a) ist das Ergebnis der Berechnungen dargestellt. Man erkennt, daß die Funktion $f_1(i)$ die Werte des Histogramms im Bereich der Ausleseschichten 15 bis 22 nicht beschreibt. Dies sind genau die Ausleseschichten, in denen die Schauerachse im Presampler liegt. Die longitudinale Beschreibung eines Schauerprofils nach Gleichung (2.10) geht von einer homogenen Materialverteilung im Kalorimeter aus. Also kann mit Gleichung (5.19) die erhöhte Energiedeposition in den Auslesezellen des Presamplers nicht beschrieben werden, da dieser eine andere Materialzusammensetzung hat. Um die Energiedeposition in den Ausleseschichten des Presamplers ebenfalls beschreiben zu können, wurde die Funktion $f_1(i)$ um einen Gaußterm erweitert. Die so entstehende Funktion $f_2(i)$ lautet:

$$f_2(i) = P_1 \cdot (P_2(i - P_3))^5 \cdot \exp(-P_2(i - P_3)) + P_4 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{i - P_5}{P_6}\right)^2\right). \quad (5.20)$$

Das Ergebnis einer Ausgleichsrechnung ist in Abbildung 5.30(b) dargestellt. Man sieht, daß die Werte der Energiedeposition in den Auslesezellen des Presamplers deutlich besser beschrieben werden als mit $f_1(i)$. Bildet man die Summe der Funktionswerte $f_1(i)$ bzw. $f_2(i)$ über alle Ausleseschichten i , so erhält man die gesamte, in diesen Auslesezellen deponierte Energie. Analog zu Gleichung (5.17) kann man die sichtbare Energie E_{HV} bestimmen, die sich ergibt, wenn jede achte Ausleseschicht nicht ausgelesen wird:

$$E_{HV}^l = \sum_{\substack{i=0 \\ i \neq j*8+k}}^n f_i(l) \quad \begin{array}{l} i = \text{Nr. der Ausleseschicht} \\ j = 0, 1, \dots, 14 \\ k = 0, \dots, 7 \text{ Nr. der abgeschalteten HV-Verhalten} \\ i = 1, 2 \text{ Nr. der Anpassungsfunktion } f_i \end{array} \quad (5.21)$$

Aus der Lage der ausgeschalteten Ausleseschichten im Schauerprofil läßt sich zu jedem Wert der Gleichung (5.21) eine Kryostatposition bestimmen. Abbildung 5.31 zeigt die nach Gleichung (5.21) berechneten Werte im Vergleich mit denen, die die Monte-Carlo-Simulation des Hochspannungslaufes 0 liefert, als Funktion der Kryostatposition p . Es zeigt sich, daß die mit Hilfe der Anpassungsfunktion $f_2(i)$ aus dem Schauerprofil rekonstruierten Daten den Verlauf der Werte der Monte-Carlo-Simulation sehr gut beschreiben. Die Daten, die man mit Hilfe der Funktion $f_1(i)$ gewinnt, beschreiben weder die Höhe noch die Lage der Minima und Maxima der Werte der Monte-Carlo-Simulation korrekt. Da die an das Schauerprofil angepaßte Funktion $f_1(i)$ die Energiedeposition im Presampler nicht beschreibt, liegt die Vermutung nahe, daß die bei der Simulation der Hochspannungsläufe auftretenden Minima und Maxima für die Werte des sichtbaren Signals durch den Presampler verursacht werden. Die Variationen im Signalanteil

