

Untersuchungen zum Photon- und Elektronnachweis  
mit dem H1-Detektor unter Berücksichtigung  
des Magnetfeldes

Diplomarbeit  
vorgelegt von  
Rainer Tamoschat ✓

Juni 1992

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V  
Institut für Physik  
Universität Dortmund



Meinen Eltern



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Der Speicherring HERA . . . . .	4
1.2	Das H1-Experiment . . . . .	6
1.3	Aufgabenstellung und Ziele der Arbeit . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld . . . . .	11
2.2	Elektromagnetische Schauer . . . . .	13
2.2.1	Entwicklung und Energiedeposition . . . . .	13
2.2.2	Das materialunabhängige Schauermodell . . . . .	17
2.2.3	Ausdehnung elektromagnetischer Schauer . . . . .	18
2.3	Entstehung und Ausdehnung hadronischer Schauer . . . . .	21
2.4	Kalorimetrie . . . . .	23
2.4.1	Kalorimeterarten . . . . .	24
2.4.2	Das Prinzip eines Flüssigargon-Kalorimeters . . . . .	24
2.4.3	Kalibration . . . . .	25
2.4.4	Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Die Simulation von Teilchenschauern</b>	<b>28</b>
3.1	Das Programmpaket EGS4 . . . . .	28
3.2	Wahl der Energieabschneideparameter . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Untersuchungen zu verschiedenen H1-Kalorimetermoduln</b>	<b>41</b>
4.1	Die Struktur der Stacks . . . . .	41
4.1.1	Die reale Schichtstruktur eines FB2E-Stacks . . . . .	41
4.1.2	Die im Monte-Carlo realisierte Schichtstruktur . . . . .	44
4.2	Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen . . . . .	47
4.2.1	Überprüfung der Linearität der FB-Module . . . . .	47
4.2.2	Test der Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußwinkel . . . . .	52
4.2.3	Bestimmung von Kalibrationskonstanten der Module FB und CB . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Der Einfluß des Magnetfeldes auf das Signal eines FB2E-Kalorimeters</b>	<b>63</b>
5.1	Energiespektren in Schauern von 1 GeV-Elektronen . . . . .	64
5.2	Die Implementierung eines homogenen Magnetfeldes in EGS4 . . . . .	67
5.2.1	Die Magnetfeld-Macros der Transportroutine für geladene Teilchen ELECTR . . . . .	68
5.2.2	Einfluß von Schrittlängenbeschränkungen . . . . .	69

5.2.3 Die Wahl von Schrittweiten mit konstantem Energieverlust der Teilchen .	75
5.3 Die Ergebnisse der Simulation . . . . .	78
Zusammenfassung	80
Anhang	82
Literaturverzeichnis	84
Danksagung	88

# Kapitel 1

## Einleitung

Woraus besteht Materie, und was hält sie im Innersten zusammen? Das sind grundlegende Fragen, mit denen sich Menschen seit mehr als zweitausend Jahren beschäftigen. So stellte Thales von Milet um 600 v. Chr. die These auf, daß Materie bei all ihrer Mannigfaltigkeit so viel Gemeinsames besitze, daß ihr eigentlicher Grundstoff ein und derselbe sein müsse. Rund 150 Jahre später präziserte Demokrit diese Vorstellung. Für ihn bestand alle Materie aus unsichtbar kleinen, stofflich gleichen, in Form und Größe jedoch verschiedenen elementaren Partikeln. Diese sogenannten Atome wurden als undurchdringlich betrachtet und wirkten durch direkte Berührung aufeinander [SCHR54].

Heutzutage gehört die Beantwortung der oben gestellten Fragen zu den Hauptaufgaben der Hochenergiephysik. Die gesamten Erkenntnisse, gewonnen vor allem aus Experimenten der letzten 50 Jahre, werden im sogenannten Standardmodell zusammengefaßt. In diesem Modell sind die elementaren Bausteine strukturlose Spin-1/2-Fermionen, die ihren Eigenschaften nach in Quarks und Leptonen klassifiziert werden. Zwischen ihnen werden Wechselwirkungen durch den Austausch von Bosonen vermittelt. Um das Standardmodell zu testen und weiterzuentwickeln, ist es notwendig, in immer kleinere Raumstrukturen vorzudringen. Dies geschieht seit dem klassischen Vorbild durch Rutherford [RUTH11] mit Hilfe von Streuexperimenten. Die zu untersuchende Materie wird dabei mit hochenergetischen Teilchen beschossen. Aus Art und Impuls der bei der Streuung auslaufenden Teilchen gewinnt man Informationen über Art und Stärke der stattfindenden Wechselwirkungen. Aus zwei Gründen ist es unverzichtbar, die streuenden Teilchen auf möglichst hohe Energie zu beschleunigen:

1. Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation [HEIS27] ist zur Auflösung einer Struktur der Größe  $\Delta x$  mindestens ein Dreierimpulsübertrag  $\Delta p = \sqrt{-Q^2}$  erforderlich:

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{\Delta p} \quad (1.1)$$

2. Viele der elementaren Konstituenten besitzen große Ruhemassen. Ihr Studium, sowie die Erzeugung neuer schwerer Teilchen verlangen entsprechend hohe Schwerpunktsenergien.

Diese erreicht man in Teilchenbeschleunigern: In diesen speziell für die Aufgaben der Hochenergiephysik entwickelten Maschinen treffen elementare Teilchen nach ihrer Beschleunigung auf einen Zielkörper, das Target. Die Schwerpunktsenergie kann deutlich gesteigert werden, wenn

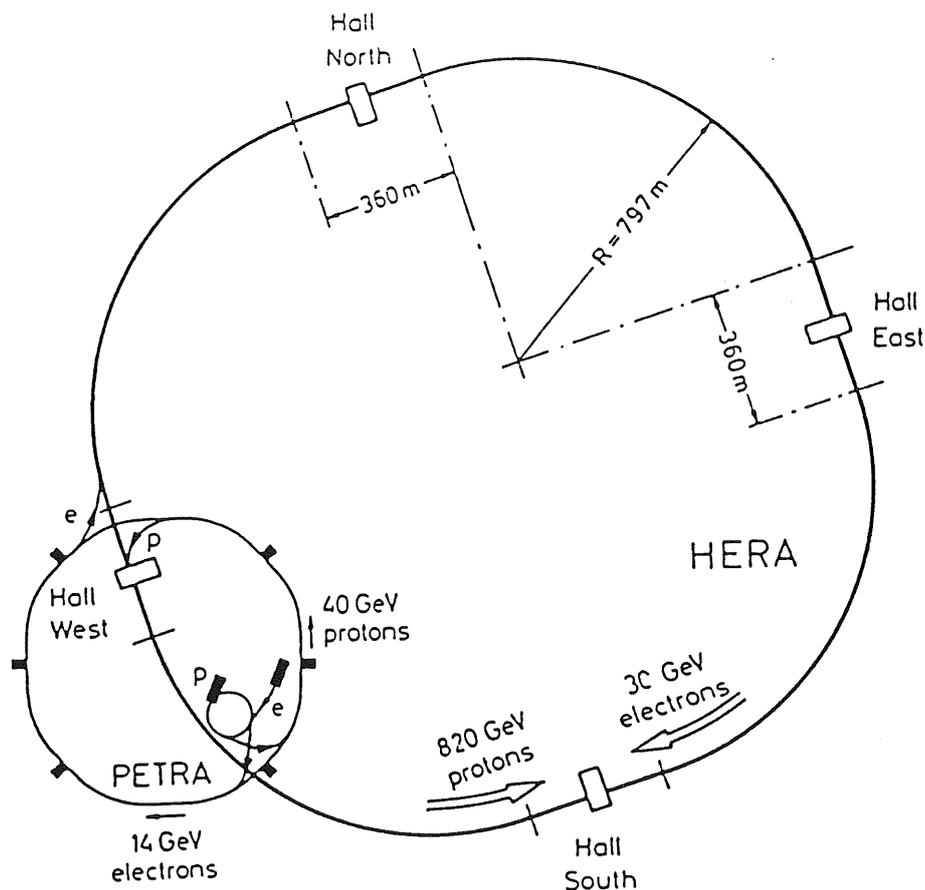


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA.

die Targetteilchen vor der Wechselwirkung nicht ruhen, sondern den Projektteilchen entgegengesetzt beschleunigt werden. Dieses Konzept realisiert man in Speicherringen.

## 1.1 Der Speicherring HERA

Als erste Beschleunigeranlage zur Elektron-Proton-Streuung, bei der die Protonen nicht ruhen, wurde im Jahr 1991 die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am DESY in Hamburg fertiggestellt, siehe Abbildung 1.1. Dabei handelt es sich um einen 6.3 km langen, unterirdischen Doppelspeicherring, in den Elektronen und Protonen, nach dem Durchlaufen mehrerer Vorbeschleuniger, eingespeist werden. Beide Teilchenarten kreisen im Ring in entgegengesetzter Richtung, bei nominalen Endenergien von 30 GeV der Elektronen und 820 GeV der Protonen. Die in Bündeln zusammengefaßten Teilchenströme kollidieren alle 96 ns an vier dafür vorgesehenen Orten. Zwei dieser Wechselwirkungspunkte sind zur Messung der Reaktionsprodukte von den beiden Großdetektoren H1 und ZEUS umschlossen. Die für Experimente nutzbare Schwerpunktsenergie beträgt  $\sqrt{s} \approx 314 \text{ GeV}$ , was einer Elektronenenergie von  $E_{e^-} = 51 \text{ TeV}$  bei ruhendem Proton-

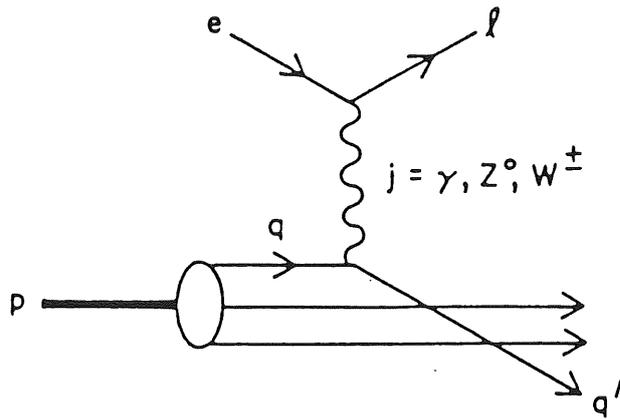


Abbildung 1.2: Feynman-Graph zur Elektron-Quark-Streuung in niedrigster Ordnung.

target äquivalent ist. Der somit maximal erreichbare Impulsübertrag  $Q_{max}^2 \approx 10^5 GeV^2$  liegt um zwei Größenordnungen über den bisher erzielten und entspricht einer Auflösung von Strukturen der Größe  $\Delta x \approx 10^{-17} cm$ . Der hohe mögliche Impulsübertrag erlaubt die Untersuchung neuer interessanter Bereiche der Physik, bei denen unter anderem folgende Prozesse relevant sind [SAXO91]:

- Elektron-Quark-Streuung

Abbildung 1.2 zeigt das Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung. Elektron und Quark treten miteinander über den Strom  $j$  in Wechselwirkung. Man unterscheidet neutrale (NC, neutral current) und geladene (CC, charged current) Ströme, je nachdem, ob das Lepton im Endzustand ein Elektron oder ein Neutrino ist.

Die eq-Streuung wird eine Reihe wichtiger Schlußfolgerungen ermöglichen, und zwar in den Bereichen:

- Untersuchung der Strukturfunktionen des Protons
- Studium der Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  vom Impulsübertrag
- Überprüfung von Vorhersagen der elektroschwachen Theorie im Rahmen des Standardmodells
- Suche nach Substrukturen der Leptonen oder Quarks, sowie nach neuen Strömen und Teilchen

- Photon-Gluon-Fusion

Dieser Prozess bildet die Hauptquelle für die Paarproduktion schwerer Quarks. HERA gestattet daher sowohl die gründliche Erforschung der bekannten schweren Quarks, Charm und Beauty, als auch die Suche nach neuen Partikeln noch größerer Masse. Den relevanten Feynman-Graphen zeigt Abbildung 1.3.

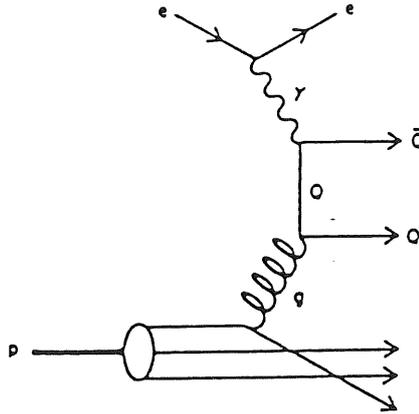


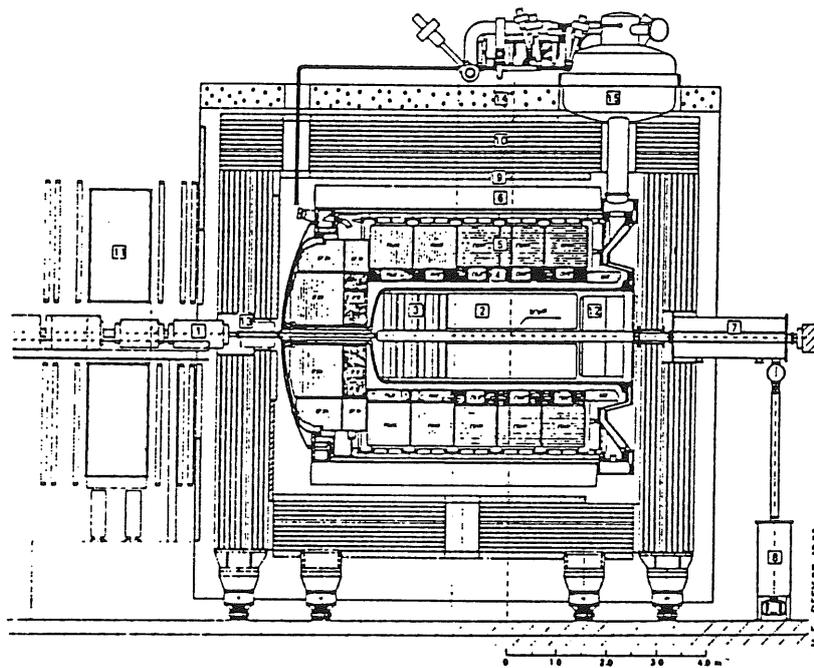
Abbildung 1.3: Feynman-Graph zur Photon-Gluon-Fusion.

Aus den gesetzten Zielen ergeben sich einige Mindestanforderungen an die beiden Experimente H1 und ZEUS. So sollen beide Detektoren den, soweit möglich, gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt abdecken, eine hohe Ortsauflösung erreichen und eine gute Messung des Energieflusses gestatten. Besonders wichtig ist jedoch eine gute Identifikation der Elektronen. Sie ist unbedingt notwendig, um neutrale von geladenen Stromereignissen unterscheiden zu können.

## 1.2 Das H1-Experiment

Der H1-Detektor ist in der Nord-Halle des HERA-Tunnels installiert. Seinen schematischen Aufbau zeigen die Abbildungen 1.4 und 1.5. Auffällig ist die Asymmetrie längs der Strahlrichtung. Sie trägt der Tatsache Rechnung, daß der Protonen-Impuls viel größer ist als der Impuls der Elektronen, und daher die Reaktionsprodukte in erster Linie eine Richtungsbündelung in Protonenrichtung erfahren. Die einzelnen Komponenten des Detektors sollen im folgenden näher beschrieben werden [TPR87],[H1-05/88-85].

1. Der Wechselwirkungspunkt und das Strahlrohr sind umschlossen von der *zentralen Spurkammer*. In ihr können die Spuren geladener Teilchen im Polarwinkelbereich  $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ , sowie der Ereignis-Vertex rekonstruiert werden. Sie besteht aus zwei zylindrischen Vieldraht-Proportionalkammern, die sich mit zwei zentralen Driftkammern abwechseln.
2. In Flugrichtung der Protonen schließt sich die *Vorwärts-Spurkammer* an. Sie deckt für geladene Spuren den Winkelbereich  $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$  ab und unterstützt die Identifikation von Elektronen. Aufgebaut ist sie aus drei aufeinanderfolgenden Lagen, jeweils bestehend aus radialen und planaren Driftkammern, sowie Proportional- und Übergangsstrahlungsdetektoren. (1) und (2) bilden zusammen ein System von Spurkammern mit einer Impulsauflösung von  $\sigma_p/p \approx 0.3\%p [GeV/c]$ .

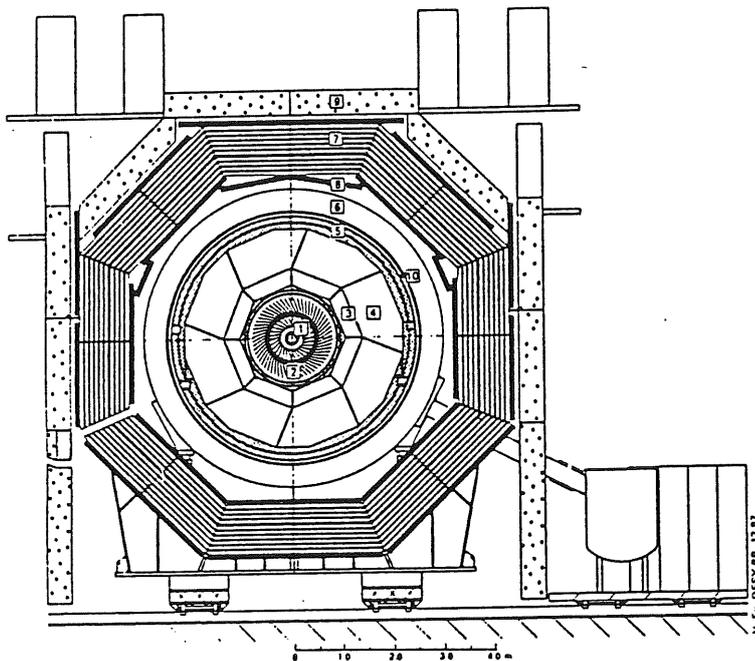


## Experiment H1

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

Abbildung 1.4: Längsschnitt durch den H1-Detektor.

3. In radialer Richtung folgt ein *elektromagnetisches Kalorimeter*. Zusammen mit dem hadronischen Kalorimeter (4), dient es zur Energiemessung einfallender Teilchen und findet neben den Spurenkammern als zusätzlicher Trigger Verwendung. Eine grundsätzliche Eigenschaft von Kalorimetern ist, daß sich die Energieauflösung,  $\sigma_E/E \propto 1/\sqrt{E}$ , mit steigender Energie verbessert. Somit ergänzt das Kalorimeter ideal die Funktion der Driftkammern, deren Impulsauflösung,  $\sigma_p/p \propto p$ , mit wachsendem Impuls zunehmend schlechter wird. Längs der Strahlrichtung, setzen sich beide Kalorimeter aus einzelnen Ringen (Wheels, siehe Abbildung 1.4) zusammen, die selbst wiederum in 8 Plattenstapel (Stacks, siehe Abbildung 1.5) unterteilt sind. Die Segmentierung der Stacks in noch kleinere Einheiten, den sogenannten Auslesezellen, ermöglicht zudem eine Ortsmessung. So können auch die Produktionswinkel neutraler Teilchen im Bereich  $5^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$  ermittelt werden. Die kompakte Bauweise der Kalorimeter wird durch die sogenannte Sampling-Struktur verwirklicht. Dabei wechseln Schichten von Absorbermaterial und Nachweismedium einander ab. Beim elektromagnetischen Kalorimeter, das mit einer Energieauflösung von  $\frac{\sigma_{E_{em}}}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$  hauptsächlich dem Nachweis von Elektronen und Photonen dient, wird Blei als Absorber und flüssiges Argon als Nachweismedium verwendet. Flüssiges Argon gewährleistet neben homogener Energiedeposition eine konstante Energieeichung. Weitere Vorteile dieses Materials werden in Abschnitt 2.4.2 beschrieben.



## Experiment H1

- |    |  |                                 |
|----|--|---------------------------------|
| 1  | Beam pipe and beam magnets<br>Strahlrohr und Strahlmagnete   |                                 |
| 2  | Central tracking chambers<br>Zentrale Spurenkammern  |                                 |
| 3  | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)   | } Liquid Argon<br>Flüssig Argon |
| 4  | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)   |                                 |
| 5  | Liquid Argon cryostat<br>Flüssig Argon Kryostat  |                                 |
| 6  | Superconducting coil (1.2 T)<br>Supraleitende Spule (1,2 T)  |                                 |
| 7  | Instrumented Iron (iron slabs + streamer tube detectors)<br>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br>Streamerröhren-Detektoren) |                                 |
| 8  | Muon chambers<br>Myon-Kammern  |                                 |
| 9  | Concrete shielding<br>Betonabschirmung   |                                 |
| 10 | Helium cryogenics<br>Helium Kälteanlage  |                                 |

Abbildung 1.5: Querschnitt durch den H1-Detektor.

4. Das *hadronische Kalorimeter* ist ähnlich aufgebaut wie das elektromagnetische, aus Gründen der Stabilität bestehen die Absorberplatten jedoch aus nichtmagnetischem Edelstahl. Es mißt Energie und Art der hadronischen Teilchen. Diese deponieren ihre Energie sowohl durch Prozesse der elektromagnetischen, als auch der starken Wechselwirkung. Durch den Zerfall ungeladener Mesonen in Photonen, beispielsweise  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , enthält jeder hadronische Schauer auch einen elektromagnetischen Anteil. Dieser ist vorwiegend bestimmt durch die Anzahl ungeladener Pionen. Unterscheiden sich nun die Signale von Elektronen und Pionen gleicher Energie, so führen vor allem Fluktuationen des  $\pi^0$ -Anteils zu einer wesentlich schlechteren Energieauflösung. Durch nachträgliche Gewichtung können jedoch gleiche Signale für Elektronen und Pionen,  $\frac{e}{\pi} = 1$ , erzielt werden [DESY87-098]. Für das hadronische Kalorimeter beträgt die Energieauflösung  $\frac{\sigma_{E_{had}}}{E} \approx \frac{55\%}{\sqrt{E[GeV]}}$ . Die beiden Kalorimeter werden eingeschlossen von einem Kryostaten, der die Temperatur des flüssigen Argons auf etwa 90 Kelvin konstant hält.
5. In Flugrichtung der Elektronen deckt ein warmes, *elektromagnetisches rückwärtiges Kalorimeter* (BEMC) den Bereich  $150^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$  ab. Es handelt sich um ein Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter, das vor allem für die Energiemessung der elastisch gestreuten Elektronen eingesetzt wird.