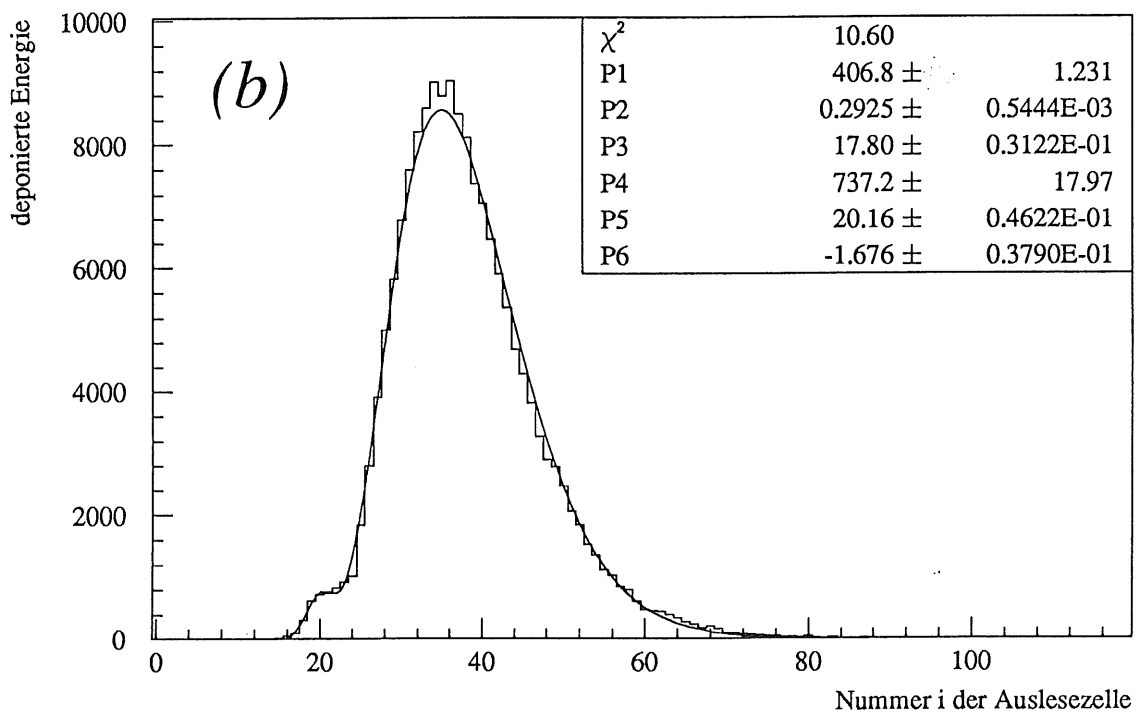
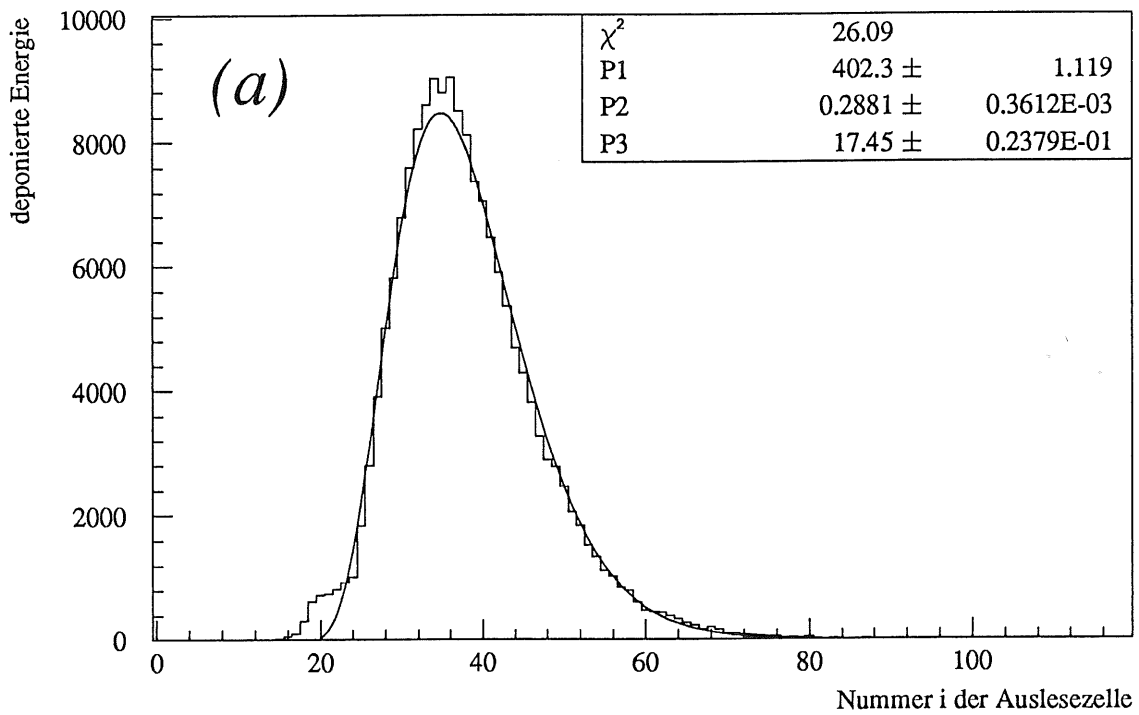


Abbildung 5.30: Relative, in den einzelnen Auslesezellen deponierte Energie für die IDEAL-Geometrie. Die Einschlußposition der Teilchen liegt etwa bei Auslesezelle Nr. 16. Die durchgezogenen Linien markieren den Verlauf der angepaßten Funktionen $f_1(i)$ (a) und $f_2(i)$ (b).

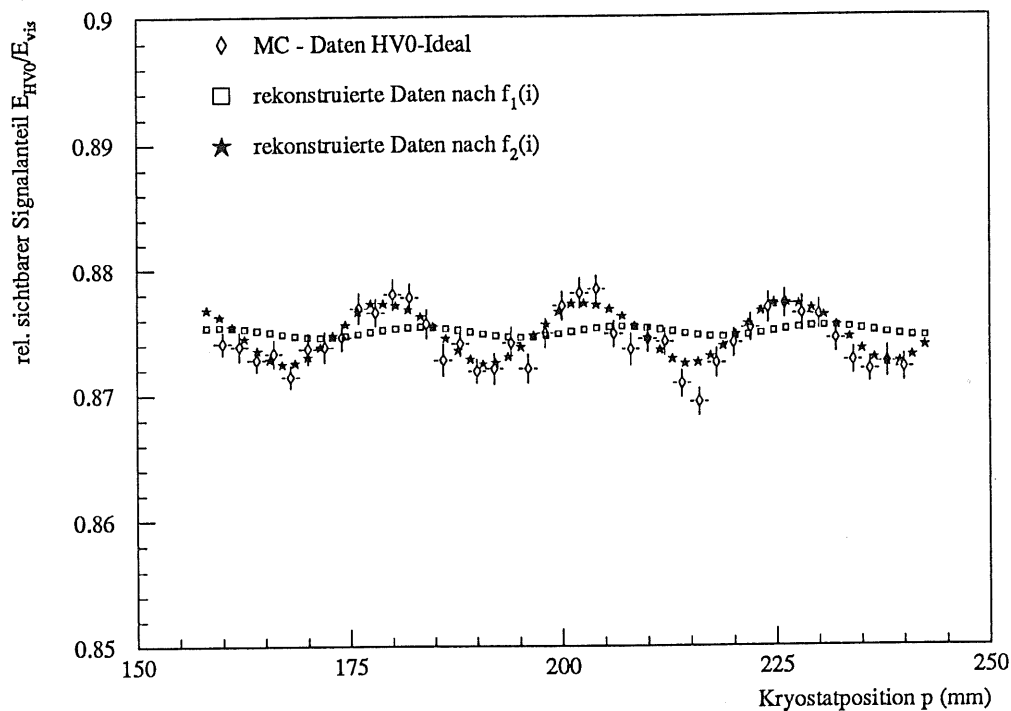


Abbildung 5.31: Relativer sichtbarer Signalanteil E_{HV0}/E_{vis} für die Monte-Carlo-Simulation des Hochspannungslaufes 0 im Vergleich mit den nach Gleichung (5.21) rekonstruierten Werten in Abhängigkeit von der Kryostatposition p .

des Presamplers bei einer ausgeschalteten Hochspannungsleitung sind jedoch zu klein⁸, als daß sie die sichtbaren Variationen im Gesamtsignal verursachen könnten.

Die Grundlage zum Entwurf der Funktion $f_1(n)$ bildete die Parametrisierung der longitudinalen Energiedeposition nach [LONG75], die von einem homogenen Kalorimeter ausgeht. Ein FB2E-Modul stellt aber durch den Presampler praktisch zwei unterschiedliche, direkt aneinandergrenzende Kalorimeter dar. Um zu einem besseren Verständnis des Einflusses des Presamplers auf das Signalverhalten bei Ausfall einer Hochspannungsleitung zu kommen, wäre es hilfreich das Schauerprofil und die Abhängigkeit des Signals vom Einschußort bei einer ausgeschalteten Hochspannungsleitung für ein mit dem FB2E-Kalorimeter vergleichbarem Kalorimeter ohne Presampler, also ein "homogeneres" Kalorimeter, zu kennen. Die für eine solche zusätzliche Monte-Carlo-Simulation notwendigen Kapazitäten der Rechenzeit standen in dem Zeitraum, in dem die vorliegende Arbeit erstellt wurde, nicht zur Verfügung. Auch reicht die Statistik der vorliegenden Daten nicht aus, um durch weitere Detailuntersuchungen die Ursache für die Struktur im Gesamtsignal eines FB2E-Kalorimeters bei Ausfall einer Hochspannungsleitung zu ergründen.