6. Das gesamte Kalorimeter ist umschlossen von einer *supraleitenden Spule* in deren Heliumkryostaten. Sie erzeugt ein solenoides Magnetfeld der Stärke 1.2 Tesla in Richtung der Protonen. Dieses zwingt geladene Teilchen auf Schraubenbahnen, aus deren Krümmungsradien ihre Transversalimpulse berechnet werden. Die Spule befindet sich außerhalb des Kalorimeters, um die Energiemessung durch zusätzliches passives Material nicht zu stören.
7. Das *instrumentierte Eisen*, welches die Spule umgibt, hat zwei wesentliche Funktionen: Zum einen wird der vom Magnetfeld der supraleitenden Spule erzeugte Fluß durch das Eisenjoch zurückgeführt. Zum anderen dienen die zwischen den Eisenplatten installierten Streamer-Detektoren zum Nachweis von Myonen, und werden als hadronisches Endkalorimeter (Tail-Catcher) verwendet.
8. Der *Eisen-Toroid* ist ein ergänzendes magnetisches Spektrometer für Myonen, das, gemeinsam mit vier Lagen Driftkammern (9), die Spuridentifikation dieser Teilchen im Winkelbereich  $3^\circ \leq \theta_\mu \leq 17^\circ$  erlaubt.
9. Zusammen mit (7) und (8) können mit den *Myon-Kammern* Myon-Impulse bis zu 150 GeV/c gemessen werden.
10. Das *Plug-Kalorimeter* schließt den vorderen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters im Bereich  $0.72^\circ \leq \theta \leq 3.44^\circ$ . Es handelt sich um ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter, mit dem die Energie hadronischer Schauer mit einer Energieauflösung von  $\frac{\sigma_{Ehad}}{E} \approx \frac{100\%}{\sqrt{E[GeV]}}$  detektiert werden kann.
11. Eine *Kompensationsspule* gleicht den Einfluß des H1-Magnetfeldes auf den Teilchenstrahl aus.
12. Der *Maschinen-Quadrupol* fokussiert die Teilchenpakete auf den Wechselwirkungspunkt.
13. Den Abschluß bildet ein *Betonmantel*, der den gesamten H1-Detektor umgibt und den Strahlenschutz gewährleistet.

### 1.3 Aufgabenstellung und Ziele der Arbeit

Der H1-Detektor ist zur Impulsmessung geladener Teilchen mit einem Magnetfeld von 1.2 Tesla ausgestattet. Die supraleitende Spule zur Erzeugung dieses Magnetfeldes ist außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters angeordnet, damit sich dessen Energieauflösung nicht durch zusätzliches passives Material verschlechtert. Das Magnetfeld sollte bisherigen Annahmen zufolge das Signal des Kalorimeters nur gering beeinflussen. Im Rahmen der geforderten absoluten Genauigkeit der Energieauflösung von 1% für das elektromagnetische und 2% für das hadronische Kalorimeter [FELT87] sollte sich das Magnetfeld überhaupt nicht auf das Signalverhalten auswirken. Die vorliegende Arbeit verfolgte als Hauptziel, den Einfluß des Magnetfeldes auf das Verhalten elektromagnetischer Schauer und deren Signale in einem Kalorimeter-Modul des H1-Detektors mit dem Simulationsprogramm EGS4 genauer zu untersuchen. EGS4 ist spezialisiert auf die Simulation elektromagnetischer Schauer und hat sich dazu in der Vergangenheit besonders bewährt. In der vorliegenden Version dieses Programms werden äußere elektromagnetische Felder bei der Schauerentwicklung nicht berücksichtigt. Es sollte daher ein Algorithmus entwickelt werden, der ein

statisches, homogenes Magnetfeld in die Simulation mit einbeziehen konnte. Ein weiterer Teil der Arbeit beschäftigte sich mit der Untersuchung von wichtigen Eigenschaften einiger Kalorimeter-Module des H1-Detektors mittels der EGS4-Simulation. Neben einer Überprüfung der Linearität der Module und einem Test der Unabhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußwinkel, sollten insbesondere Kalibrationskonstanten mit dem EGS4-Programm berechnet werden. Von diesen Untersuchungen erwartete man genauere Resultate als durch vergleichbare Simulationen mit dem Programm H1SIM. Das Ziel war, die Kalibrationskonstanten der hadronischen Kalorimeter-Module FBH und CBH, deren Werte durch Messungen direkt nicht ermittelt werden konnten, mit dem EGS4-Programm zu bestimmen.

## Kapitel 2

# Physikalische Grundlagen

### 2.1 Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld

Die Bewegungsgleichungen im Vakuum, für Teilchen der Ladung  $q$  in äußeren elektromagnetischen Feldern  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$ , lauten in kovarianter Form und CGS-Einheiten:

$$\frac{dp^\mu}{d\tau} = \frac{q}{c} F^{\mu\nu} u_\nu. \quad (2.1)$$

Dabei bedeuten

$$p^\mu = (E/c, \gamma \cdot m \cdot \vec{v})$$

Viererimpuls

$$d\tau = \gamma^{-1} \cdot dt$$

differentielle Eigenzeit im System des Teilchens

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & B_z & -B_y \\ E_y & -B_z & 0 & B_x \\ E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix}$$

elektromagnetischer Feldstärketensor

$$u^\mu = (\gamma c, \gamma \vec{v})$$

Vierergeschwindigkeit

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

relativistischer Korrekturfaktor

Gemäß Glg. 2.1 beträgt die Energie- und Impulsänderung im Laborsystem:

$$\frac{dE}{dt} = q\vec{v} \cdot \vec{E} \quad (2.2)$$

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v} \times \vec{B}) \equiv \text{Lorentzkraft} \quad (2.3)$$

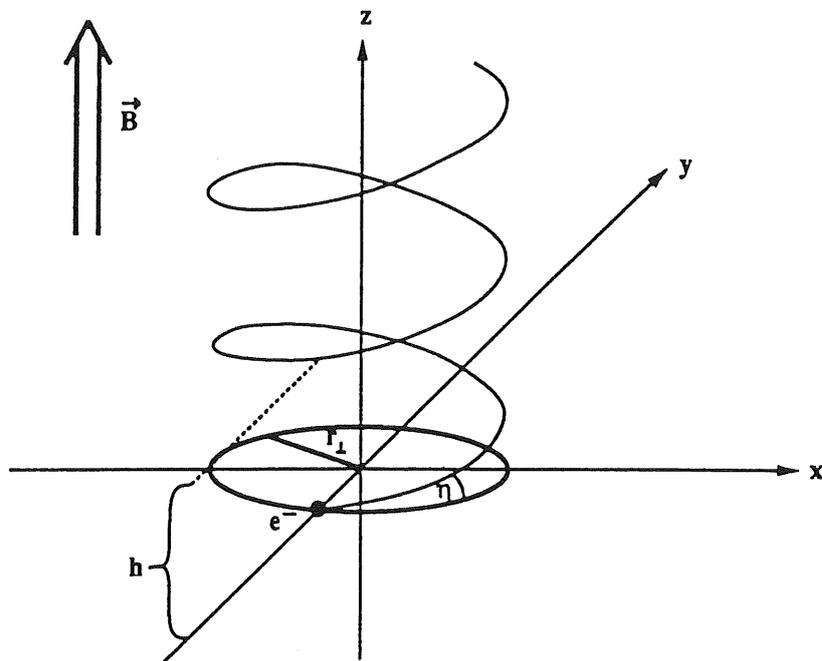


Abbildung 2.1: Flugbahn eines Elektrons im Magnetfeld.

In dem speziellen Fall, daß ein statisches, homogenes Magnetfeld  $\vec{B}$  vorherrscht und das elektrische Feld  $\vec{E}$  verschwindet, bleibt die Energie des Teilchens und daher auch  $\gamma$  konstant. Gleichung 2.3 läßt sich durch Einführung der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  schreiben als:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v} \times \vec{\omega}_L, \quad (2.4)$$

mit

$$\vec{\omega}_L \equiv \left(\frac{q}{\gamma} mc\right) \cdot \vec{B} \quad (2.5)$$

$$\omega_L \equiv \left(\frac{q}{\gamma} mc\right) \cdot \|\vec{B}\| \quad (2.6)$$

Die Lösung der Differentialgleichung 2.4 ist:

$$\vec{v}(t) = v_{\perp}(\vec{e}_1 \cdot \cos(\omega_L \cdot t) - \vec{e}_2 \cdot \sin(\omega_L \cdot t)) + \vec{e}_3 \cdot v_{\parallel} \quad (2.7)$$

mit

$$v_{\perp} \equiv \omega_L \cdot r_{\perp} \quad (2.8)$$

wobei die Definition für  $r_{\perp}$  aus den Gleichungen 2.6 und 2.8 folgt:

$$r_{\perp} = \frac{c}{qB} \cdot p_{\perp} \quad (2.9)$$

Die Vektoren  $\vec{e}_i$  bilden ein orthonormales Dreibein. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit zeigt  $\vec{e}_3$  in Richtung des Magnetfeldes. Die Integration von 2.7 nach der Zeit liefert:

$$\vec{r}(t) = r_{\perp}(\vec{e}_1 \sin(\omega_L \cdot t) + \vec{e}_2 \cos(\omega_L \cdot t)) + \vec{e}_3 v_{\parallel} t \quad (2.10)$$

Gleichung 2.10 beschreibt eine Helix in Magnetfeldrichtung. Sie ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Ihre Projektion in die  $\vec{e}_1$ - $\vec{e}_2$ -Ebene ergibt eine Kreisbahn mit dem Radius  $r_{\perp}$ . Die Ganghöhe beträgt  $h = 2\pi \cdot v_{\parallel} / \omega_L$ , der Steigungswinkel ist  $\eta = \arctan(v_{\parallel} / (\omega_L \cdot r_{\perp}))$ . In Einheiten, die gewöhnlich in der Teilchenphysik verwendet werden, lautet Gleichung 2.9:

$$\|r_{\perp}\| [cm] = \frac{p_{\perp} [MeV/c]}{2.997925 \cdot B [Tesla]} \quad (2.11)$$

## 2.2 Elektromagnetische Schauer

Durchdringen hochenergetische Teilchen Materie, so verlieren sie auf ihrem Weg durch Anregung und Produktion neuer Teilchen nach und nach ihre Energie. Die Sekundärteilchen wechselwirken ebenfalls mit der Materie und produzieren ihrerseits neue Partikel. Insgesamt entwickelt sich eine Kaskade von Teilchen, die als *Schauer* bezeichnet wird. Je nach Art der Primärteilchen und der hauptsächlich auftretenden Wechselwirkungen, unterscheidet man grundsätzlich elektromagnetische und hadronische Schauer. Letztere werden ansatzweise in Abschnitt 2.3 behandelt. Die folgenden Abschnitte befassen sich im Detail mit elektromagnetischen Schauern, da insbesondere diese in der vorliegenden Arbeit relevant sind.

### 2.2.1 Entwicklung und Energiedeposition

Elektromagnetische Schauer werden ausschließlich durch Elektronen, Positronen und Photonen initiiert, da die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Wechselwirkungen von Teilchen größerer Masse, wie beispielsweise Myonen, Pionen oder Nukleonen, zu klein sind. So ist die Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung geladener Teilchen der Energie  $E$  und Ruhemasse  $m_0$  im Coulombfeld eines Atomkerns proportional zu  $(\frac{E}{m_0 c^2})^4$  [ROSS64].

Als sekundäre Teilchen treten bei elektromagnetischen Schauern ebenfalls nur  $e^{-+}$  und  $\gamma$ 's auf. Für ihre Entstehung sind die folgenden physikalischen Prozesse relevant:

### $e^-e^+$ -Wechselwirkungen:

Bremsstrahlung :	$e^- + \text{Atomkern}$	$\rightarrow$	$e^- + \gamma + \text{Atomkern}$
	$e^- + e^-$	$\rightarrow$	$e^- + \gamma + e^-$
Møllerstreuung:	$e^- + e^-$	$\rightarrow$	$e^- + e^-$
Bhabhastreuung :	$e^+ + e^-$	$\rightarrow$	$e^+ + e^-$
Annihilation :	$e^+ + e^-$	$\rightarrow$	$\gamma + \gamma$
Vielfachstreuung :	$e^- + \text{Atomkern}$	$\rightarrow$	$e^- + \text{Atomkern}$

### $\gamma$ -Wechselwirkungen:

Paarbildung :	$\gamma + \text{Atomkern}$	$\rightarrow$	$e^+ + e^- + \text{Atomkern}$
	$\gamma + e^-$	$\rightarrow$	$e^+ + e^- + e^-$
Comptonstreuung:	$\gamma + e^-$	$\rightarrow$	$\gamma + e^-$
Photoeffekt :	$\gamma + \text{Atom}$	$\rightarrow$	$e^- + \text{Atom}^+$

Die Entwicklung von Teilchenschauern kann in zwei Hauptphasen gegliedert werden:

1. In der ersten Phase werden hauptsächlich neue Teilchen produziert, und der Schauer breitet sich daher longitudinal und lateral mit wachsender Teilchenzahl aus. Obwohl alle der oben aufgeführten Prozesse beteiligt sind, dominieren zwei von ihnen die Teilchenproduktion.

(a) Bremsstrahlung: Im Coulombfeld eines Atomkerns oder Elektrons strahlt ein  $e^-$  bei seiner Abbremsung Photonen ab, deren Anzahl im Energieintervall  $[\hbar\omega, \hbar(\omega + d\omega)]$  gegeben ist durch  $N_\gamma \propto Z^2/\omega$  [BETH34]. Zusammen mit der oben angeführten Proportionalität der Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses mit der Energie zeigt sich, daß Bremsstrahlung bevorzugt für leichte Teilchen hoher Energie, in Materie hoher Kernladungszahl  $Z$  auftritt. Der Energieverlust pro Längeneinheit beträgt [SEGR65]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{4\alpha N_0 Z^2 r_e^2 E}{A} \ln(183/Z^{1/3}) \equiv E/X_0 \quad (2.12)$$

mit  $\alpha$  : Feinstrukturkonstante  
 $N_0$  : Avogadro'sche Zahl  
 $A$  : Massenzahl des Absorbers  
 $r_e = e^2/(m_e \cdot c^2)$  : klassischer Elektronenradius

Die so definierte Größe  $X_0$  ist nur vom Material abhängig und gibt nach Gleichung 2.12 die Strecke an, nach der sich die Energie um den Faktor  $1/e$  verringert hat. Sie wird Strahlungslänge genannt und ist, wie noch gezeigt wird, die charakteristische Größe für die Schauerentwicklung in longitudinaler Richtung. Näherungsweise gilt nach [AMAL81]:

$$X_0 \approx 180 \cdot A/Z^2 [g/(cm)^2] \quad (2.13)$$

Typische Werte für die Strahlungslänge befinden sich in Tabelle 4.1.

(b) Paarbildung: Als Paarbildung wird die Erzeugung eines  $e^+e^-$ -Paares aus einem Photon bezeichnet, die wegen der Energie-Impulserhaltung nur im Coulombfeld eines geladenen Objektes stattfinden kann. Ebenfalls aus der Energieerhaltung folgt als Erzeugungsschwelle für diesen Prozeß am Atomkern:  $E_\gamma \geq 2 \cdot m_e \cdot c^2$ . Die totalen Wirkungsquerschnitte für die Photonwechselwirkungen zeigt Abbildung 2.2. Man erkennt, daß Paarerzeugung schon für Photonenergien von einigen MeV dominiert. Da die Dynamik der Paarbildung eng mit der der Bremsstrahlung verknüpft ist, bildet auch hier die Strahlungslänge eine charakteristische Größe. Für hohe Photonenergien beträgt die mittlere freie Weglänge [HEIS53]:

$$\lambda_{paar} = 9/7 \cdot X_0 \quad (2.14)$$

2. Bei der Produktion sekundärer Teilchen sinkt die mittlere Energie aller Schauerpartikel mit der Zeit ab. Unterhalb einer Energie  $\epsilon$ , bezeichnet als kritische Energie, tritt der Schauer in die zweite Phase: Ionisation und Anregung der Materie überwiegen die Teilchenproduktion; der Schauer stirbt aus. Die Energiedeposition durch Ionisation der durchquerten Materie ist proportional der Elektronendichte des Absorbers und zeigt eine komplizierte Abhängigkeit von der Geschwindigkeit  $v$  des ionisierenden Teilchens. Sie läßt sich beschreiben als [SEGR53]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - [\beta^2 + 2\sqrt{1-\beta^2} - 1] \cdot \ln 2 - \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right\} \quad (2.15)$$

mit  $n$  : Elektronendichte des Absorbers  
 $\beta = v/c$  : Elektronengeschwindigkeit normiert auf die Lichtgeschwindigkeit  
 $e$  : Elementarladung  
 $m_e$  : Elektronruhemasse  
 $T$  : kinetische Energie des Elektrons  
 $I$  : mittleres Ionisationspotential  
 $\delta$  : Dichtekorrektur nach Sternheimer [STER52]

Aus der oben angedeuteten Definition der kritischen Energie

$$(dE/dx)_{ion}(\epsilon) \equiv (dE/dx)_{brems}(\epsilon) \quad (2.16)$$

folgt:

$$\epsilon = (dE/dx)_{min} \cdot X_0 \approx (500/Z) MeV \quad (2.17)$$

Dabei bedeutet  $(dE/dx)_{min}$  den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens. Die kritische Energie ist daher, ähnlich der Strahlungslänge, eine allein materialabhängige Konstante. Den mittleren Energieverlust in Blei normiert auf die Elektron-Ruhemasse als Funktion der Energie, zeigt Abbildung 2.3.

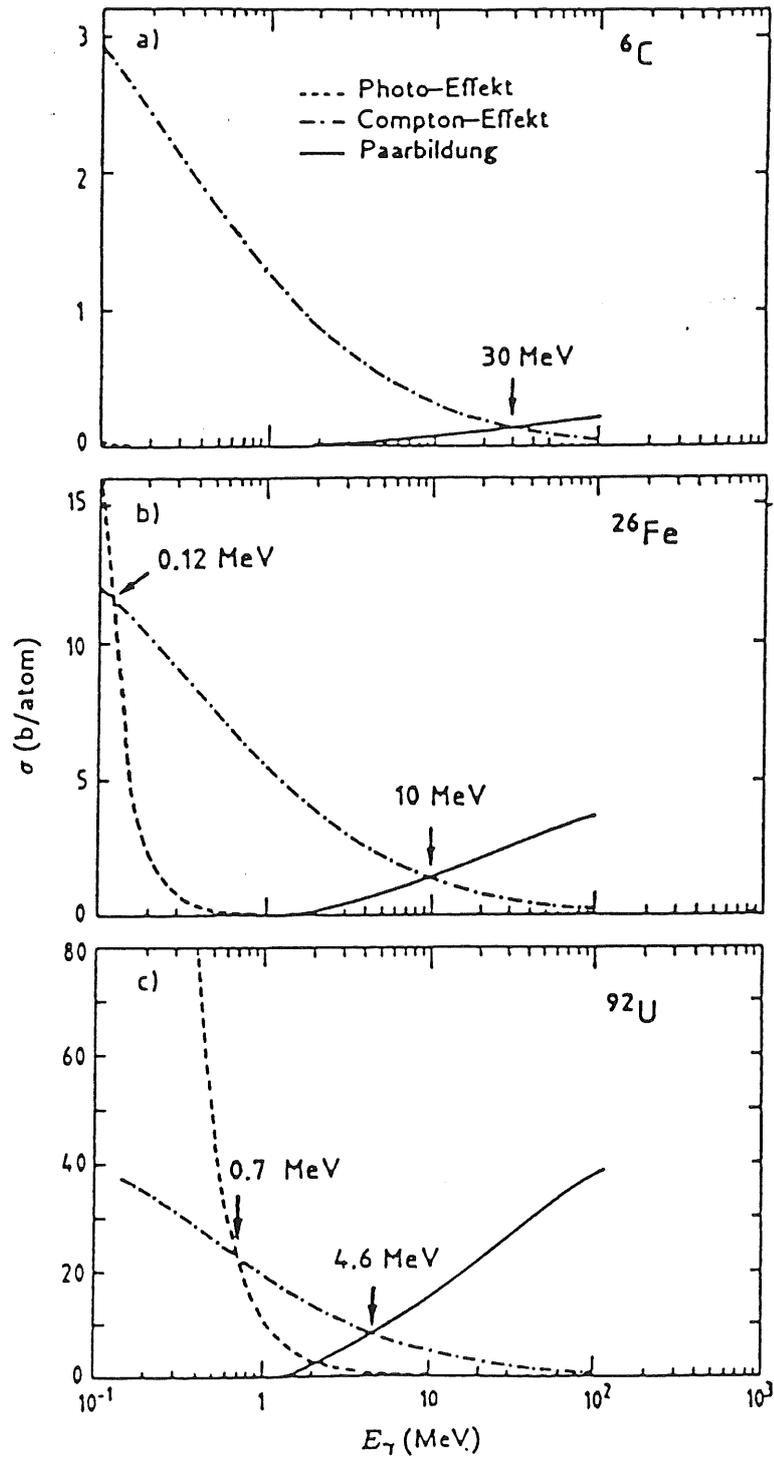


Abbildung 2.2: Totale Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie.