⁸Vergleiche Abbildung 5.26 und 5.28.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht, welchen Einfluß die in einem FB2E-Kalorimetermodul auftretenden Schichtdickenvariationen auf das Signal haben. Die Untersuchung wurde für einen Testmodul durchgeführt, dessen Aufbau identisch mit demjenigen der im H1-Detektor verwendeten Moduln ist.

Die Kalorimeterplatten eines FB2E-Moduls sind aus mehreren Schichten unterschiedlicher Materialien zusammengesetzt. Diese Schichten sowie die zwischen den Kalorimeterplatten liegenden Schichten des Auslesematerials weisen produktionsbedingt systematische und zufällige Variationen in ihrer Dicke auf. Es wurde ein Algorithmus entwickelt, der diese Schichtdickenvariationen in Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programmpaket EGS4 berücksichtigt. Der Algorithmus ist unabhängig von speziellen Eigenschaften des in dieser Arbeit betrachteten Testmoduls und kann für alle im H1-Detektor eingebauten FB2E-Moduln verwendet werden, da für diese die Daten über die einzelnen Schichtdicken in gleicher Form wie für den Testmodul vorliegen.

Systematische Variationen der Dicke der einzelnen Kalorimeterschichten treten vor allem in senkrecht zur Strahlachse des H1-Detektors liegender Richtung auf. Diese Variationen üben den größten Einfluß auf das Kalorimetersignal aus, wenn ein Teilchen parallel zur Strahlachse in das Kalorimeter einfällt. Es wurde gezeigt, daß bei Einschub von Elektronen in dieser Richtung Veränderungen des Signals, die auf systematische Schichtdickenvariationen zurückgeführt werden können, in Abhängigkeit vom Einschubort auftreten. Sie betragen für den betrachteten Modul 3.1%. Die Variationen des Signals werden hauptsächlich durch die von der Schichtdicke abhängende Energiedeposition in den Ausleseschichten verursacht. Durch diese Rechnungen wird bestätigt, daß das entworfene Simulationsprogramm zur Untersuchung von Schichtdickenvariationen geeignet ist.

Im H1-Detektor fallen die zu messenden Teilchen unter verschiedenen Winkeln Θ in das Kalorimeter ein. Die Untersuchungen zeigen, daß die systematischen Dickenvariationen der Ausleseschichten eine schwache Abhängigkeit des Kalorimetersignals vom Einschubwinkel verursachen. Die Variationen des Signals liegen für Einschubwinkel $18^\circ \leq \Theta \leq 37^\circ$ bei $\pm 1\%$ und können daher beim Betrieb der FB2E-Kalorimeter im H1-Detektor vernachlässigt werden.

Neben einer Abhängigkeit vom Einschubwinkel können systematische Schichtdickenvariationen einen Einfluß auf die Linearität des Kalorimeters ausüben. Innerhalb einer Schwankungsbreite von $\pm 1\%$ kann für den Testmodul im Bereich der Einfalls-

energien $5 \text{ GeV} \leq E_0 \leq 80 \text{ GeV}$ keine Abweichung des Signals von der Proportionalität zur Einschußenergie beobachtet werden. Für kleinere Einschußenergien als 5 GeV wurde gezeigt, daß die Funktion des Presamplers, der den Einfluß des inaktiven Vormaterials kompensiert, durch die systematischen Schichtdickenvariationen geringfügig unterstützt wird. Die Energieauflösung des Testmoduls wurde zu $(13.1 \pm 0.1) \% / \sqrt{E} \text{ GeV}$ bestimmt.