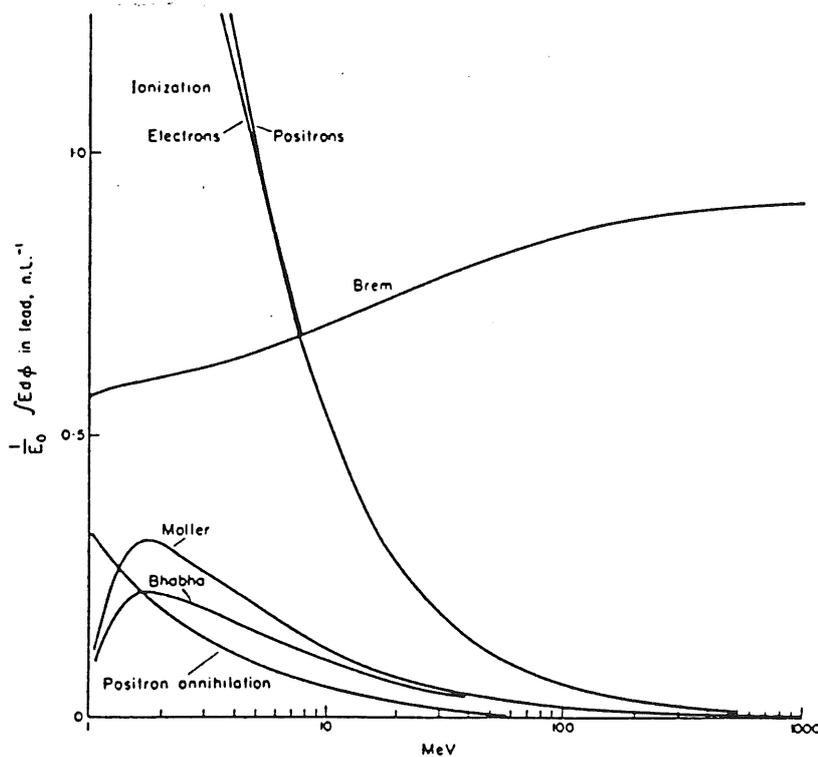


Abbildung 2.3: Mittlerer Energieverlust von Elektronen in Blei als Funktion ihrer Energie.

### 2.2.2 Das materialunabhängige Schauersmodell

Obwohl die oben angegebenen einzelnen Teilchenreaktionen gut untersucht und berechenbar sind, ist der gesamte Schauer, die Lage seines Maximums, seine longitudinale und transversale Ausbreitung, analytisch nicht zu berechnen. Daher ist es nützlich, zu Schauersmodellen überzugehen. Das einfachste unter ihnen soll hier kurz beschrieben werden [ROSS64]: Teilchenproduktion findet allein durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung statt. Die Strahlungslänge wird als mittlere freie Weglänge für beide Prozesse angenommen. Ab der kritischen Energie  $\epsilon$  entstehen keine weiteren Teilchen und der Schauer stirbt einem Absorptionsgesetz folgend aus. Abbildung 2.4 verdeutlicht die wesentlichen Modellannahmen. Der Faktor, um den sich die Teilchenzahl  $N$  in diesem Modell pro Generation vermehrt, ist  $q = 2$ . Skaliert man Längen  $x$  mit der Strahlungslänge,  $t \equiv x/X_0$ , so gilt:

$$N(t) = q^t \tag{2.18}$$

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 q^{-t} \tag{2.19}$$

Aus der Bedeutung der kritischen Energie  $\epsilon = E(t_{max})$  folgt:

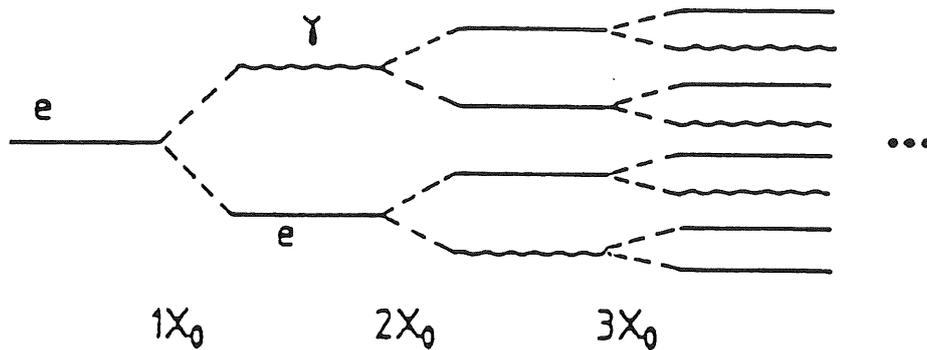


Abbildung 2.4: Skizze zum materialunabhängigen Schauermodell.

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon)}{\ln q} \quad (2.20)$$

$$N_{max} = E_0/\epsilon \quad (2.21)$$

Da nur die Größen  $X_0$  und  $\epsilon$  verwendet werden, lassen sich die folgenden Rückschlüsse unabhängig vom Material ziehen:

- Die Weglänge  $t_{max}$  bis zum Schauermaximum wächst logarithmisch mit der Energie  $E_0$  des einfallenden Teilchens.
- Die Teilchenzahl  $N(t)$  bis zum Maximum wächst exponentiell mit der Schauertiefe.
- Die Gesamtteilchenzahl  $N_{max}$  ist proportional zur Primärenergie. Das ist eine der grundlegenden Relationen, die in der Kalorimetrie ausgenutzt werden.

### 2.2.3 Ausdehnung elektromagnetischer Schauer

Die longitudinale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer wird bestimmt durch die Strahlungslänge  $X_0$ . Für die integrierte Weglänge  $T$  von Elektronen oder Positronen der Energie  $E_0$  ergibt sich nach [AMAL81]:

$$T = \frac{E_0}{\epsilon} X_0 \quad (2.22)$$

Die Verteilung des Energieverlustes in longitudinaler Richtung  $dE/dt$  ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Das mittlere Schauerprofil kann für homogene Materialien nach [LONG75] parametrisiert werden durch:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt} \quad (2.23)$$

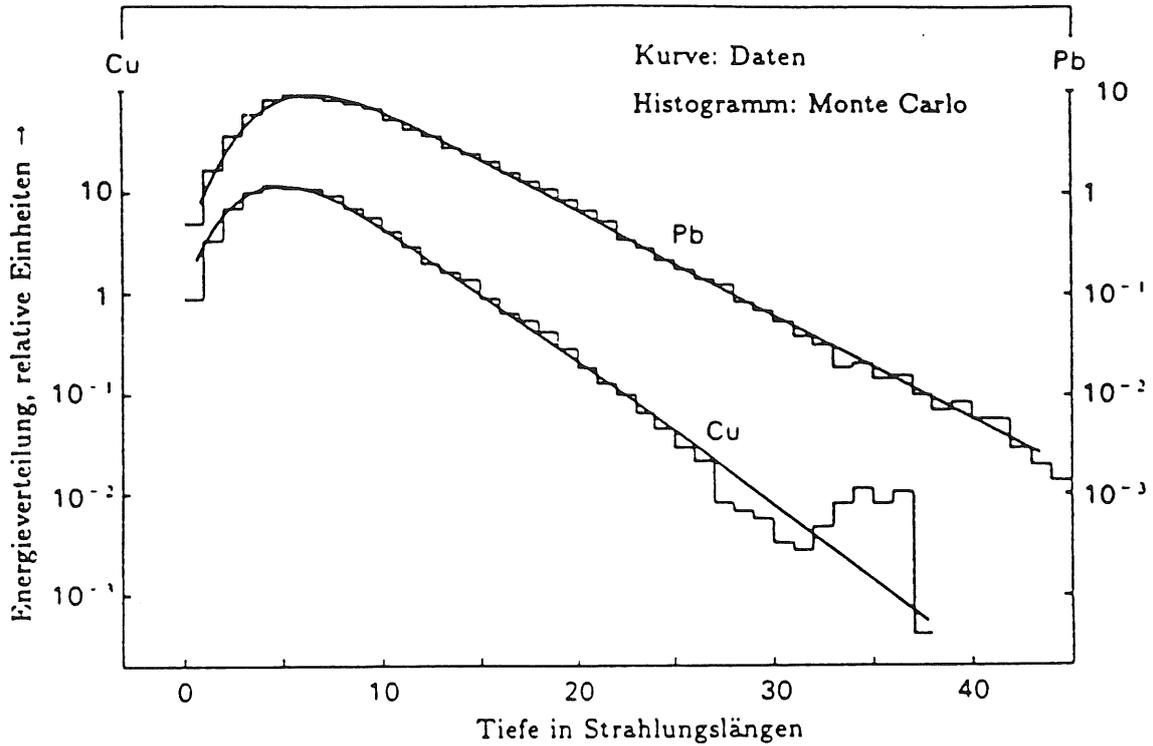


Abbildung 2.5: Longitudinales Schauerprofil in Kupfer und Blei.

wobei das Schauermaximum bei  $t_{max} = a/b$  liegt, und  $a$  und  $b$  Parameter darstellen, die von der Anfangsenergie und der Kernladungszahl des Absorbers abhängen.

Die transversale Entwicklung elektromagnetischer Schauer wird von den Winkeln bestimmt, unter denen die Sekundärteilchen entstehen. Da die Produktionswinkel für Bremsstrahlung und Paarbildung nach [BETH34] in der Größenordnung

$$\langle \theta_{brems,paar} \rangle \simeq \frac{m_e \cdot c^2}{E_0} \quad (2.24)$$

liegen, und damit für hohe Energien vernachlässigbar klein werden, ist die laterale Ausdehnung allein durch Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen bestimmt. Der mittlere Produktionswinkel ist nach der Theorie von Molière [MOLI48]

$$\langle \theta_M \rangle = \frac{E_s}{E_0} \cdot \sqrt{t} \quad (2.25)$$

mit

$$E_s = m_e \cdot c^2 \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot \pi}{\alpha}} \approx 21 \text{ MeV} \quad (2.26)$$

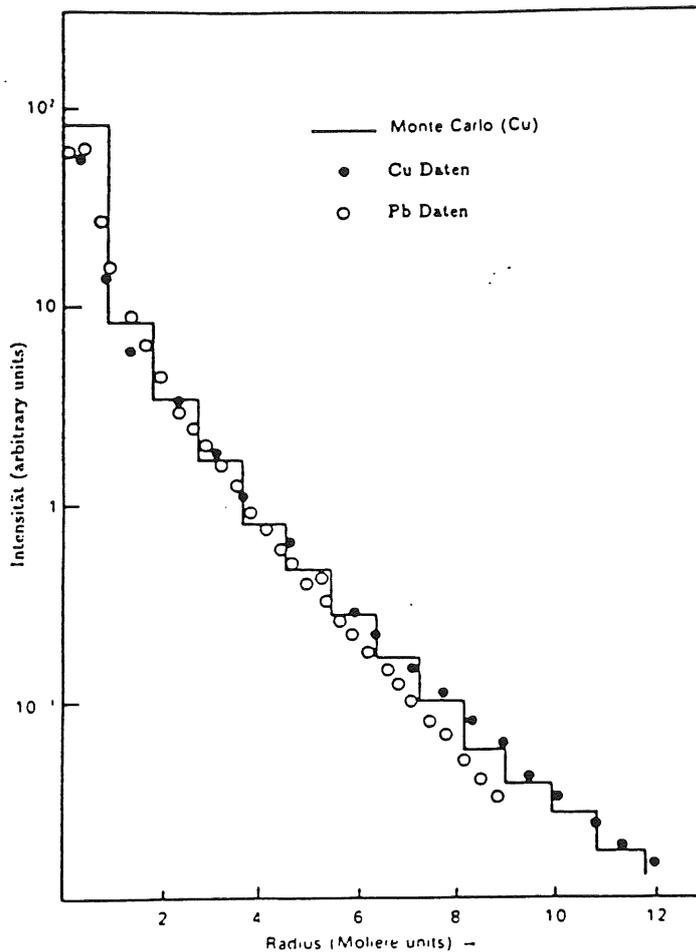


Abbildung 2.6: Transversales Schauerprofil in Kupfer und Blei.

Als charakteristische Einheit der lateralen Ausdehnung definiert man zweckmäßig den Molière-Radius

$$R_M \equiv \frac{E_s}{\epsilon} \cdot X_0 \quad (2.27)$$

Abbildung 2.6 zeigt die Energiedeposition transversal zur Schauerachse. Innerhalb von einem Molière-Radius werden etwa 90% der Primärenergie, innerhalb von  $3R_M$  bereits 98% deponiert. Das bedeutet eine hohe Energiedeposition nahe der Schauerachse, die mit zunehmendem Abstand von ihr rasch abfällt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in großen Abständen von der Schauerachse praktisch nur noch Photonen auftreten, die jedoch nur sehr kleine Energien haben.

Die Coulomb-Vielfachstreuung hat neben der Verbreiterung des Schauers eine weitere Konsequenz: Die Gesamtpurlänge  $T_s$  eines vielfach-gestreuten Teilchens vergrößert sich ge-

genüber der Spurlänge  $T$  ohne Streuung nach folgender Integralgleichung [YANG51]:

$$\langle T_s \rangle = T + \frac{1}{2} \cdot \int_0^{\langle T_s \rangle} \langle \theta^2(t) \rangle dt \quad (2.28)$$

Nach Rossi ergibt sich für den Mittelwert des Streuwinkels zum Quadrat [ROSS64]:

$$\langle \theta^2(t) \rangle = \frac{E_s^2}{\beta^4 E_0^2} \cdot t \quad (2.29)$$

Daraus folgt durch einfaches Integrieren:

$$\langle T_s \rangle = T + \frac{\langle T_s \rangle^2}{T_{scat}}, \quad (2.30)$$

mit

$$T_{scat} \equiv \left( \frac{2\beta^2 E_0}{E_s} \right)^2.$$

Diese Zusammenhänge finden ihre Anwendung in Abschnitt 5.2.2.

### 2.3 Entstehung und Ausdehnung hadronischer Schauer

Die Absorption von Hadronen in Materie geschieht auf ähnliche Weise wie die elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Die Mechanismen der Teilchenproduktion sind jedoch im Detail viel komplexer, da zusätzlich zur elektromagnetischen noch die starke und die schwache Wechselwirkung auftreten. Dringt ein hochenergetisches Hadron in Materie, so streut es an einem der Atomkerne. Bei diesem Prozeß dient gewöhnlich ein Teil der Primärenergie zur Erzeugung von Mesonen, hauptsächlich Pionen, ein anderer Teil wird auf den Atomkern übertragen, welcher in einen angeregten Zustand übergeht. Der Kern gibt danach seine Energie in Form von Neutronen, und — mit Verzögerung — als Photonen niedriger Energie wieder ab. Seine verbleibende kinetische Energie verliert er nach und nach durch Ionisation der umgebenden Materie. Insgesamt entstehen bei solchen Reaktionen Sekundärteilchen, in der Mehrzahl Pionen, Nukleonen und Photonen, die ihrerseits weiter mit der Materie wechselwirken und neue Teilchen produzieren. Es entwickelt sich ein hadronischer Schauer. Abgesehen von den Photonen gibt es einige der erzeugten Partikel, die ebenfalls ausschließlich elektromagnetisch wechselwirken. So zerfallen ungeladene Pionen und  $\eta$ -Mesonen jeweils in zwei Photonen, die dann einen elektromagnetischen Schauer initiieren. Demnach enthalten hadronische Schauer grundsätzlich auch eine elektromagnetische Komponente, deren Anteil am Gesamtschauer, als  $f_{em}$  bezeichnet, direkt verknüpft ist mit der Anzahl der erzeugten  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen. Deren Gesamtzahl variiert stark von Schauer zu Schauer, da sie in hohem Maße davon abhängt, welche Prozesse im einzelnen in der Anfangsphase des Schauers stattfinden. Eine Parametrisierung experimenteller Daten [FABJ85] gibt für  $f_{em}$  im Mittel folgende Abhängigkeit im Energieintervall  $10\text{GeV} \leq E_0 \leq 100\text{GeV}$ :

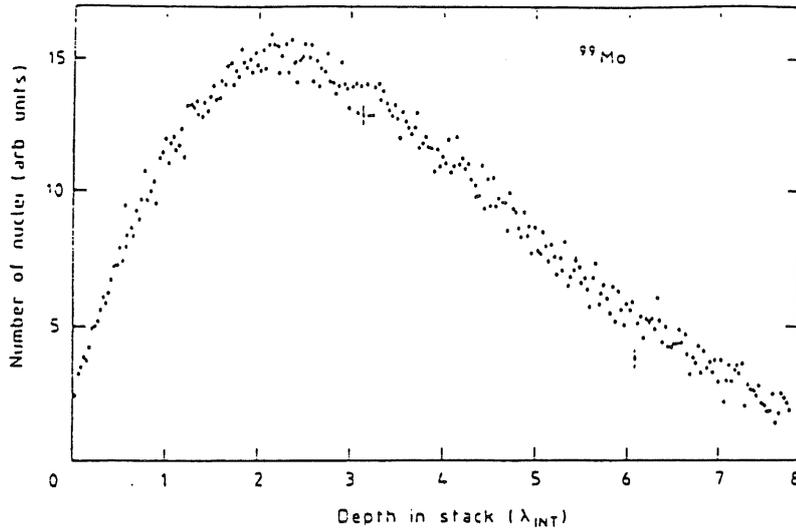


Abbildung 2.7: Longitudinales Profil eines hadronischen Schauers.

$$\langle f_{em}(E_0) \rangle = 0.1 \cdot \ln(E_0/GeV) \quad (2.31)$$

Die Entwicklung hadronischer Schauer wird zum größten Teil durch nukleare Wechselwirkungen bestimmt, deren Wahrscheinlichkeit in erster Näherung proportional zum Kernradius ist. Die natürliche Längenskala für die Ausdehnung von Hadronschauern in longitudinaler Richtung ist daher gegeben durch die nukleare Wechselwirkungslänge

$$\lambda_{int} = \frac{1}{\frac{N_0 \rho}{A} \cdot \sigma_i} \approx \frac{35}{\rho} \cdot A^{1/3} \quad (2.32)$$

Abbildung 2.7 zeigt die longitudinale Ausbreitung eines typischen hadronischen Schauers. Innerhalb von  $6 - 10 \lambda_{int}$  werden etwa 98% der Primärenergie deponiert. Die Gesamtlänge  $L$  des Schauers wächst dabei logarithmisch mit der Energie [WEGE89]:

$$L \propto \lambda_{int} \cdot \ln(E_0/GeV) \quad (2.33)$$

Bei hadronischen Reaktionen sind die Produktionswinkel wesentlich größer als bei elektromagnetischen, wo sie allein durch die Vielfachstreuung bestimmt werden. Des weiteren legen die Teilchen der hadronischen Schauerkomponente Strecken zurück, die, wie oben beschrieben, mit  $\lambda_{int}$  skalieren. Messungen bestätigen, daß die laterale Ausdehnung hadronischer Schauer ebenfalls in der Größenordnung  $\lambda_{int}$  liegt, siehe Abbildung 2.8. Alles in allem kann die Ausdehnung von Hadronschauern in guter Näherung mit Hilfe von  $\lambda_{int}$  materialunabhängig beschrieben werden, wie das bei elektromagnetischen Schauern mittels der Größen  $X_0$  und  $R_M$  gelingt. Die Tatsache, daß  $\lambda_{int} \gg X_0 \gg R_M$  gilt, wurde bei der Auslegung des H1-Kalorimeters berücksichtigt.

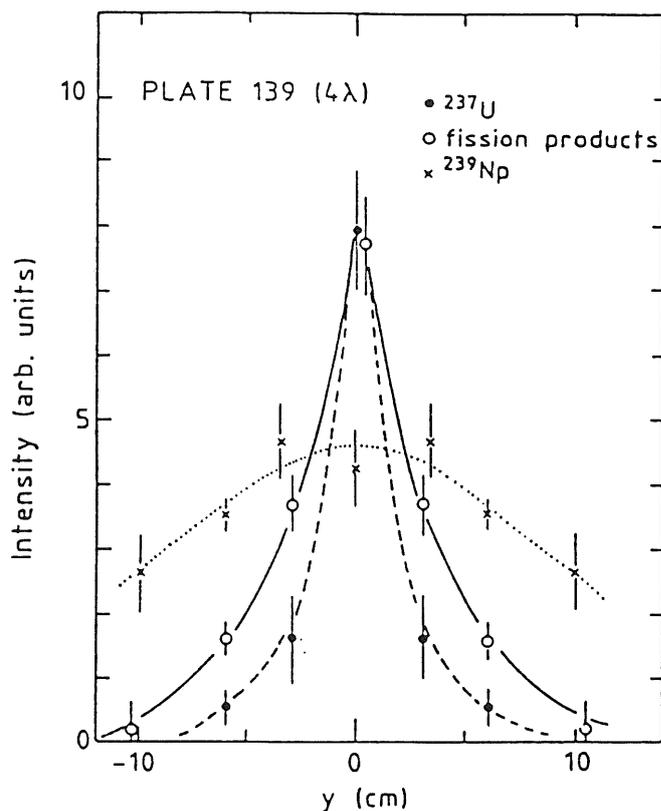


Abbildung 2.8: Transversales Profil eines hadronischen Schauers.

## 2.4 Kalorimetrie

Die Grundidee der Kalorimetrie ist, die Energie, die einem bestimmten Materievolumen zugeführt wird, durch Messung der Temperaturerhöhung des Materials zu bestimmen. Dringt ein hochenergetisches Teilchen in einen ausreichend dimensionierten Materieblock, so wird es nach und nach abgebremst und deponiert schließlich seine gesamte Energie in Form von Wärme. Wie Abschätzungen zeigen [WEGE89], ist die Energiedeposition einzelner hochenergetischer Teilchen lokal zwar groß, die Erwärmung des gesamten Materieblocks jedoch unmeßbar klein, so daß die klassische Kalorimetrie zur Energiemessung in der Teilchenphysik nicht anwendbar ist. Wie die vorhergehenden Abschnitte zeigen, ist die Umwandlung der kinetischen Energie in Wärme mit dem Entstehen von Teilchenschauern und so mit Prozessen der Erzeugung und Absorption von Sekundärteilchen verbunden. In dieser Phase liegt ein Teil der Primärenergie in meßbarer Form vor. Kalorimeter messen diesen Bruchteil, der zur Primärenergie proportional ist. Je nach Beschaffenheit des Materials wird elektrische Ladung aus Ionisationsprozessen, Szintillationslicht oder Čerenkov-Strahlung nachgewiesen.

### 2.4.1 Kalorimeterarten

Durch den Aufbau unterscheidet man grundsätzlich zwei Arten von Kalorimetern:

#### 1. Homogene Kalorimeter

Sie bestehen aus einem Block Materie, der gleichzeitig als Absorber- und Nachweismedium dient. Beispiele sind Bleiglas-Čerenkov-Zähler, sowie feste oder flüssige Szintillatoren. Die gute Energieauflösung homogener Kalorimeter kann sich durch Inhomogenitäten des Detektormaterials verschlechtern. Dem Vorteil einer guten Energieauflösung stehen einige Nachteile gegenüber: Die verwendeten Materialien besitzen typischerweise große Strahlungslängen. Für die Absorption des gesamten Schauers benötigt man daher große Detektorvolumina. Diese sind an Speicherringen nicht unbedingt realisierbar und steigern darüber hinaus die Detektorkosten erheblich.

#### 2. Sampling-Kalorimeter

Sie werden in der sogenannten Sandwich-Struktur gefertigt. Dabei wechseln sich Absorberschichten aus Materialien möglichst hoher Kernladungszahl  $Z$ , mit Schichten aus Nachweismaterial ab. Als Absorber oder passives Material wird häufig Blei, Uran oder Stahl, als Nachweismedium bzw. aktives Material wird flüssiges Argon oder ein Szintillator verwendet. Bei diesem Kalorimetertyp entwickelt sich der Schauer zu etwa 90% im schweren Material. Mit den einzelnen aktiven Schichten wird die deponierte Energie in der Tiefe abgetastet, was als *sampling* bezeichnet wird. Der gemessene Bruchteil an Primärenergie wird *sichtbare Energie  $E_{vis}$*  genannt und liegt in der Größenordnung von 10%. Ein Vorteil von Sampling-Kalorimetern ist ihre kleine mittlere Strahlungslänge, wodurch eine kompakte Bauweise möglich wird. Als weiterer Vorteil ist zu sehen, daß das *sampling*, und die zusätzliche Unterteilung der Nachweisschichten in Auslezellen, die Messung des Ortes, des Eintrittswinkels und der Schauerachse erlaubt.

### 2.4.2 Das Prinzip eines Flüssigargon-Kalorimeters

In Flüssigargon-Kalorimetern werden die aktiven Schichten als Ionisationskammern betrieben. Die Absorberplatten liegen dazu abwechselnd auf Hochspannungs- und Erdpotential, um das für die Ladungstrennung notwendige elektrische Feld im aktiven Medium zu erzeugen. Die aus der Ionisation der Argonatome durch Schauerteilchen entstehenden Elektronen driften durch das elektrische Feld zur Anode, und induzieren auf den Absorberplatten ein Signal, welches über einen Koppelkondensator ausgelesen wird. Ein ladungsempfindlicher Vorverstärker erzeugt einen Spannungsimpuls, dessen Höhe der Elektronenanzahl aus der Ionisation proportional ist. Da die Beweglichkeit der Elektronen deutlich höher ist als die der Argon-Ionen, ist die Wanderung der Elektronen der relevante Effekt. Flüssige Edelgase erfüllen recht gut die folgenden Anforderungen an Materialien für den Betrieb von Ionisationskammern:

- große Driftgeschwindigkeiten der Elektronen. Dies ist Voraussetzung für eine schnelle Signalauslese.
- eine hohe Dichte des aktiven Materials. Sie garantiert, daß genügend Atome ionisiert, und somit meßbare Signalhöhen erzielt werden.

- die Segmentierung in Auslesezellen, was einer guten Detektorgranularität entspricht. Diese ist notwendig, wenn neben Energie- auch Ortsmessungen durchgeführt werden sollen.

Als preiswertes, den gestellten Anforderungen gerecht werdendes Edelgas hat sich flüssiges Argon bewährt. Zu vermeiden sind Verunreinigungen des Argons, insbesondere durch stark elektronegative Substanzen, da die Anlagerung der Elektronen einen unerwünschten Verlust meßbarer Ladung bedeutet [HOFM76].

### 2.4.3 Kalibration

In Kalorimetern wird die Primärenergie auf indirekte Art gemessen, beispielsweise bei solchen des Flüssigargon-Typs über die in Auslesezellen gesammelte Ladung  $Q$ . Um eine Beziehung zwischen gemessener Ladung und deponierter Energie herzustellen, ist eine Eichmessung erforderlich, bei der Teilchen wohldefinierter Energie  $E_0$  in das Testkalorimeter eingeschossen werden, und so eine Kalibrationskonstante  $C$  bestimmt wird:

$$E_{dep} = C \cdot Q \quad (2.34)$$

Häufig bilden elektromagnetische und hadronische Kalorimeter eine Detektoreinheit, deren Kalibration, wegen des unterschiedlichen Aufbaus der einzelnen Komponenten, gegeben ist durch

$$E_{dep} = C_{Kal}^{em} \cdot Q_{Kal}^{em} + C_{Kal}^{had} \cdot Q_{Kal}^{had} \quad (2.35)$$

Die Kalibration wird dadurch erschwert, daß Elektronen und Hadronen gleicher Primärenergie, unterschiedlich viel sichtbare Energie im Kalorimeter deponieren. Typischerweise sind die Signale der Elektronen größer als die der Hadronen, da ein Teil der hadronischen Energie zum Aufbrechen von Atomkernen verwendet und daher nicht mitgemessen wird. Den Anteil dieser Bindungsenergieverluste, sowie die Anteile von Hadronen und ungeladenen Pionen im hadronischen Schauer in Abhängigkeit der Energie eingeschossener geladener Pionen zeigt Abbildung 2.9 [FOOS86]. Dies kann durch das Verhältnis  $e/h$  der Kalorimetersignale von Elektronen ( $e$ ) und Hadronen ( $h$ ), normiert auf das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens ( $mip$ ), zusammengefaßt ausgedrückt werden:

$$(e/h) \equiv \frac{e/mip}{f_{em} \cdot (e/mip) + f_h \cdot (h/mip)} = \frac{(e/h)_{intr}}{1 + f_{em} \cdot [(e/h)_{intr} - 1]} \quad (2.36)$$

Dabei kann das, durch ein einfallendes Hadron erzeugte Signal  $h$  in einen rein hadronischen Anteil  $f_h \cdot h$  und einen elektromagnetischen Teil  $f_{em} \cdot e$  zerlegt werden, wobei

$$f_{em} + f_h = 1 \quad (2.37)$$

gilt. Man vergleiche dazu auch Abschnitt 2.3.  $(e/h)_{intr}$  ist der Quotient aus den Signalen der reinen Komponenten und wird auch intrinsisches  $e/h$ -Verhältnis genannt. Wenn für

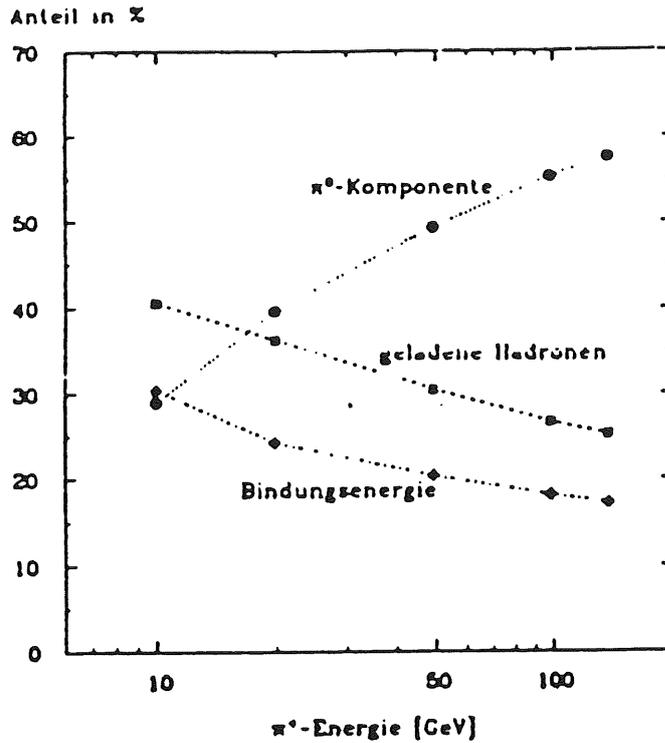


Abbildung 2.9: Anteile verschiedener Komponenten in Schauern geladener Pionen.

ein gegebenes Kalorimeter  $e/h \neq 1$  gilt, so müssen die Energien für einfallende Elektronen und Hadronen getrennt kalibriert werden:

$$E_{dep}^{em} = C_{Kal}^{em} \cdot Q_{Kal}^{em}, \quad (2.38)$$

$$E_{dep}^{had} = C_{Kal}^{had} \cdot Q_{Kal}^{had} \quad (2.39)$$

#### 2.4.4 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Die Schauerentwicklung insgesamt ist bestimmt durch das komplexe Zusammenspiel vieler diskreter Vorgänge der Teilchenproduktion und Absorption und ist daher in erster Linie ein statistischer Prozeß. Die Zahl der im Schauer erzeugten Teilchen ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Für die relative Energieauflösung folgt daher nach Poisson:

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.40)$$

In Sampling-Kalorimetern fluktuiert die Anzahl der Sekundärteilchen im aktiven Medium von Schauer zu Schauer aufgrund der Schichtbauweise und der statistischen Natur

der Schauerentwicklung. Diese sogenannten Sampling-Fluktuationen verschlechtern die Energieauflösung. Die Anzahl  $N$  der Teilchen, die nachgewiesen werden, ergibt sich in Abhängigkeit von der Gesamtpurlänge  $T$  und Dicke  $D$  der Auslesezellen zu [AMAL81]:

$$N = T/D = \frac{E \cdot X_0 \cdot F(z)}{D \cdot \epsilon} \quad (2.41)$$

Da zur Ionisation der Atome des Nachweismaterials mindestens eine Energie  $E_c$  notwendig ist, verkürzt sich die Gesamtpurlänge. Dieser Einfluß wird durch den Faktor  $F(z)$  korrigiert, der näherungsweise gegeben ist durch [AMAL81]:

$$F(z) \approx e^z \cdot [1 + z \cdot \ln(z/1.526)], \quad (2.42)$$

mit  $z = 4.58 \cdot \frac{A \cdot E_c}{Z \cdot \epsilon}$ .

Die mittlere Ionisationsenergie für Argon beträgt  $E_c = 23.6_{-0.3}^{+0.5} eV$  [MIYA74].

In Kalorimetern mit festem oder flüssigem aktiven Medium ist die zusätzliche Verschlechterung von  $\sigma_E$  durch Landau- und Spurlängenfluktuationen in der Regel zu vernachlässigen. Insgesamt folgt für die relative Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{D \cdot \epsilon}{X_0 \cdot F(z)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.43)$$

## Kapitel 3

# Die Simulation von Teilchenschauern

Die Informationen, die aus dem materialunabhängigen Schauermodell gewonnen werden können, sind unzureichend für eine detaillierte Beschreibung des Schauerverhaltens in einer gegebenen Detektorgeometrie. Darüber hinaus sind relevante Größen bei der Entwicklung von Schauern analytisch nur mit groben Näherungsrechnungen zu bestimmen. In diese können zudem nicht alle wichtigen Reaktionen der Schauerentwicklung mit einbezogen werden, was die Anwendungsmöglichkeiten analytischer Verfahren weiter einschränkt. Daher geht man zu Simulationsprogrammen über, welche die Monte-Carlo-Methode verwenden. Dabei werden die einzelnen Reaktionen der Schauerteilchen, sowie deren nächste Weglängen durch Zufallszahlen bestimmt, die abhängig von den Teilchenenergien, Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten der beteiligten Prozesse und den Eigenschaften des aktuellen Mediums gewichtet werden. Das Schicksal eines jeden Teilchens wird dann solange verfolgt, bis es sich umgewandelt, oder seine gesamte kinetische Energie abgegeben hat. Durch diese Art der Behandlung von Schauern bieten Simulationen folgende Vorteile:

- alle relevanten Einzelprozesse können implementiert werden
- die Simulation ist möglich in beliebigen Geometrien und Materialien
- die statistische Natur von Teilchenschauern wird berücksichtigt

Die ersten beiden Punkte können in der Praxis allerdings durch die Speicherkapazität des Rechners und den Zeitaufwand der Simulation beschränkt werden.

### 3.1 Das Programmpaket EGS4

In dieser Arbeit wurde das zur Simulation elektromagnetischer Schauer bewährte Programmpaket EGS4<sup>1</sup> verwendet. Dieses wurde 1978 von Nelson und Ford entwickelt [FORD78] und ist derart strukturiert, daß der Benutzer Detektorgeometrie und Materialien frei

---

<sup>1</sup>Electron-Gamma-Shower Version 4

wählen kann. Das Programmpaket ist in der am SLAC<sup>2</sup> entwickelten Programmiersprache MORTRAN<sup>3</sup> geschrieben [COOK83] und liegt mittlerweile in der vierten Version vor. Diese erlaubt die Simulation elektromagnetischer Schauer im Energiebereich von 1 keV bis zu 1 TeV. MORTRAN ist eine um Blockstrukturen und Macro-Deklarationen bereicherte Form der Sprache FORTRAN. Dem Anwender wird dadurch das Schreiben notwendiger eigener Routinen erleichtert. Die freie Wahl von Materialien wird ermöglicht durch das Programm PEGS<sup>4</sup>. Vor der eigentlichen Simulation übergibt man diesem Programm wichtige Eigenschaften eines jeden Materials, das verwendet werden soll. Im Falle von Elementen sind das Dichte, Kernladungszahl und Atomgewicht. Handelt es sich um Verbindungen oder Gemische, so gibt man Dichte, Anzahl und Art der enthaltenen Elemente und deren Volumen- oder Massenanteile an. PEGS berechnet aus diesen Daten eine Reihe für die Simulation benötigter Größen und Funktionen, beispielsweise Wirkungsquerschnitte der einzelnen Schauerprozesse, und legt diese in Tabellenform ab. Für energieabhängige Funktionen muß vom Benutzer ein Energieintervall angegeben werden, innerhalb dessen die Funktionswerte bestimmt werden. Dazu dienen vier Parameter:

- AE/UE: untere/obere Grenze für die Energie von Elektronen und Positronen
- AP/UP: untere/obere Schranke für die Photonenenergie.

Das so festgelegte Intervall wird vom Programm in kleinere unterteilt, und die Funktion auf jedem dieser Abschnitte linear interpoliert. Die Teilung wird in immer kleinere Intervalle weitergeführt, bis der Unterschied zwischen stückweise linearer Interpolation und Funktion weniger als 1% beträgt. Dieses Verfahren ist notwendig, damit einerseits die Funktionswerte während der Simulation schnell berechnet werden können, und andererseits die von PEGS erzeugten Tabellen noch akzeptable Größen annehmen.

Die eigentliche Schauersimulation übernimmt das Programm EGS4. Dessen Flußdiagramm ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Auffällig ist die Unterteilung in EGS- und USERCODE. Letzterer enthält die Routinen, die vom Anwender selbst zu schreiben sind. Diese sind das Hauptprogramm MAIN, und die beiden Unterroutinen HOWFAR und AUSGAB. In MAIN bestimmt der Benutzer die Anfangssituation und Steuerung des Schauers. Dazu muß das Hauptprogramm wenigstens folgende Schritte beinhalten:

1. Die Definition benötigter Medien und Regionen
2. Das Einlesen der von PEGS erzeugten Materialdaten mittels der Routine HATCH
3. Eine Festlegung der Energieabschneideparameter Ecut und Pcut
4. Die Angabe von Art, Energie, Ort und Bewegungsrichtung des initialisierenden Teilchens
5. Den Start der Simulation durch Aufrufen der Routine SHOWER

Die Unterroutine HOWFAR dient zur Beschreibung der innerhalb der Simulation verwendeten Geometrie. Sie benutzt dazu die in MAIN definierten Größen Medium und Region. Eine Region bezeichnet dabei die kleinste Geometrieeinheit, der ein beliebiges Medium zugeordnet werden kann. HOWFAR wird von den Routinen ELECTR und PHOTON

---

<sup>2</sup>Stanford Linear Accelerator Center

<sup>3</sup>Preprocessor for EGS4

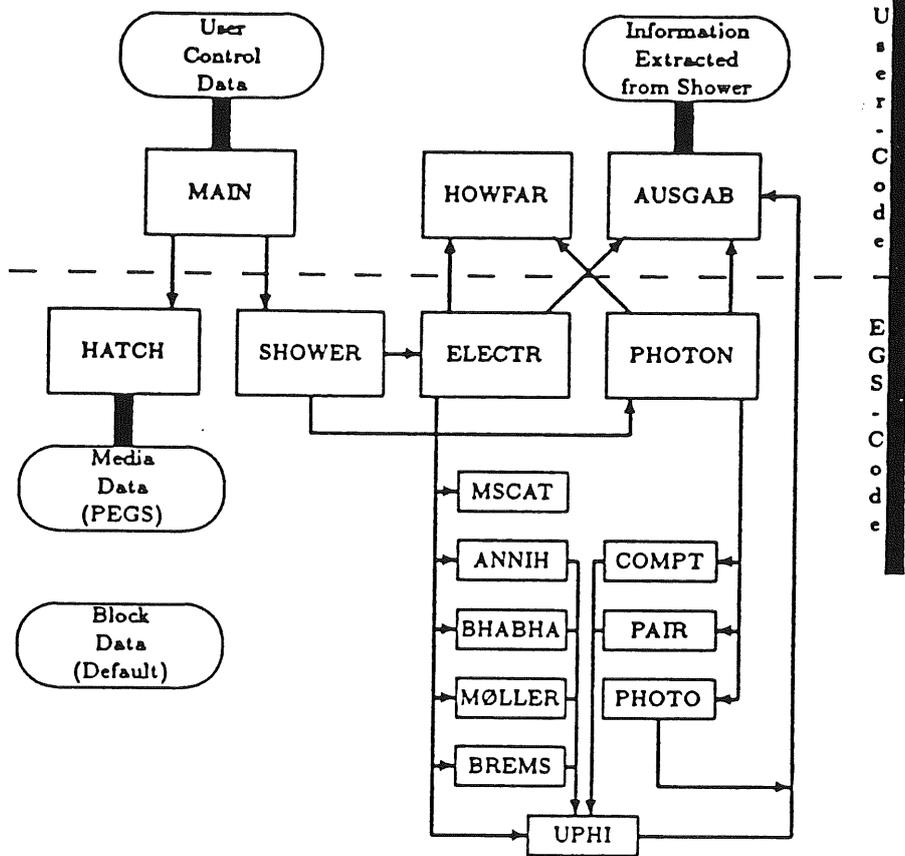


Abbildung 3.1: Flußdiagramm von EGS4.

aufgerufen, und erhält als Informationen Art, Energie, Position, Bewegungsrichtung des aktuellen Teilchens, die Region, in der es sich gerade befindet, sowie die Länge USTEP des nächsten Schrittes. Die Aufgabe von HOWFAR ist es dann, falls notwendig, USTEP auf den Abstand zur nächsten Regionengrenze zu beschränken, und die sich anschließende Region zu ermitteln. Dies gewährleistet, daß Teilchen jeden Schritt in dem Medium beenden, in dem sie ihn begonnen haben, und so auf jeder Wegstrecke die korrekten Materialdaten verwendet werden. Mit AUSGAB kann sich der Benutzer die für ihn wichtigen Informationen während der Schauersimulation ausgeben lassen. Diese Routine wird in den folgenden Fällen grundsätzlich aufgerufen:

1. Wenn das aktuelle Teilchen im nächsten Schritt aus der Simulation gelöscht werden soll, beispielsweise weil seine Energie unter den Wert des entsprechenden Abschneideparameters fällt.
2. Falls ein Transport um die Strecke VSTEP bevorsteht. VSTEP bezeichnet den von EGS ausgewählten endgültigen Schritt, um den sich das Teilchen fortbewegen soll. Auf die Beschränkung von Schrittlängen wird genauer in Kapitel 5 eingegangen.

In AUSGAB selbst können alle Größen des gerade behandelten Teilchens abgefragt werden. Über die Variable IARG kann bestimmt werden, bei welchen Prozessen AUSGAB ebenfalls aufgerufen werden soll. So können zusätzliche Informationen über die stattfindenden Wechselwirkungen gewonnen werden. Der EGS-Code des Programmpaketes enthält neben den schon erwähnten Routinen HATCH und SHOWER die Unterroutrinen ELECTR und PHOTON, von denen der Transport geladener Teilchen und Photonen durch die Geometrie berechnet wird. Wie Abschnitt 5.2.1 zeigen wird, ist ELECTR die entscheidende Unterroutrine zur Einbindung eines homogenen Magnetfeldes. Von ELECTR und PHOTON wird, je nach Wechselwirkung, auf eine der in Abbildung 3.1 gezeigten Unterroutrinen, von BREMSstrahlung bis COMPTON-Effekt, zurückgegriffen. Die Unterroutrine UPHI schließlich setzt einen neuen zufälligen Azimutwinkel für den nächsten Teilchentransport.