Verunreinigungen des flüssigen Argons führen dazu, daß nur ein Teil der erzeugten Ladungen ausgelesen wird. Die Ausleseeffizienz ist unter anderem von der Dicke der Ausleseschichten abhängig. Bei einer Verunreinigung des flüssigen Argons, die einem Sauerstoffanteil von 1.61 ppm entspricht, betragen die Abweichungen in der Ausleseeffizienz, die durch die Schichtdickenvariationen verursacht werden, im Gesamtsignal weniger als 0.1% . Für die Signalanteile in den einzelnen Θ -Lagen ist die Abweichung kleiner als 0.5% .

Die Kalorimeterplatten wurden bei der Produktion der FB2E-Kalorimeter statistisch auf die einzelnen Modulen verteilt. Daher erwartet man keine oder nur geringe Änderungen des Kalorimetersignals bei Variation des Einschußortes in Richtung der Strahlachse des H1-Detektors. Die Monte-Carlo-Rechnungen bestätigen, daß bei Veränderung des Einschußortes in Strahlrichtung die Schichtdickenvariationen keine Variationen des Signals verursachen, die größer als 1% sind. Bei dieser Untersuchung wurde ein systematischer, von der Einschußenergie abhängiger Abfall des Kalorimetersignals bei einem Einschuß der Teilchen im Bereich der mittleren Stahlplatte festgestellt. Dieser Abfall läßt sich vermutlich auf eine nicht vollständige Kompensation des Signalverlustes in der mittleren Stahlplatte im Bereich des Presamplers zurückführen. Die Größe dieses Abfalls liegt bei Einschußenergien von 5 GeV bei ungefähr 2% und nimmt für größere Energien ab.

Daten der CERN-Testmessungen 1990 wurden mit Daten der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Dabei wurde die Strahlungslänge des inaktiven Vormaterials bei den Testmessungen zu $x = (1.4 \pm 0.1) X_0$ abgeschätzt. Die Daten verschiedener CERN-Testmessungen werden in ihren wesentlichen Trends durch die Monte-Carlo-Simulationen reproduziert. Es konnte gezeigt werden, daß schwache sichtbare Strukturen in den Signalen der Testmessungen nicht auf Schichtdickenvariationen in dem Testmodul zurückgeführt werden können.

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Themenstellung dieser Arbeit. Seine aufmerksame Betreuung hat sehr zum Zustandekommen dieser Diplomarbeit beigetragen.

Herr Prof. Dr. H. Kolanoski hat freundlicherweise die Aufgabe der Zweitkorrektur übernommen.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Rauschnabel, dessen hilfreiche Vorschläge und Anregungen so manches Problem gar nicht erst entstehen ließen.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für ihre freundliche Aufnahme und stete Hilfsbereitschaft. Ohne die unzähligen themen- und auch nicht themenbezogenen Diskussionen mit ihnen wäre diese Arbeit wahrscheinlich nicht entstanden. Es hat mir sehr viel Spaß gemacht, in der Atmosphäre, die sie geschaffen haben, zu arbeiten.

In ganz besonderem Maße möchte ich mich bei Herrn P. Hartz und Herrn M. Korn dafür bedanken, daß sie das Manuskript sehr sorgfältig gelesen haben.

Meinen Eltern danke für die Ermöglichung des Physik-Studiums und ihre vielfältige Unterstützung, die dazu beitrug, daß diese Arbeit entstehen konnte.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Nummer 054DO51P gefördert.

Literaturverzeichnis

- [AMAL81] Amaldi, U.:
Fluctuations In Calorimetry Measurements
Physica Scripta **23** (1981) 409.
- [BATH70] Bathow, G.; Freytag E.; Köbberling M.; Tesch, K.; Kajikawa, R.:
Measurement of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. **B20** (1970) 592.
- [BETH34] Bethe, H.; Heitler, W.:
Proc. Roy. Soc. A **146** (1934) 83.
- [BORR87] Borrás, K.:
Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1987).
- [BRIS87] Brisson, V.:
Distribution of amounts of radiation and interaction lengths for active and dead material throughout the H1 liquid argon calorimeter
H1-note 08/87-68
- [COOK83] Cook, A.J.:
Mortran3 User's Guide
SLAC Computation Research Group
Technical Memorandum Number CGTM 209 (1983).
- [DRES82] Drescher, A.:
Untersuchungen zur Trennung von Mehrfachschauerereignissen im Kalorimeter des ARGUS-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1982).
- [FABJ85] Fabjan, C.W.:
Calorimetry in high-energy physics
CERN-EP/85-54 (1985).