## 3.2 Wahl der Energieabschneideparameter

Die Wirkungsquerschnitte einiger relevanter Schauerprozesse steigen mit abnehmender Energie der beteiligten Teilchen an. Als Folge davon erhält man eine große Anzahl niederenergetischer Teilchen. Beispiele dafür sind Bremsstrahlung und Photoeffekt. Die durch solche Prozesse erzeugten Teilchen besitzen jedoch derart geringe Energien und Reichweiten, daß ihr Einfluß auf die Entwicklung des Gesamtschauers ab einer gewissen Energie vernachlässigbar ist. Im EGS-Programm sind daher sinnvollerweise vom Benutzer untere Energiegrenzen anzugeben, die sogenannten Energiecuts  $E_{cut}$  und  $P_{cut}$ , unterhalb derer die Energie von Teilchen lokal deponiert wird.  $E_{cut}$  beschränkt dabei die Energie geladener Teilchen,  $P_{cut}$  begrenzt die Energie von Photonen. Einerseits sollte man die Cuts möglichst niedrig wählen, um den Fehler bei der Beschreibung der physikalischen Situation klein zu halten, andererseits bedeuten niedrige Cuts eine große Anzahl von Wechselwirkungen und damit eine extrem lange Rechenzeit pro Schauer. Für jedes gegebene Problem muß daher ein Optimum zwischen Rechenzeit und dem Fehler in den Resultaten gefunden werden. Von den Autoren von EGS4 werden untere Grenzen  $A_E = m_0 + 10\text{keV}$ ,  $A_P = 1\text{keV}$  für

Elektron- und Photonenergien angegeben, da für noch kleinere Energien nicht alle in der Natur vorkommenden Wechselwirkungen im Programm berücksichtigt werden [NELS85]. So wird z.B. die Anregung innerer Schalen der Elektronenhülle mit anschließender fluoreszenter Emission von Photonen nicht mit einbezogen. Insgesamt gelten folgende Relationen zwischen den vom EGS4 benutzten Energieparametern:

$$e^{-+} : m_0 + 10keV \leq AE \leq Ecut \ll E_0 \leq UE \quad (3.1)$$

$$\gamma : 1kev \leq AP \leq Pcut \ll E_0 \leq UP \quad (3.2)$$

AE, AP, Ecut, Pcut, UE und UP bezeichnen totale Teilchenenergien. Zur Optimierung der Cuts wurden einige Untersuchungen durchgeführt: So bestimmte A. Drescher [DRES82] mit EGS3 an einer Blei-Szintillator-Schichtstruktur sichtbare Energie, Auflösung, sowie die longitudinalen und lateralen Leckverluste in Abhängigkeit von Ecut und Pcut. Seine Ergebnisse lassen sich in folgenden Punkten zusammenfassen:

- Bei Variation der Cuts mit  $Ecut = Pcut$  treten keine signifikanten Änderungen im Verhältnis der sichtbaren Energie zur Primärenergie  $E_{vis}/E_0$  und der Energieauflösung  $\sigma_{E_{vis}}/E_{vis}$  auf, falls die Cuts kleiner als 1.5 MeV sind. Dabei ist die sichtbare Energie die wesentlich sensitivere Größe.
- Die Leckverluste in longitudinaler Richtung werden hauptsächlich durch die hochenergetische Schauerkomponente bestimmt, und variieren kaum mit den Cuts.
- Laterale Leckverluste wachsen mit abnehmendem Pcut und sind unabhängig von Ecut. Dies beweist, daß für die transversale Ausbreitung des Schauers in erster Linie Photonen verantwortlich sind.

Für eine Blei-Flüssigargon-Struktur führte K. Borrás in einer umfangreichen Analyse ähnliche Untersuchungen mit dem Programm EGS3 durch [BORR87]. Sie konnte die obigen Ergebnisse von A. Drescher bestätigen und durch eine genauere Bestimmung der transversalen Leckverluste sowie der sichtbaren Energie Cuts festlegen, unterhalb derer keine Änderungen in den relevanten Größen auftraten. Weiterhin zeigte sie, daß die Rechenzeit stark ansteigt, wenn kleinere Werte für  $Ecut = Pcut$  gewählt werden als 1 MeV. Nelson und Ford geben als Empfehlung für den kleinsten Cut geladener Teilchen in EGS3 ebenfalls als Größenordnung 1 MeV an, da für noch kleinere Energien die physikalische Realität nicht zufriedenstellend durch die Simulation wiedergegeben wird.

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen zu den beiden unteren Energiegrenzen Ecut und Pcut mit EGS4 durchgeführt. Die Motivation dazu war durch die folgenden Punkte gegeben:

1. Eine Aufgabenstellung dieser Arbeit war die Bestimmung von Kalibrationskonstanten mit EGS4. Gleichzeitig sollten damit Ergebnisse überprüft werden, die mit dem Simulationsprogramm H1SIM berechnet wurden. Näheres dazu folgt in Kapitel 4. In H1SIM wurden ebenfalls Studien zu entsprechenden Cuts durchgeführt. Um eine Verbesserung von H1SIM-Resultaten mit EGS4 zu erzielen, muß bei den optimalen Energiecuts gerechnet werden.
2. Ein weiteres Ziel war die Auswirkung eines homogenen Magnetfeldes auf geladene Teilchen in die Simulation mit einzubeziehen. Dabei zeigen einfache Abschätzungen, daß merkliche Ablenkungen der Schauerteilchen durch das H1-Magnetfeld erst

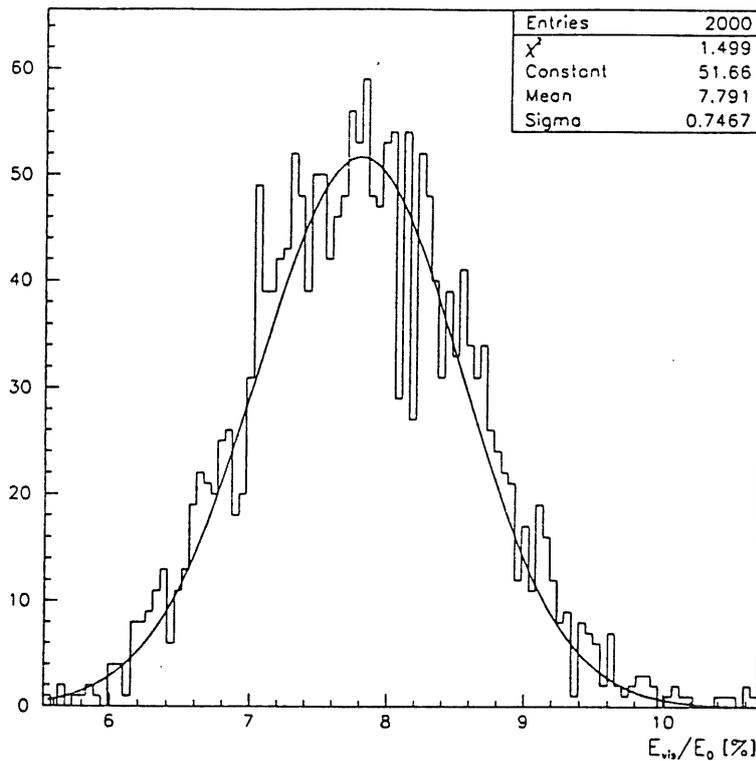


Abbildung 3.2: Typische Verteilung der sichtbaren Energie.

für niedrige  $e^-+$ -Impulse zustande kommen und somit die niederenergetische Komponente des Schauers besonders interessant ist. Dies erfordert wiederum eine sorgfältige Wahl der Cuts. Besonderes Interesse gilt in diesem Fall der unteren Energiegrenze  $E_{cut}$  für geladene Teilchen, die für Simulationen mit Magnetfeld niedriger angesetzt werden müssen, siehe dazu Abschnitt 5.2.2.

3. Die weiter oben aufgeführten Analysen wurden mit EGS3 durchgeführt. EGS4 enthält eine Reihe von Verbesserungen und Ergänzungen gegenüber EGS3. Die wichtigsten sind:
  - Eine genauere Behandlung des Sternheimer-Dichte-Effekts [STER52]
  - Die Korrektur einer Reihe von Logik-Fehlern im Programm
  - Eine verbesserte Definition der Strahlungslänge bei kleinen Ordnungszahlen
  - Die zusätzliche Option, Rayleigh-Streuung in die Simulation mit einzubeziehen
  - Die Möglichkeit des Elektronentransportes bis zu einer kinetischen Energie von 10 keV gegenüber der empfohlenen Energie von 1 MeV bei EGS3

Näher untersucht wurde das Verhalten eines idealen Kalorimeters bei unabhängiger Variation von  $E_{cut}$  und  $P_{cut}$ . Die Geometrie innerhalb der Simulation mit EGS4 wurde realisiert durch eine Schichtenfolge, deren Struktur der des FBE-Stacks aus H1SIM ent-

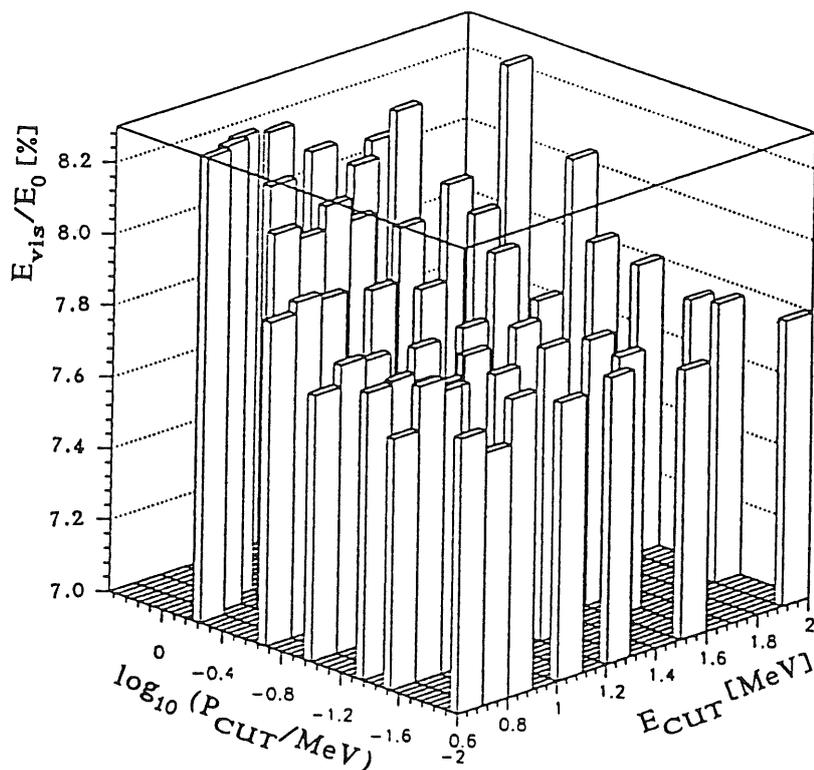


Abbildung 3.3: Anteil der sichtbaren Energie als Funktion von Ecut und Pcut.

sprach. Sie wird in Abschnitt 4.1.2 näher beschrieben. Die drei wesentlichen Materialien sind Flüssigargon, Blei und G10. Letzteres ist ein Epoxydharz mit annähernd gleicher Strahlungslänge wie Flüssigargon. Eine genaue Beschreibung wird in Abschnitt 4.1.1 gegeben. Senkrecht zu den Platten wurden Elektronen mit einer Primärenergie von 1 GeV eingeschossen. Die Ausdehnung der Geometrie in Einschubrichtung wurde so groß gewählt, daß keine nennenswerten longitudinalen Leckverluste auftraten. Zudem starteten die Elektronen erst nach etwa fünf Strahlungslängen, um zusätzliche Leckverluste durch Rückwärtsstreuung zu verhindern. Transversal waren die Schichten unendlich ausgedehnt. Insgesamt konnten die Energieverluste durch entkommene Teilchen in dieser Arbeit kleiner als ein halbes Promille der Primärenergie gehalten werden. Für jede untersuchte Kombination von Cuts wurden zwischen 200 und 2000 Schauer simuliert, und jeweils die gesamte, pro Schauer im Flüssigargon deponierte Energie, normiert auf die Primärenergie, bestimmt. Eine typische Verteilung der sichtbaren Energie bei einer solchen Simulation ist in Abbildung 3.2 gezeigt. An die Daten kann gut eine Gaußfunktion angepaßt werden, aus der Mittelwert und Auflösung der sichtbaren Energie bestimmt werden können. Diese beiden Größen wurden ermittelt bei Variation der Energiegrenzen in den Intervallen:

**Ecut:** Von 0.60 MeV bis 2.0 MeV totale Energie

**Pcut:** Von 0.01 MeV bis 2.0 MeV

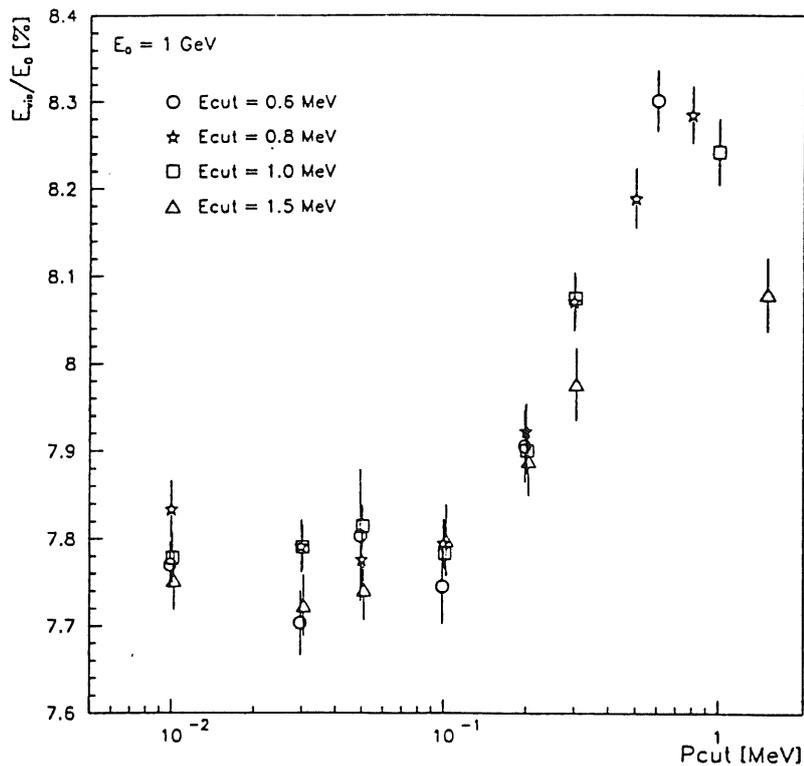


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der sichtbaren Energie von P<sub>cut</sub>.

Die zusammenfassende Darstellung der Resultate ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Gezeigt ist die sichtbare Energie in Abhängigkeit von den beiden Cuts. Wegen des großen Variationsbereiches von P<sub>cut</sub>, ist P<sub>cut</sub> logarithmisch aufgetragen. Der absolute Fehler in diesem Diagramm ist kleiner als 0.1 Prozentpunkte. Gesucht sind minimale Werte für E<sub>cut</sub> und P<sub>cut</sub> unterhalb derer keine wesentlichen Änderungen in sichtbarer Energie und Energieauflösung auftreten. Man erkennt, daß die sichtbare Energie kaum mit E<sub>cut</sub> variiert, dagegen stark auf Veränderung von P<sub>cut</sub> reagiert. Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen die Abhängigkeit der sichtbaren Energie und der Energieauflösung allein vom Photonencut, bei konstant gehaltenem E<sub>cut</sub>.  $E_{vis}/E_0$  fällt von maximal 8.3% bei P<sub>cut</sub> = 2.0 MeV auf Werte knapp unter 7.8% bei P<sub>cut</sub> = 0.1 MeV stark ab. In diesem Bereich zeigt sich zusätzlich ein Anwachsen der sichtbaren Energie mit sinkendem E<sub>cut</sub>. Für P<sub>cut</sub>-Werte unterhalb von 0.1 MeV bleibt  $E_{vis}$  konstant und zeigt keine wesentliche Abhängigkeit von E<sub>cut</sub>, wobei E<sub>cut</sub> in dieser Darstellung kleiner als 1.5 MeV gewählt wurde. Physikalisch bedeutet dies, daß für die gegebene Struktur bei Photonenergien kleiner als 100 keV die Photonwechselwirkungen keinen weiteren Einfluß mehr auf die Energiedeposition haben. Da der zur Simulation verwendete Stack in lateraler Richtung eine unendliche Ausdehnung hatte, war er nicht sensitiv auf transversale Energieverluste. Für ein Kalorimeter mit nennenswerten Leckverlusten könnte eine andere Einstellung des Pcuts notwendig sein. Die Energieauflösung verbessert sich leicht bei kleiner werdendem Pcut von etwa 10% auf etwa

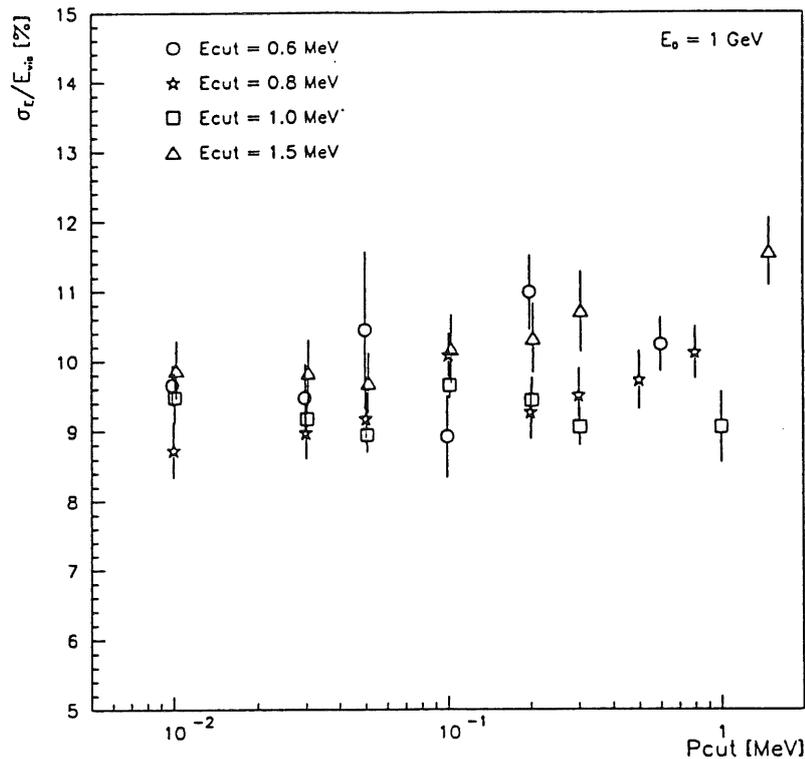


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Energieauflösung von Pcut.

9.4%. Die auf Pcut wesentlich sensitivere und damit zur Einstellung dieses Parameters relevante Größe ist die sichtbare Energie.

Als Ergebnis dieser Untersuchungen können folgende Punkte festgehalten werden:

- Bei der verwendeten FBE-Struktur sollte als größter Wert für Pcut 0.1 MeV gewählt werden.
- Der Wert von Ecut sollte 1.5 MeV nicht überschreiten. Unterhalb von 1.5 MeV beobachtet man keine signifikanten Änderungen der Resultate für die sichtbare Energie und die Energieauflösung.

Insgesamt bestätigen diese Ergebnisse, die von K. Borras auf der Basis von EGS3 getroffene Wahl der Cuts. Im folgenden werden die Cuts  $E_{cut} = 1.5 \text{ MeV}$  und  $P_{cut} = 0.1 \text{ MeV}$  als die Standardcuts bezeichnet. Diese Studien wurden für die FBE-Struktur durchgeführt. Die Ergebnisse sind daher in erster Linie auf diese oder ähnliche Strukturen anwendbar. Fraglich ist eine Verallgemeinerung der Ergebnisse insbesondere für starke Beschränkungen in den Schrittlängen, beispielsweise durch eine Geometrie mit extrem dünnen Schichten oder bei Implementierung eines Magnetfeldes. Es ist anzunehmen, daß in diesem Fall eine Kombination von kleineren Cuts verwendet werden muß. Die Wahl optimaler Cuts wurde als Kompromiß beschrieben zwischen der Genauigkeit, mit der experimentelle Daten

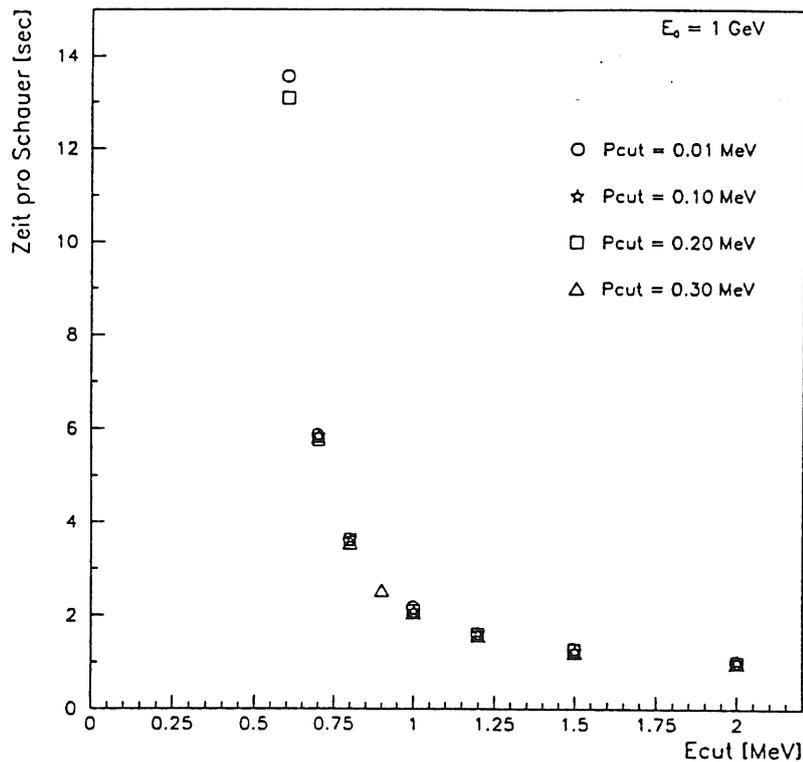


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Rechenzeit von Ecut.

wiedergegeben werden, und dem Zeit- und Rechenaufwand der Simulation. Somit ist es sinnvoll, den Zeitaufwand als zusätzliche Entscheidungshilfe für eine Optimierung der Cuts zu verwenden. Abbildung 3.6 zeigt die benötigte Rechenzeit pro Schauer und Energie in Abhängigkeit von Ecut. In Abbildung 3.6 zeigt sich ein starker Anstieg der benötigten Rechenzeit bei sinkendem Ecut. Für unterschiedliche Werte von Pcut zwischen 0.01 MeV und 0.3 MeV bleibt die Rechenzeit dagegen konstant. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß mit kleiner werdendem Elektronencut die Anzahl der vom EGS erzeugten Elektronen, und damit die Häufigkeit ihrer Wechselwirkungen stark ansteigt.

Dies konnte auch bereits in einer Vorstudie mit EGS4 für die Materialien Flüssigargon und Aluminium gezeigt werden. Darin wurden die absoluten Teilchenzahlen pro Schauer, die Häufigkeit der beteiligten Wechselwirkungen und das Niederenergiespektrum der Photonen in Abständen von einer und zwei Strahlungslängen vom Einschufort ermittelt. Die Energie des primären Elektrons betrug dabei 1 GeV. Die Ergebnisse bei einer Gesamtzahl von 10000 Schauern und den Cuts  $E_{cut} = 0.6$  MeV,  $P_{cut} = 0.1$  MeV zeigt Tabelle 3.1. Die Regionen I und II bestanden aus Aluminium mit Dicken von jeweils einer Strahlungslänge. Teilchen in Region III wurden grundsätzlich nicht weiter verfolgt. Angegeben sind jeweils absolute mittlere Teilchenzahlen pro Schauer: in den ersten drei Spalten der Tabelle für die Teilchen, die in der Region i erzeugt werden; in den folgenden sechs Spalten für Teilchen, die von Region i nach i+1 wechseln, bzw. von Region i+1 nach i zurückgestreut werden.

Region	Erzeugt in Region i			Übergang $i \rightarrow i+1$			Rückkehr $i \leftarrow i+1$			Gelöscht in Region i		
	$e^-$	$\gamma$	$e^+$	$e^-$	$\gamma$	$e^+$	$e^-$	$\gamma$	$e^+$	$e^-$	$\gamma$	$e^+$
I	58.0	16.4	1.1	2.0	14.1	0.7	0.1	2.2	0.0	56.0	4.4	0.5
II	145.7	29.1	2.7	2.6	28.1	1.2	0.	0.	0.	145.0	13.0	2.1
III	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	2.6	28.1	1.2

Tabelle 3.1: Teilchenflußbilanz, siehe Text.

Wechselwirkung	Häufigkeit
Møller-Streuung	37.3%
Compton-Streuung	31.8%
Bremsstrahlung	16.4%
Bhabha-Streuung	11.0%
Paarproduktion	1.5%
Annihilation	1.1%
Photoeffekt	0.9%
	100.0%

Tabelle 3.2: Wechselwirkungshäufigkeiten, siehe Text.

In den letzten drei Spalten ist angegeben, wieviele Teilchen in Region i gelöscht werden. Man erkennt, daß zwar die Anzahl der pro Region erzeugten Elektronen wesentlich größer ist als die der Photonen, jedoch mehr Photonen die Regionengrenzen nach einer und zwei Strahlungslängen passieren können. Die Energiedepositionen insgesamt in den einzelnen Regionen betragen:

7.2 % in Region I  
15.6 % in Region II  
77.2 % in Region III

Das bedeutet, daß hauptsächlich niederenergetische Elektronen erzeugt werden, deren Reichweiten entsprechend gering sind. Bezüglich absoluter Teilchenzahlen spielen Positronen in diesem frühen Stadium der Schauerentwicklung keine Rolle. Die Häufigkeiten der innerhalb von zwei Strahlungslängen auftretenden diskreten Wechselwirkungen zeigt Tabelle 3.2. Die Zahl der Elektronenwechselwirkungen überwiegt dabei deutlich mit 2/3 aller Wechselwirkungen.

Das Niederenergiespektrum nach einer Strahlungslänge für Photonen ist in Abbildung 3.7 dargestellt. In diesem Spektrum fällt das scharfe Maximum bei 511 keV auf, verursacht durch die Annihilation von Positronen in Ruhe. Der Grund für die geringe Breite dieses Maximums liegt in der Behandlung der Annihilation durch EGS4. Befinden sich die Positronen noch in Bewegung, so deponiert EGS erst lokal die verbleibende kinetische Energie, und führt erst danach die Annihilation in Ruhe durch. Der Einfluß der Annihilation kann auch in Abbildung 3.8 beobachtet werden. Dargestellt ist die benötigte Rechenzeit pro Schauer und Energie abhängig von  $P_{cut}$ . Bei  $E_{cut} = 0.6$  MeV nimmt die Rechenzeit pro Schauer für  $P_{cut}$  oberhalb von 0.5 MeV stark ab. Dies ist dadurch zu erklären, daß für

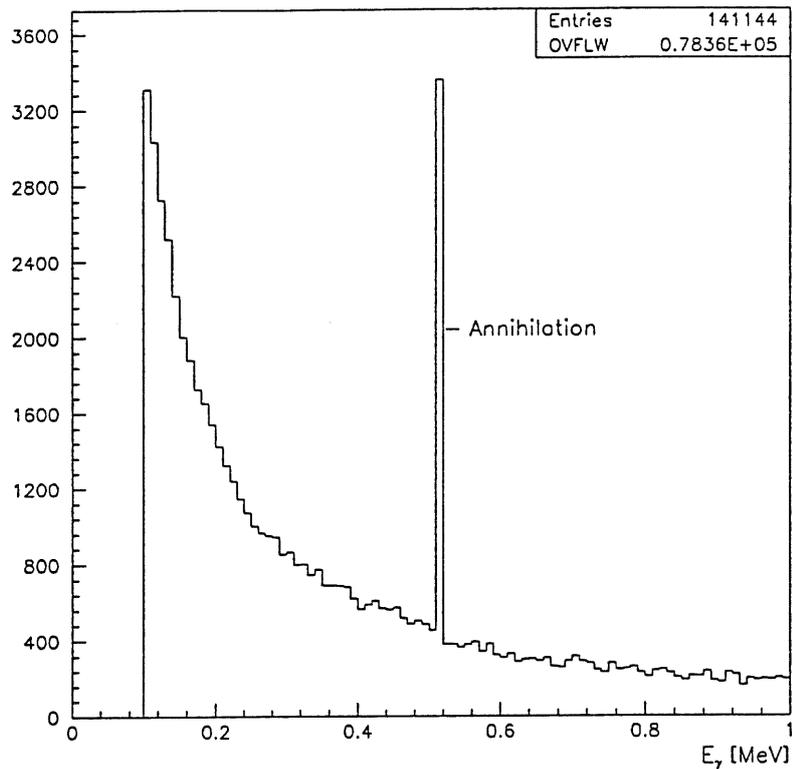


Abbildung 3.7: Niederenergiespektrum für Photonen nach einer Strahlungslänge.

$P_{cut}$  kleiner als 511 keV die durch Annihilation erzeugten Photonen weitere Elektronen auslösen, deren weiteres Schicksal durch den Wert von  $E_{cut}$  bestimmt ist. Diese rechenzeitaufwendigen Elektronen fallen für größere Werte von  $P_{cut}$  natürlich weg.

Bei größeren Werten von  $E_{cut}$  wird die Verfolgung der Elektronen früher abgebrochen. Deshalb tritt der Unterschied in der Rechenzeit für  $P_{cut}$  unterhalb und oberhalb von 511 keV weniger zutage. Der dominierende Einfluß von  $E_{cut}$  ist auch hier deutlich.

Aus den Abbildungen 3.6 und 3.8 ergeben sich insgesamt die folgenden optimalen Cuts:

- Die Rechenzeit befindet sich für  $E_{cut} \geq 0.8$  MeV im erträglichen Rahmen.
- $P_{cut}$  kann im Bereich von 0.01 MeV bis 0.1 MeV entsprechend den gestellten Anforderungen an die Genauigkeit der physikalischen Resultate gewählt werden.

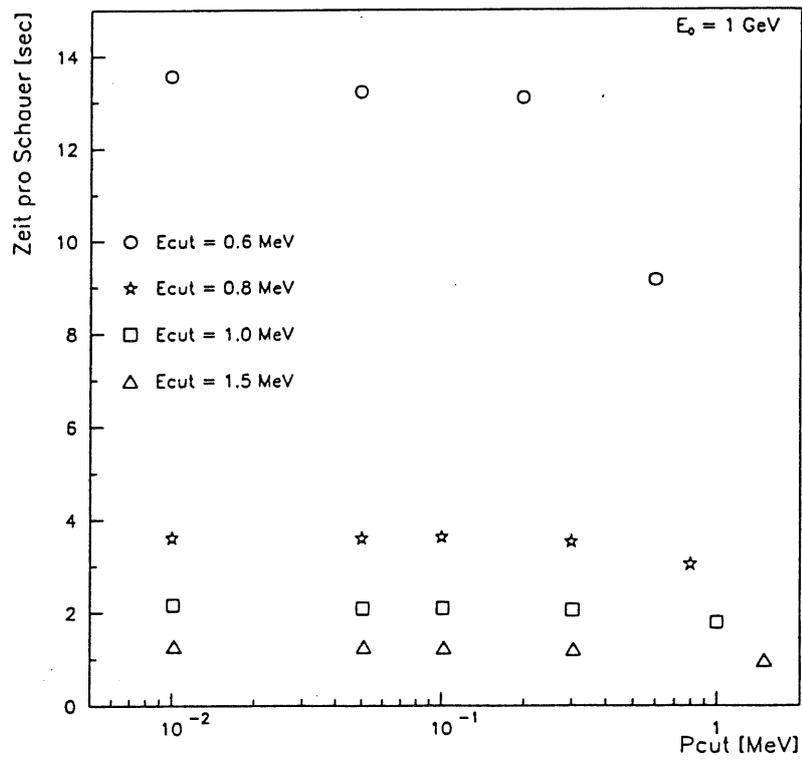


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Rechenzeit von Pcut.

## Kapitel 4

# Untersuchungen zu verschiedenen H1-Kalorimetermoduln

Dieses Kapitel befaßt sich mit einigen wichtigen Eigenschaften der vier Kalorimetertypen FBE, FBH, CBE und CBH. Abbildung 4.1 zeigt deren Positionen und die Orientierung ihrer Schichtstruktur zum Wechselwirkungspunkt innerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Dabei stehen die ersten beiden Buchstaben jeder Stack-Bezeichnung für dessen Lage im Kalorimeter: FB, CB, BB, IF, OF sind die Abkürzungen für Forward-, Central- und Backward-Barrel, sowie für Inner- und Outer-Forward. Die Ziffer dient zur Unterscheidung von Kalorimeterringen gleicher Bauart. Der letzte Buchstabe gibt an, ob es sich um ein elektromagnetisches oder hadronisches Kalorimetermodul handelt. Im folgenden Abschnitt wird der Schichtaufbau eines FB2E-Kalorimeters und die bei der Simulation verwendeten Strukturen der elektromagnetischen und hadronischen Stacks kurz beschrieben. Daran schließen sich eine Motivation und die Simulationsergebnisse zu den genannten Stacks an.

### 4.1 Die Struktur der Stacks

In diesem Kapitel werden Simulationen mit EGS4 zu den Stacks FBE, CBE, FBH, CBH und FB2E unter verschiedenen Aspekten durchgeführt. Dabei bezeichnen die ersten vier Stacks Schichtstrukturen wie sie von dem Simulationsprogramm H1SIM verwendet werden. Auf dieses Programm wird weiter unten noch ausführlicher eingegangen. Mit FB2E wird das reale, im H1-Detektor installierte Kalorimetermodul bezeichnet. FB2E und FBE unterscheiden sich leicht in ihrem Schichtaufbau. Der daraus resultierende Einfluß auf die sichtbare Energie und die Energieauflösung war ein weiterer Aspekt der Untersuchungen. Daher soll zunächst genau angegeben werden, welche Schichtstrukturen die Grundlage für die Simulationsrechnungen bildeten.

#### 4.1.1 Die reale Schichtstruktur eines FB2E-Stacks

In Abbildung 4.2 ist die Schichtstruktur eines FB2E-Stacks mit den einzelnen Materialien und ihren jeweiligen Dicken gezeigt, wie sie sich aus Messungen ergeben [KURZ91]. Eine

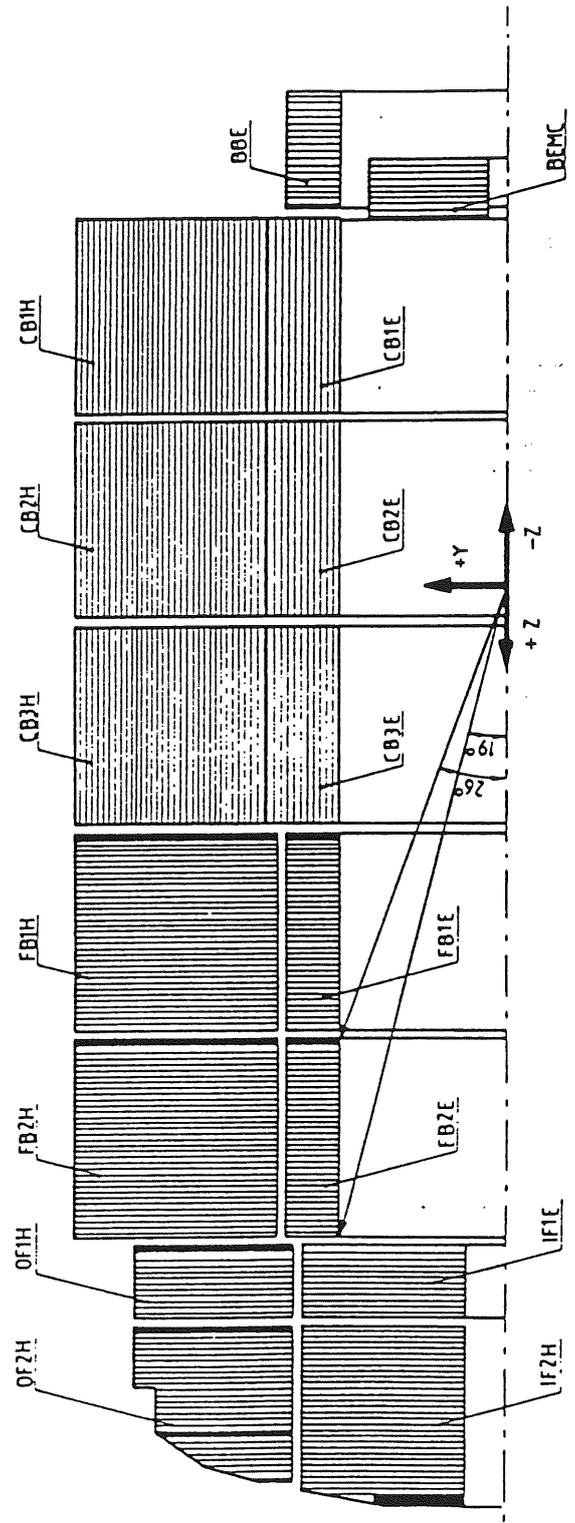


Abbildung 4.1: Positionen der Flüssigargonkalorimeter im H1-Detektor.

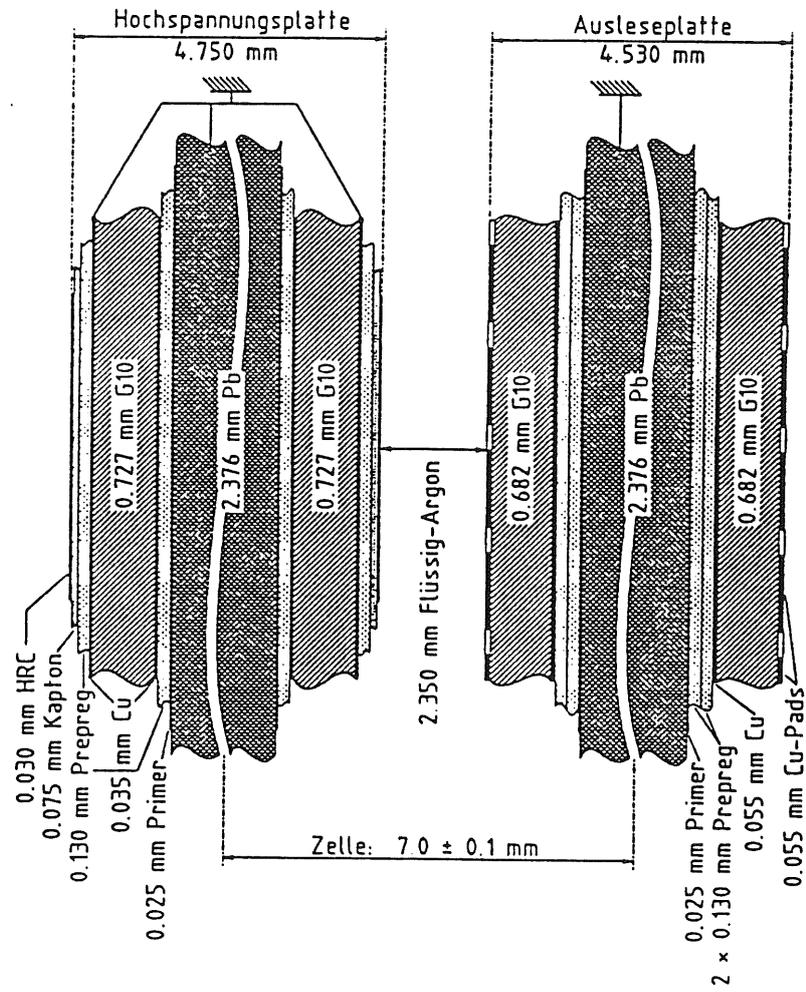


Abbildung 4.2: Schichtstruktur eines FB2E-Stacks.

Material	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	$dE/dx_{min}$ [MeV/cm]	$X_0$ [cm]	$\epsilon$ [MeV]	$R_M$ [cm]
Fl. Argon	1.4	2.11	14.0	29.6	9.33
PbSb2.25	11.16	12.6	0.574	7.2	1.67
Blei	11.35	12.83	0.561	7.2	1.64
Primer	2.00	3.10	5.56	17.2	6.77
Edelstahl	7.91	11.7	1.76	20.6	1.79
G10	1.55	2.90	21.68	62.9	7.24
Prepreg	1.70	3.18	18.54	59.0	6.60
Cu	8.96	12.90	1.44	18.6	1.63
Kapton	1.42	2.63	28.58	75.2	7.98
HRC	1.22	2.32	34.44	79.9	9.05

Tabelle 4.1: Physikalische Eigenschaften der im Kalorimeter verwendeten Materialien.

genauere Beschreibung der Geometrie und des mechanischen Aufbaus des FB2E wird beispielsweise in [GUZI91] gegeben. Die Eigenschaften der verwendeten Materialien sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt:

Diese Daten stammen aus der Simulation mit EGS4, aus [RPP90] oder wurden mittels folgender Formeln berechnet:

$$\rho = \sum_{i=1}^n w_i \rho_i \quad (4.1)$$

mit

$$w_i = d_i / d_{gesamt}$$

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{min} = \sum_{i=1}^n w_i \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)_{min,i} \quad (4.2)$$

$$X_0^{-1} = \sum_{i=1}^n \frac{w_i}{X_{0,i}} \quad (4.3)$$

$$\epsilon = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{min} \cdot X_0 \quad (4.4)$$

$$R_M = \frac{E_s}{\epsilon} X_0. \quad (4.5)$$

#### 4.1.2 Die im Monte-Carlo realisierte Schichtstruktur

Mit EGS4 sollten in dieser Arbeit Ergebnisse überprüft und womöglich verbessert werden, die mit H1SIM für die oben genannten Stacks erzielt wurden. Die Schichtstrukturen der einzelnen Kalorimetermoduln wurden daher für die Simulation mit EGS4 und H1SIM

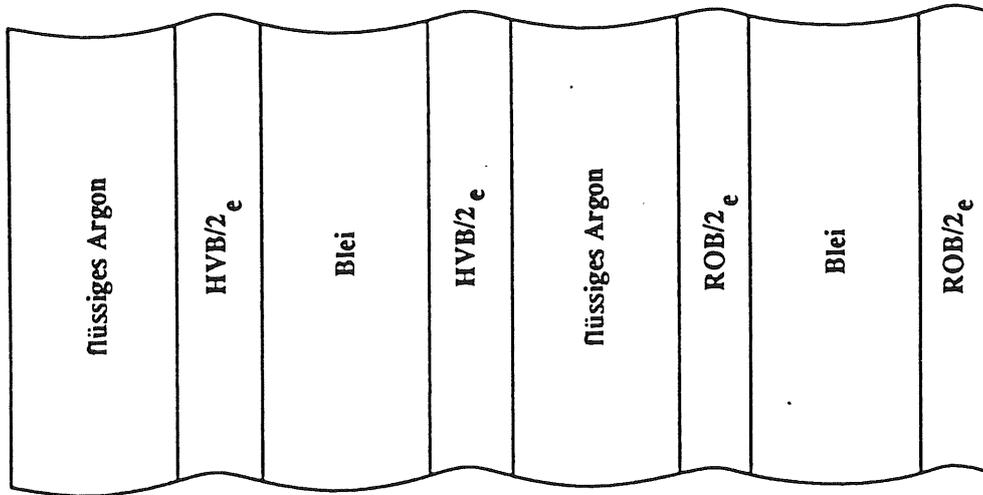


Abbildung 4.3: Prinzipielle Struktur der elektromagnetischen Stacks.