- [FABJ89] Fabjan, C.W.; Wigmans, R.:
Energy measurement of elementary particles
CERN-EP/89-64 (1989).
- [FELT87] Feltesse, J.:
Measurement of inclusive differential cross sections
Proc. of the HERA Workshop, p. 33
Editor: R.D. Pecci, DESY (1987).
- [GREIF90] Greif, H.:
Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Eletron-Proton Speicherring-Experimenten
Dissertation Universität München (1990).
- [H1-86] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1-Detector
March 25, (1986).
- [H1-87] H1 Collaboration
Technical Progress Report
October 4, (1987).
- [H1-89] H1 Collaboration
Technical Progress Report
August 24, (1989).
- [H1DO05] Korn, M.:
Board Thickness For FB2E And BBE Stacks
H1 Memorandum DO-H1-05 (1990)
- [H1DO06] Lenhardt, U.:
Gap Measurement Of FB2E
H1 Memorandum DO-H1-06 (1990).
- [HART91] Hartz, P.:
Dissertation in Vorbereitung.
- [HEIS27] Heisenberg, W.:
Z. Physik **43** (1927) 172.
- [HERA88] HERA Bulletin Nr. 13, Juni, (1988).
- [HILS37] Hilsch, P; Pohl, W.:
Z. Physik **108** (1937) 55.

- [HOFM74] Hofmann, W.:
Ein Flüssig-Argon-Ionisationskalorimeter zum Nachweis elektromagnetischer und hadronischer Schauer
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1974).
- [HOFM76] Hofmann, W.; Klein, U.; Schulz, M.; Spengler, J.; Wegener, D.:
Production And Transport Of Conduction Electrons In A Liquid Argon Ionization Chamber
Nucl. Inst. and Meth. **135** (1976) 151.
- [KALL90] Kalle, B.:
Studien zur Produktion schwerer Quarks bei HERA und Messungen von Widerstandsbeschichtungen in Kalorimetermodulen des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990).
- [KOLA90] Kolander, M.:
priv. Mitteilung, (1990).
- [KUBA88] Kubantsev, M.; Rusinov, V.:
Survey Of The Experimental Set-Up After The July'88 Running
H1-Memorandum, Genf, Juli 27, (1988).
- [KURZ90] Kurzhöfer, J.:
priv. Mitteilung, (1990).
- [KURZ91] Kurzhöfer, J.:
Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991).
- [LENH89] Lenhardt, U.:
Optimierungsuntersuchungen an einem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989).
- [LONG75] Longo, E.; Sestili, I.:
Monte Carlo calculations of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass
Nucl. Instr. Meth. **128** (1975) 283.
- [MIYA74] Miyajima, M.; Takahashi, T.; Konno, S.; Hamada, T.; Kubota, S.; Shibamura, H.; Doke, T.:
Average energy expended per ion pair in liquid argon
Phys. Rev. **A9** (1974) 1438.

- [MOLI48] Molière, G.:
Z. Naturforsch. **3a** (1948) 78.
- [NELS85] Nelson, W.R.; Hirayama, H.; Rogers, D.W.O.:
The EGS4 Code System
SLAC-Report-265 Stanford Linear Accelerator Center (1985).
- [RAUS78] Rauschnabel, K.:
Messung elektromagnetischer und hadronischer Schauer mit Flüssig-argon-Kalorimetern
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1978).
- [RAUS90] Rauschnabel, K.:
priv. Aufzeichnungen (1990).
- [ROSS64] Rossi, B.:
High Energy Particles
Prentice Hall, New York (1964).
- [RPP-90] *Review Of Particle Properties*
Physics Letters B, **Vol. 239** (1990).
- [SEGR53] Ségre, E.:
Experimental Nuclear Physics, Volume I (1953)
John Wiley & Sons, Inc., New York
Chapman & Hall, Limited, London
- [SEGR65] Ségre, E.:
Nuclei and Particles
Benjamin, New York (1965).
- [STER52] Sternheimer, R.M.:
The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials
Phys. Rev. **88** (1952) 851.
- [WEGE89] Wegener, D:
Hadronenkalorimeter — Entwicklung und Anwendungen
Phys. Bl. **45** (1989) Nr. 9 358.
- [WOLF86] Wolf, G.:
HERA. Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089, (1986).