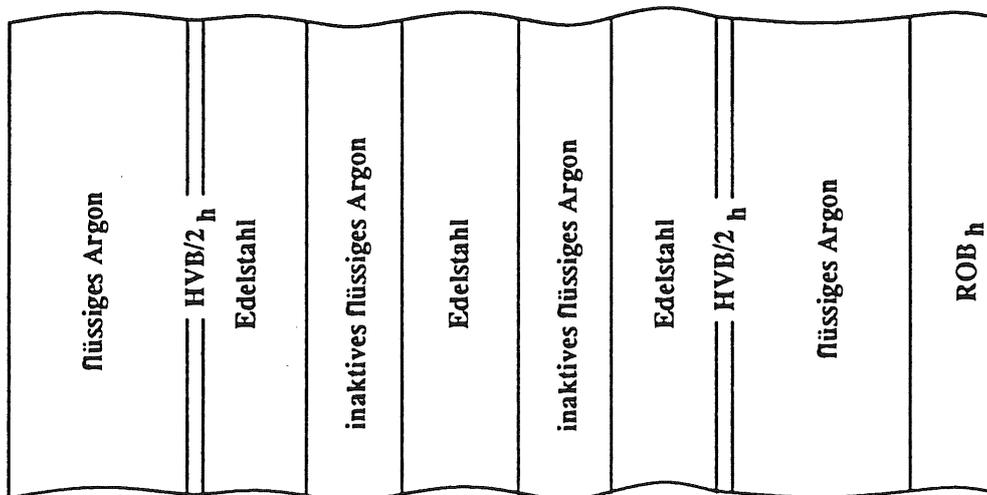


Abbildung 4.4: Prinzipielle Struktur der hadronischen Stacks.

	FB2E		
	Pb <sub>mix</sub>	$\frac{1}{2}$ ROB	$\frac{1}{2}$ HVB
PbSb2.25	2377	-	-
Primer	50	-	-
G10	-	691	727
Prepreg	-	250	260
Cu	-	110	70
Kapton	-	-	75
HRC	-	-	30
$\Sigma$	2427	1051	1162

Tabelle 4.2: Dicken der Mixturen [ $\mu\text{m}$ ] des FB2E-Stacks.

	FBE		FBH	
	$\frac{1}{2}$ ROB	$\frac{1}{2}$ HVB	ROB	$\frac{1}{2}$ HVB
G10	730	730	1119	-
Prepreg	260	260	-	96
Cu	70	70	70	-
Kapton	-	75	-	50
HRC	-	50	-	35
$\Sigma$	1060	1185	1189	181

Tabelle 4.3: Dicken der Mixturen [ $\mu\text{m}$ ] für FB-Stacks.

gleich gewählt. Die Schichtstruktur kann vereinfacht werden, wenn mehrere dünne Schichten zu Mixturen zusammengefaßt werden. Nach Untersuchungen von M. Ellers hat dies keinen Einfluß auf die relative sichtbare Energie [ELLE91]. Die Tabellen 4.2 bis 4.4 geben die Zusammensetzung der Mixturen an<sup>1</sup>. In Anlehnung an die Bezeichnungsweise der Schichten eines FB2E-Moduls, wurden für die Mixturen die Bezeichnungen ROB/2 und HVB/2 gewählt. Diese stehen für Read-Out- bzw. High-Voltage-Board. Der prinzipielle Aufbau der elektromagnetischen und hadronischen Stackes ist in den Abbildungen 4.3 bis 4.4 gezeigt.

Abschließend zeigt Tabelle 4.5 die physikalischen Eigenschaften der Mixturen.

<sup>1</sup>Die Schichtdicken von Flüssigargon und Blei sind in Tabelle 4.11, S.58 aufgelistet.

	CBE		CBH	
	$\frac{1}{2}$ ROB	$\frac{1}{2}$ HVB	ROB	$\frac{1}{2}$ HVB
G10	737	737	1090	-
Prepreg	146	292	-	130
Cu	140	70	70	35
Kapton	-	80	-	75
HRC	-	40	-	-
$\Sigma$	1023	1219	1160	240

Tabelle 4.4: Dicken der Mixturen [ $\mu\text{m}$ ] für CB-Stacks.

	Dichte ( $\frac{g}{cm^3}$ )	$\frac{dE}{dx} _{min}$ ( $\frac{MeV}{cm}$ )	$X_0(cm)$	$\epsilon(MeV)$	$R_M(cm)$
Pb <sub>mix</sub>	10.97	12.40	0.589	7.3	1.69
ROB <sub>FB2E</sub>	2.36	4.01	12.02	48.2	5.23
HVB <sub>FB2E</sub>	2.01	3.53	15.24	53.8	5.94
ROB <sub>FBE</sub>	2.08	3.63	14.42	52.3	5.79
HVB <sub>FBE</sub>	2.00	3.51	15.42	54.1	5.98
ROB <sub>FBH</sub>	1.99	3.49	15.55	54.3	6.02
HVB <sub>FBH</sub>	1.53	2.86	23.15	66.2	7.34
ROB <sub>CBE</sub>	2.59	4.31	10.57	45.6	4.87
HVB <sub>CBE</sub>	1.99	3.50	15.47	54.1	5.99
ROB <sub>CBH</sub>	2.00	3.50	15.33	53.7	5.99
HVB <sub>CBH</sub>	2.67	4.43	10.33	45.8	4.75

Tabelle 4.5: Physikalische Eigenschaften der Mixturen.

## 4.2 Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen

Für die oben genannten Kalorimetermodule wurden detaillierte Studien mit dem Programm H1SIM durchgeführt [GAYL91]. H1SIM ist ein speziell für den H1-Detektor entwickeltes Programmpaket, welches in der Lage ist, für jedes beliebige im Detektorvolumen generierte Ereignis Spuren und Schauerentwicklung der entstehenden Teilchen zu simulieren. Für die Simulation rein elektromagnetischer Schauer greift es auf Programmroutinen zurück, die auf dem Simulationspaket GEANT basieren. GEANT dient ganz allgemein der Verfolgung von Leptonen, Photonen und Hadronen durch eine vom Anwender gegebene Struktur [BRUN87]. Die Definition der Geometrie erfolgt durch eine entsprechende Verkettung von Volumina, die in Größe und Orientierung beliebig vom Benutzer bestimmt werden können. GEANT selbst basiert in der Behandlung elektromagnetischer Wechselwirkungen auf EGS3. In der vierten Version von EGS wurden eine Reihe von Logikfehlern und Schwächen behoben (siehe Kapitel 3), so daß EGS4 leistungsfähiger und in seiner Voraussage experimenteller Daten präziser ist, als die älteren Versionen. Die Grundidee ist daher, die mit H1SIM erzielten Resultate mit dem EGS4-Programm in folgenden Bereichen zu überprüfen:

- Die Linearität der FB-Stacks
- Eine eventuell bestehende Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußwinkel bei CBE
- Die Bestimmung von Verhältnissen der Kalibrationskonstanten für die Kombinationen FBE/FBH und CBE/CBH

### 4.2.1 Überprüfung der Linearität der FB-Module

Wie in Kapitel 2 beschrieben wurde, sollte die Teilchenzahl im Kalorimeter, und daher auch die gesamte, sichtbare Energie  $E_{vis}$ , proportional mit der Einschußenergie wachsen. Man erwartet daher für ein lineares Kalorimeter ein konstantes, von der Primärenergie  $E_0$  unabhängiges Verhältnis  $E_{vis}/E_0$ . Die Energieauflösung sollte sich gemäß  $\sigma_{E_{vis}}/E_{vis} \propto$

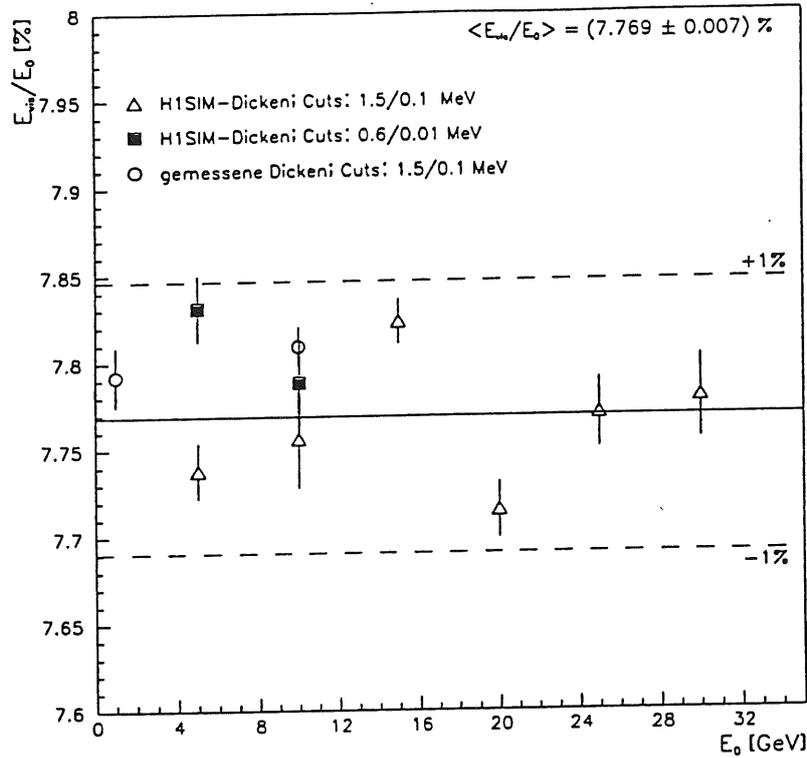


Abbildung 4.5: Sichtbare Energie für FBE in Abhängigkeit von der Primärenergie.

$\frac{1}{\sqrt{E_0}}$  mit steigender Primärenergie verbessern. Mit H1SIM wurde die sichtbare Energie bei verschiedenen Primärenergien bestimmt. Das Verhältnis  $E_{vis}/E_0$  ist dabei konstant [GAYL91]. Zur Bestätigung sollte somit zunächst die Linearität mittels der EGS4-Simulation geprüft werden. Dazu wurden Elektronen mit Primärenergien zwischen 5 GeV und 30 GeV auf die Stacks FBE und FBH senkrecht zu den Platten eingeschossen. Wie bei den Untersuchungen zu den Energiecuts, starteten die Elektronen erst in einer Tiefe von etwa 5 Strahlungslängen, um die totalen Leckverluste unter einem halben Promille zu halten. Zu jeder Energie wurden ausreichend viele Schauer simuliert, so daß der relative Fehler von  $E_{vis}/E_0$  deutlich kleiner als ein Prozent gehalten werden konnte. Die Ergebnisse der Simulation für FBE sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt. Die sichtbare Energie wurde in erster Linie für die in H1SIM verwendete Kalorimeterstruktur und die Standardcuts bestimmt. Die Steigung einer angepaßten Geraden verschwindet im Rahmen des Fehlers. Bei Mittelung über die Primärenergie ergibt sich aus diesen Daten:

$$\langle E_{vis}/E_0 \rangle = (7.769 \pm 0.007)\% \quad (4.6)$$

Die Werte streuen um über zwei Standardabweichungen um die mittlere sichtbare Energie, liegen aber innerhalb einer relativen Genauigkeit von 1% um den Mittelwert. Als Vergleich wurden unter leicht abgewandelten Bedingungen jeweils zwei weitere Werte berechnet:

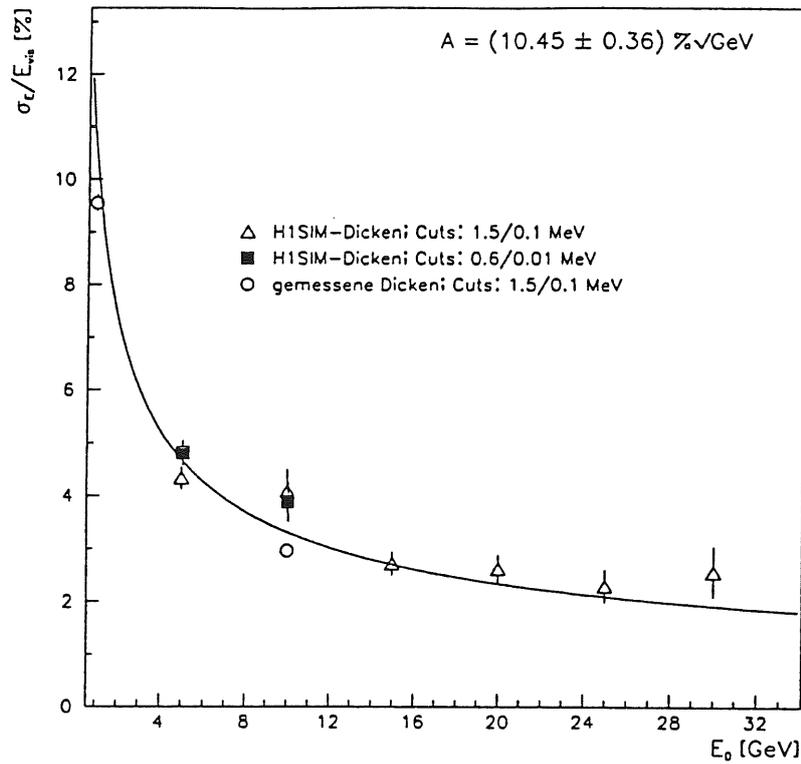


Abbildung 4.6: Energieauflösung für FBE in Abhängigkeit von der Primärenergie.

1. An Stelle der von H1SIM verwendeten Schichtdicken wurden die "wahren", durch Messung ermittelten FB2E-Dicken benutzt [KURZ91]. Die beiden Werte der sichtbaren Energie sind in Abbildung 4.5 eingetragen. Sie liegen um die 0.4% über dem Mittelwert bestimmt für die H1SIM-Dicken. Dieser Trend ist korrekt, da FB2E etwa 0.02% weniger Blei besitzt als FBE bei gleichen Flüssig-Argon-Dicken.
2. Es wurden anstatt der Standardcuts wesentlich kleinere Cuts verwendet:  $E_{\text{cut}} = 0.6$  MeV,  $P_{\text{cut}} = 0.01$  MeV. Die beiden unter diesen Bedingungen bestimmten Werte sind gleichfalls in Abbildung 4.5 dargestellt. Ihr Mittelwert ist etwa 0.5% größer als der bei den Standardcuts. Dies ist auch kompatibel mit den Ergebnissen aus Kapitel 3 (siehe Abbildung 3.4).

Insgesamt befinden sich alle Resultate innerhalb der geforderten relativen Genauigkeit von einem Prozent.

Unter den oben genannten Bedingungen wurde ebenfalls die Energieauflösung berechnet. Ihre Abhängigkeit von der Energie zeigt Abbildung 4.6. Eine typische Anpassung an die Daten ist durch eine Funktion der Gestalt  $\sqrt{\frac{A^2}{E_0} + B^2}$  gegeben. Dabei gibt der Parameter B die Verschlechterung der Energieauflösung durch Leckverluste an. Simuliert wurde eine quasi unendlich ausgedehnte Schichtstruktur. Für diese waren die totalen Leckverluste

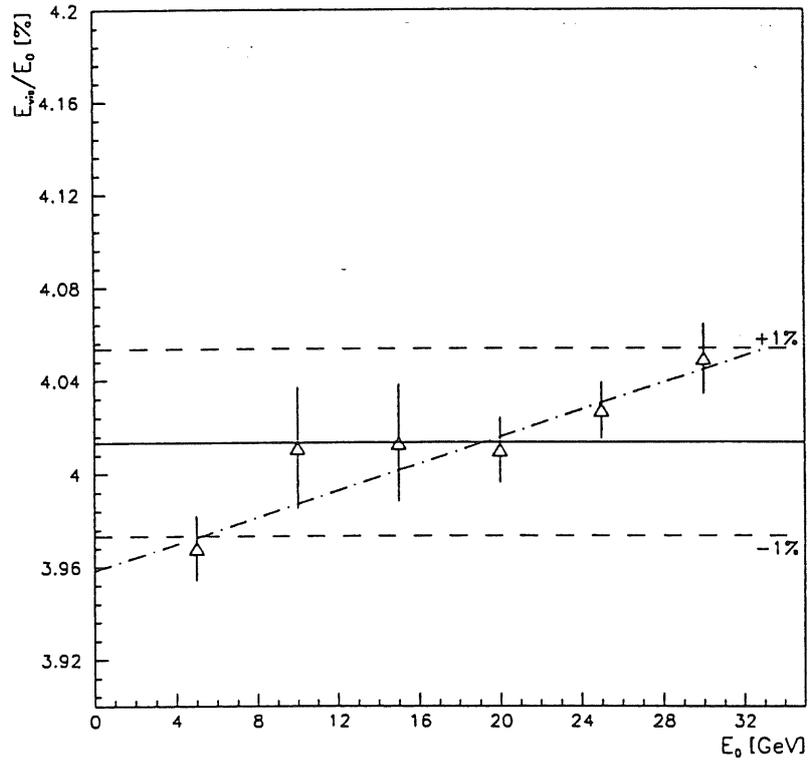


Abbildung 4.7: Sichtbare Energie in FBH in Abhängigkeit von der Primärenergie.

im unteren Promillebereich. Daher wurde eine Funktion der Gestalt  $\sqrt{\frac{A^2}{E_0}}$  an die für die H1SIM-Struktur und Standardcuts bestimmten Daten angepaßt. Damit ergibt sich eine Auflösung von:

$$\sigma_{E_{vis}}/E_{vis} = \frac{(10.45 \pm 0.36)\%}{\sqrt{E_0}} \quad (4.7)$$

Analog zum FBE-Stack wurden Simulationen für die FBH-Struktur durchgeführt. Die Ergebnisse, ermittelt für die Standardcuts und Primärenergien zwischen 5 GeV und 30 GeV, sind in den Abbildungen 4.7 und 4.8 dargestellt. Die Werte für die sichtbare Energie zeigen einen leichten Anstieg mit wachsender Primärenergie. Die angepaßte Gerade ist in Diagramm 4.7 strichpunktiert eingetragen. Ihre Parametrisierung ist:

$$\frac{E_{vis}}{E_0} = P_0 + P_1 E_0, \quad (4.8)$$

mit

$$P_0 = (3.96 \pm 0.02)\%$$

und

$$P_1 = (0.0029 \pm 0.0007)\%/GeV.$$

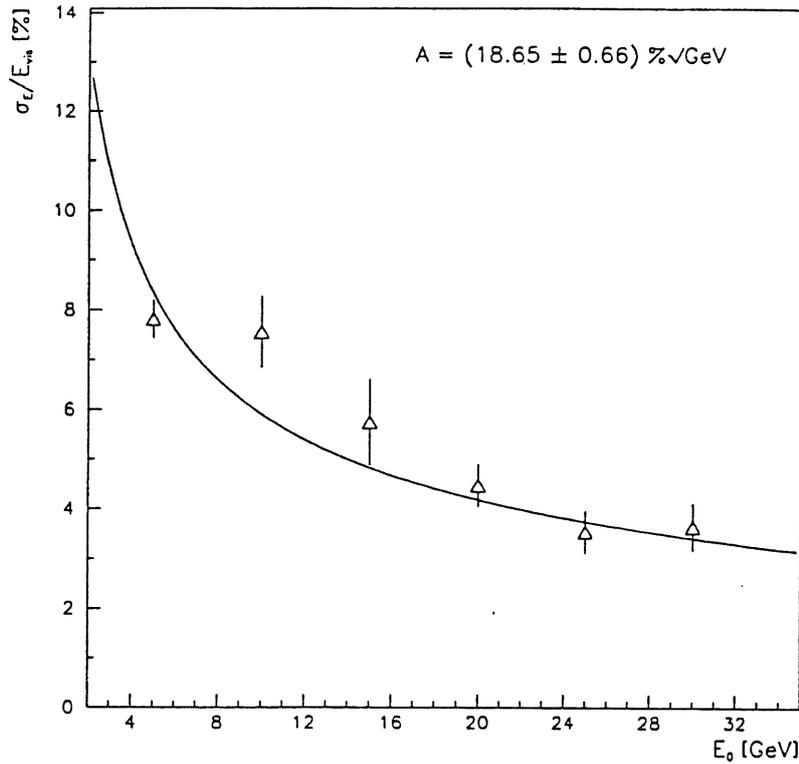


Abbildung 4.8: Energieauflösung in FBH in Abhängigkeit von der Primärenergie.

Die Steigung  $P_1$  verschwindet zwar nicht innerhalb ihres Fehlers, ist aber so klein, daß die sichtbare Energie im Rahmen von 1 % als konstant angesehen werden kann. Bei Mittelung über die Energie erhält man:

$$\langle E_{vis}/E_0 \rangle = (4.013 \pm 0.006)\% \quad (4.9)$$

Abbildung 4.8 zeigt die Energieauflösung für FBH. Eine Anpassung analog zu FBE ergab das folgende Resultat:

$$\sigma_{E_{vis}}/E_{vis} = \frac{(18.65 \pm 0.66)\%}{\sqrt{E_0}} \quad (4.10)$$

Insgesamt konnte gezeigt werden, daß die beiden Kalorimeter-Module FBE und FBH für Primärenergien bis 30 GeV innerhalb einer Genauigkeit von einem Prozent linear sind. Des weiteren gibt es in diesem Rahmen eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten bestimmt für  $E_{cut} = 0.6$  MeV,  $P_{cut} = 0.01$  MeV, sowie für die reale FB2E-Struktur. Abschließend zeigt Tabelle 4.6 den Vergleich der EGS4-Rechnungen mit den Resultaten des H1SIM-Programms [GAYL91]. Es ergibt sich eine Übereinstimmung in der sichtbaren Energie im Rahmen von knapp unter 1 % für FBE und 1.3 % für FBH, wobei ein unterschiedlicher Trend im Anstieg der sichtbaren Energie zu beobachten ist.

	$E_{vis}/E_0[\%]$	
	H1SIM	EGS4
FBE	$7.84 \pm 0.03$	$7.769 \pm 0.007$
FBH	$3.96 \pm 0.02$	$4.013 \pm 0.006$

Tabelle 4.6: Vergleich von EGS4- und H1SIM-Resultaten zur sichtbaren Energie bei FB-Stacks.

Stack	$\theta_{\perp}[Grad]$	$C_{em}^{H1SIM} = E_0/E_{vis}$	$(E_{vis}/E_0)^{H1SIM}$
CB2E	11.6	$12.68 \pm 0.03$	$7.89 \pm 0.02$
CB3E	29.8	$12.91 \pm 0.03$	$7.75 \pm 0.02$
CB1E	36.0	$13.29 \pm 0.04$	$7.52 \pm 0.02$
FB2E	24.3	$12.76 \pm 0.03$	$7.84 \pm 0.02$
BBE	30.1	$12.84 \pm 0.03$	$7.79 \pm 0.02$
FB1E	36.5	$12.92 \pm 0.03$	$7.74 \pm 0.02$

Tabelle 4.7: Sichtbare Energie in Abhängigkeit vom Einschubwinkel bei H1SIM.

#### 4.2.2 Test der Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschubwinkel

Zum Vergleich mit experimentellen Daten, wurden für die verschiedenen elektromagnetischen Stacks Kalibrationskonstanten mit dem Programm H1SIM erstellt [GAYL91]. Dazu wurden Elektronen unter verschiedenen Winkeln  $\theta_{\perp}$  in die einzelnen Kalorimetermodule eingeschossen, und daraus jeweils eine Kalibrationskonstante  $C_{em}^{H1SIM}$  als das Verhältnis aus deponierter Energie und sichtbarer Energie gebildet. Dabei entspricht ein Winkel von  $\theta_{\perp} = 0$  Grad dem senkrechten Einfall der Teilchen auf die Platten des Kalorimeters. Die Simulationen wurden mit Granularität 2 und den Cuts  $T_{\gamma} = 0.2\text{MeV}$ ,  $T_{e^-} = 1\text{MeV}$  durchgeführt.  $T_{\gamma}$  und  $T_{e^-}$  bezeichnen die kinetischen Energien unterhalb derer H1SIM Elektronen und Photonen nicht weiter verfolgt. Sie haben demnach eine ganz ähnliche Funktion wie Ecut und Pcut im EGS (siehe Kapitel 3). Mit Granularität kann angegeben werden, in wieviele kleinste Volumenelemente das H1-Kalorimeter in der Simulation unterteilt wird. Granularität 1 entspricht der feinsten Segmentierung, für die man daher die präzisesten Resultate erwartet. Granularität 2 bedeutet eine weniger feine Segmentierung der Auslesezellen und damit eine weniger präzise, aber schnellere Simulation des H1-Kalorimeters.

Einige der unter den oben genannten Bedingungen mit H1SIM bestimmten Kalibrationskonstanten sind in Tabelle 4.7 zusammengestellt [GAYL91]. Die ersten und letzten drei Stacks in Tabelle 4.7 besitzen innerhalb der Behandlung mit H1SIM die gleiche Schichtfolge. Bisher unverstanden ist daher der zu beobachtende Trend, daß die Kalibrationskonstanten mit zunehmendem Winkel ansteigen. Durchdringt nämlich ein Teilchen eine Schichtstruktur unter einem größerem Winkel als bei senkrechtem Einfall, so legt es zwar vergleichsweise längere Wege in den einzelnen Schichten zurück, das Verhältnis jedoch zwischen den Strecken im aktiven und passiven Material bleibt gleich: Und damit sollte auch die Kalibrationskonstante gleich bleiben. Würde diese in H1SIM beobachtete Winkelabhängigkeit der Kalibrationskonstanten auch im realen H1-Kalorimeter auftreten, wären die Folgen schwerwiegend: Zur Bestimmung der Teilchenenergie mit dem Kalorimeter müßte die Einfallrichtung aus einer unabhängigen Messung bekannt sein.

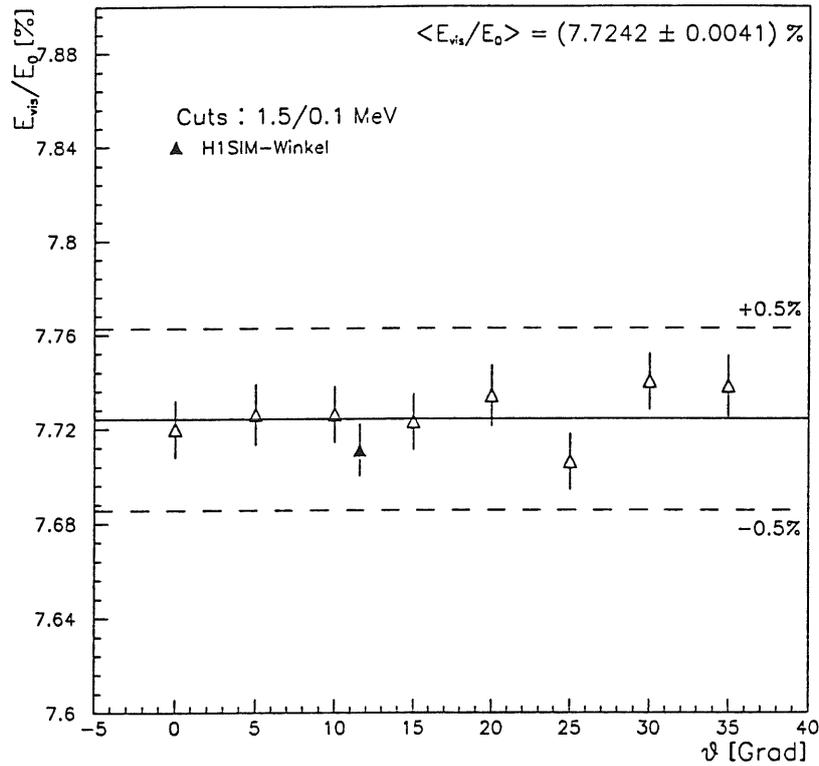


Abbildung 4.9: Sichtbare Energie in CBE in Abhängigkeit vom Einschußwinkel.

In dieser Arbeit wurde mit EGS4 ebenfalls die CBE-Struktur simuliert, wie sie von H1SIM verwendet wird. Den Ergebnissen aus Kapitel 3 folgend wurden zunächst die Standardcuts  $E_{cut} = 1.5$  MeV,  $P_{cut} = 0.1$  MeV verwendet. Für Elektronen mit einer Energie von 10 GeV wurde unter diesen Bedingungen der Einschußwinkel  $\theta_{\perp}$  zwischen  $0^{\circ}$  und  $35^{\circ}$  in  $5^{\circ}$ -Schritten variiert. Zusätzlich wurden Elektronen eingeschossen unter dem von H1SIM benutzten Winkel bei CBE:  $\theta_{\perp}(H1SIM) = 11.6^{\circ}$ . Berechnet wurden die sichtbare Energie, sowie die Energieauflösung  $(\sigma_E/E_{vis})\sqrt{E_0}$ . Die relative sichtbare Energie ist gerade der Reziprokwert der Kalibrationskonstanten. Sie ist in Abbildung 4.9 gegen den Winkel  $\theta_{\perp}$  aufgetragen. Wie zu erkennen ist, hängt die sichtbare Energie bei der Simulation mit EGS4 nicht vom Einschußwinkel ab. Der Mittelwert der sichtbaren Energie ergibt sich zu:

$$\langle E_{vis}/E_0 \rangle_{\theta_{\perp}} = (7.724 \pm 0.004)\% \quad (4.11)$$

Die Werte in Abbildung 4.9 liegen innerhalb einer Standardabweichung um den Mittelwert. Dieser stimmt gut mit den H1SIM-Werten für die sichtbare Energie überein (siehe Tabelle 4.7), die von 7.89 % bei  $\theta_{\perp} = 11.6^{\circ}$  auf 7.52 % bei  $\theta_{\perp} = 36.0^{\circ}$  sinken.

Die Cut-Studien wurden für die FBE-Struktur durchgeführt. Um einen möglichen Einfluß der Cuts auf die Winkelabhängigkeit für die CBE-Struktur feststellen zu können, wurden für weitere vier Winkel Simulationen bei sehr niedrigen Cuts durchgeführt:  $E_{cut} = 0.6$

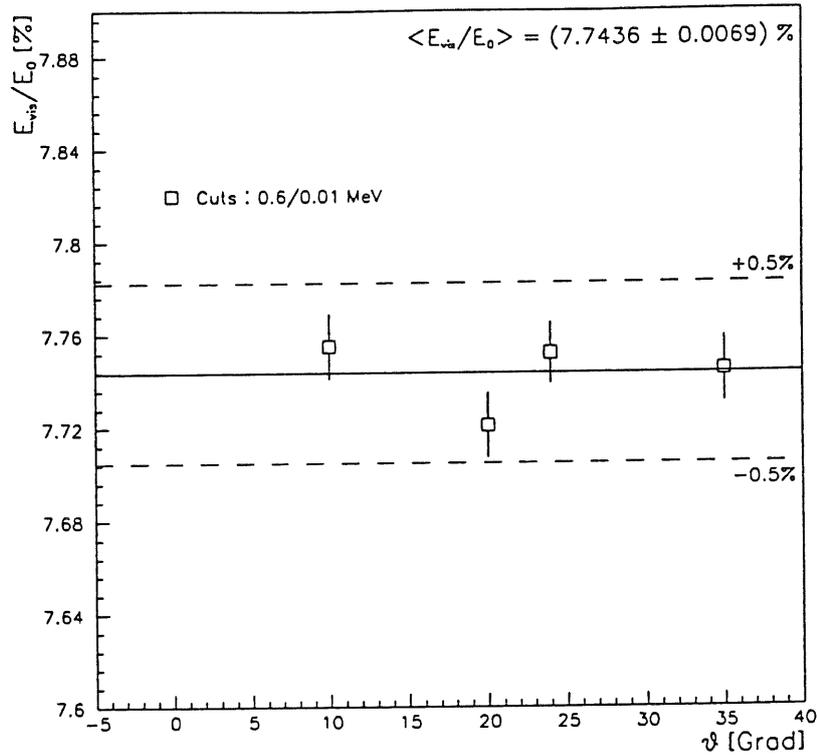


Abbildung 4.10: Sichtbare Energie in CBE für niedrige Cuts.

MeV,  $P_{cut} = 0.01$  MeV. Die zugehörigen Resultate sind in den Diagrammen 4.10 und 4.11 dargestellt.

Die mittlere relative sichtbare Energie berechnet aus diesen Ergebnissen, ist im Vergleich zu den Werten für die Standardcuts um etwa 3 Promille größer. Absolut liegen die Werte von  $E_{vis}/E_0$  innerhalb von einem halben Prozent um den Mittelwert. Für die Energieauflösung bei variierendem Winkel erwartet man gemäß Gleichung 2.43 eine Proportionalität zu  $\sqrt{D}$ , wobei mit  $D$  die Dicke der Auslesezellen bezeichnet wird. Dies resultiert in einer maximal um den Faktor 1.10 schlechteren Auflösung für Elektronen unter einem Ein-schußwinkel  $\theta_{\perp} = 35^{\circ}$ , bezogen auf die Energieauflösung unter senkrechtem Einfall. Die Energieauflösung, bestimmt für die Standardcuts, ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Trotz der großen statistischen Fehler, läßt sich der erwartete kleine Anstieg von etwa 10 % bei  $\theta_{\perp} = 0^{\circ}$  auf ca. 11 % bei  $\theta_{\perp} = 35^{\circ}$  erkennen. Ebenfalls dargestellt in Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse, die für niedrige Cuts bestimmt wurden. Für diese ergibt sich insgesamt eine etwas bessere Energieauflösung, bei nahezu konstantem Verlauf im Winkelintervall  $10^{\circ} \leq \theta_{\perp} \leq 35^{\circ}$ .

Die EGS4-Resultate erlauben folgendes Fazit: Für ein unendlich ausgedehntes Kalorimetermodul der CBE-Schichtstruktur wie sie in H1SIM implementiert ist, konnte der erwartete minimale Anstieg in der Energieauflösung bestätigt, und keine Abhängigkeit der

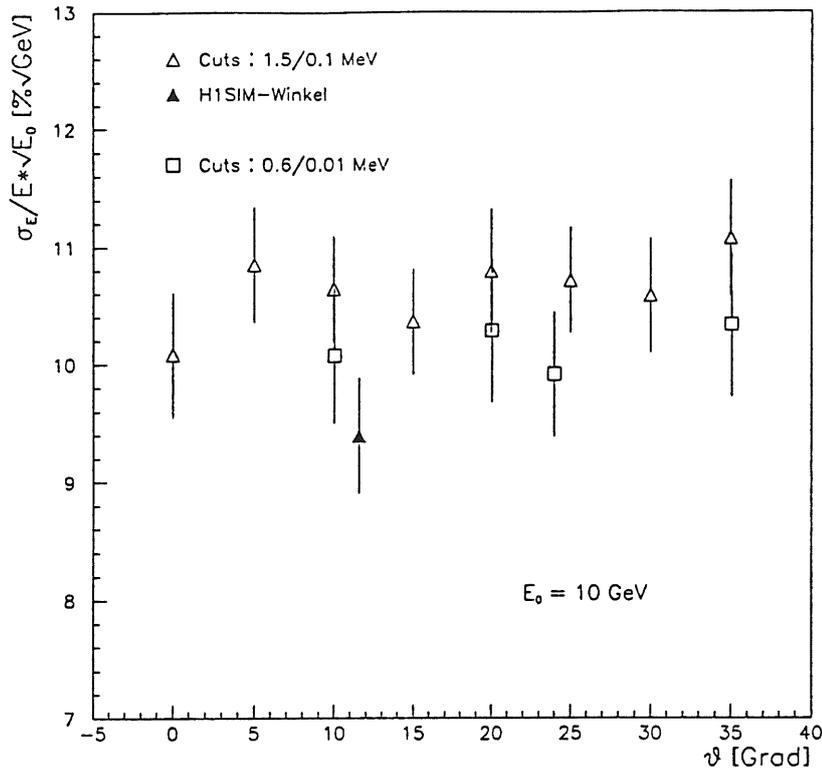


Abbildung 4.11: Energieauflösung in CBE.

sichtbaren Energie vom Einschußwinkel beobachtet werden. Letzteres untermauert ähnliche Resultate von U. Obrock für eine CB1E-Struktur bei den Standardcuts [OBRO92]. Der in Tabelle 4.7 beobachtete Trend stellt daher eher ein spezielles Problem der Simulation mit dem H1SIM-Programm dar, als einen Mangel des realen H1-Detektors.

#### 4.2.3 Bestimmung von Kalibrationskonstanten der Module FB und CB

Im Sommer des Jahres 1990 wurden am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf Messungen zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten einiger Kalorimeterstacks des H1-Detektors durchgeführt. Vermessen wurden unter anderem auch Testmodule des FB- und des CB-Typs. In Abbildung 4.12 ist als Beispiel die Anordnung des Aufbaus für ein FB2-Kalorimetermodul gezeigt. Eine genauere Beschreibung der Testaufbauten findet man in [KUBA88].

Bedingt durch die Lage des Strahls und die Anordnung der elektromagnetischen vor den hadronischen Stacks innerhalb des Flüssig-Argon-Kryostaten, war es nur möglich, eine Kalibration mittels eingeschossener Elektronen für die elektromagnetischen Module durchzuführen. Das Signalverhalten der hadronischen Module auf elektromagnetische Schauer konnte dagegen nicht untersucht werden. Die elektromagnetischen Kalibrationskonstanten

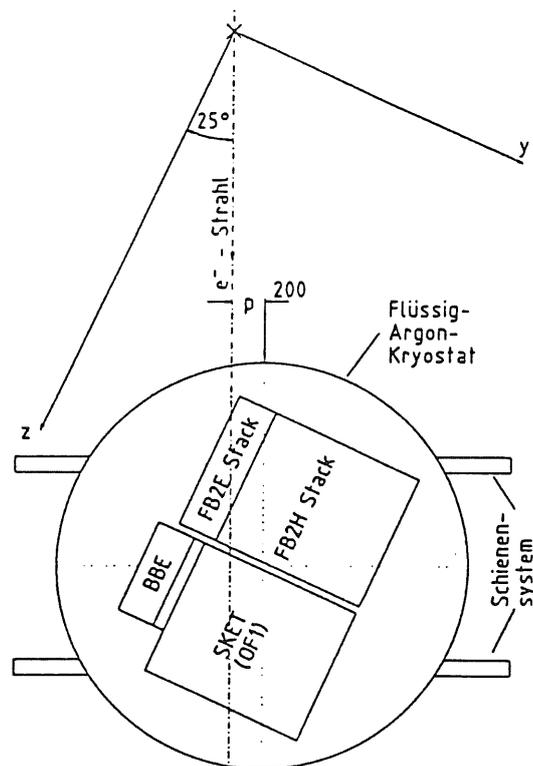


Abbildung 4.12: Testaufbau am CERN H6-Strahl.

der einzelnen hadronischen Stacks sind Größen, die für die spätere Analyse von realen ep-Wechselwirkungen im H1-Detektor unbedingt bekannt sein müssen. Man vergleiche dazu den Abschnitt über das e/h-Verhältnis aus Kapitel 2.4.3. Die bisherige Vorgehensweise zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten war die folgende: Mit dem Monte-Carlo H1SIM wurden die Signale, die Elektronen bestimmter Energie in den elektromagnetischen und hadronischen Stacks erzeugten, separat ermittelt:

$$E_{dep} = C_{em}^{H1SIM} \cdot E_{em}^{vis}, \quad E_{dep} = C_{had}^{H1SIM} \cdot E_{had}^{vis}. \quad (4.12)$$

Zusammen mit den am CERN gemessenen Kalibrationskonstanten der elektromagnetischen Stacks  $C_{em}^{exp}$ , können die unbekannt experimentellen hadronischen Konstanten berechnet werden:

$$C_{had}^{exp} = C_{em}^{exp} \cdot \frac{C_{had}^{H1SIM}}{C_{em}^{H1SIM}}. \quad (4.13)$$

In Tabelle 4.8 (Stand: April 1992) sind einige der mit H1SIM berechneten Kalibrationskonstanten zusammengestellt [GAYL92].

H1SIM			
Stack	H1SIM-Parameter	$C^{H1SIM} = E_0/E_{vis}$	$E_{vis}/E_0[\%]$
FBE	a)	$12.76 \pm 0.04$	$7.837 \pm 0.025$
(FBE)	b)	$12.99 \pm 0.05$	$7.698 \pm 0.030$
FBH	a)	$25.23 \pm 0.10$	$3.964 \pm 0.016$
(FBH)	b)	$25.46 \pm 0.19$	$3.928 \pm 0.029$
CBE	b)	$12.94 \pm 0.03$	$7.728 \pm 0.018$
CBH	b)	$27.39 \pm 0.12$	$3.651 \pm 0.016$

Tabelle 4.8: Kalibrationskonstanten bestimmt mit H1SIM [GAYL92]; Parameter siehe Text.

H1SIM		
H1SIM-Parameter	FBH/FBE	CBH/CBE
a	$1.977 \pm 0.010$	
b	$1.960 \pm 0.016$	$2.117 \pm 0.010$

Tabelle 4.9: Verhältnisse der mit H1SIM berechneten Kalibrationskonstanten [GAYL92].

Dabei wurden zwei Sätze von H1SIM-Parametern verwendet:

- a) Cuts:  $T_\gamma = 0.20$  MeV,  $T_{e^-} = 1.00$  MeV; Granularität 2
- b) Cuts:  $T_\gamma = 0.01$  MeV,  $T_{e^-} = 0.05$  MeV; Granularität 1

Die Wahl einer Granularität von eins und niedrigen Cuts ist in H1SIM für die CB-Stacks, jedoch nicht für FBE oder FBH vorgesehen. Für die in Tabelle 4.8 in Klammern angegebenen Stacks, wurden die Werte durch Extrapolation auf niedrige Cuts und beste Granularität berechnet. Daraus können die in Gleichung 4.13 verwendeten Verhältnisse der Kalibrationskonstanten von den hadronischen Stacks zu den elektromagnetischen bestimmt werden. Die Verhältnisse sind in Tabelle 4.9 angegeben.

Wie bereits in Abschnitt 4.2 beschrieben, beruht die Behandlung elektromagnetischer Schauer in H1SIM letztlich auf Routinen des EGS3. Es ist daher sinnvoll, die mit H1SIM berechneten Kalibrationskonstanten, mit dem in diesem Bereich leistungsfähigerem EGS4 zu verbessern. Solche Untersuchungen wurden für die Kalorimetertypen CBE, CBH, FBE und FBH durchgeführt. Eingeschossen wurden Elektronen mit einer Primärenergie von 10 GeV. Der Einschufwinkel  $\theta_\perp$  wurde bei der Simulation mit EGS4 einerseits jeweils so gewählt wie in H1SIM, andererseits wurde ein fester Winkel von  $\theta_\perp = 24^\circ$  verwendet. Bestimmt wurde die sichtbare Energie der einzelnen Stacks, zunächst für die Standardcuts. Die Resultate dieser Simulationen zeigt Tabelle 4.10.

Als erster Test, ob die EGS4-Resultate plausibel und in sich konsistent sind, wurde jeweils die sichtbare Energie der Stacks mit ähnlichem Schichtaufbau genauer verglichen. In Tabelle 4.11 sind die Unterschiede in den Schichtdicken der relevanten Materialien Flüssig-Argon, Blei und Edelstahl pro Zelle, sowie in den sichtbaren Energien aufgeführt.

Vergleicht man CB- und FB-Stacks unter der Annahme, daß der kleinere Bleianteil in FBE gegenüber CBE, sowie der größere Stahlanteil in FBH gegenüber CBH vernachlässigbar ist, so erkennt man bei den hadronischen Stacks den korrekten Trend und die richtige

EGS4			
Stack	$\theta_{\perp} [Grad]$	$E_{vis}/E_0(\%)$	$C^{EGS4} = E_0/E_{vis}$
CBE	11.6	$7.711 \pm 0.011$	$12.968 \pm 0.018$
CBH	11.6	$3.699 \pm 0.010$	$27.034 \pm 0.071$
FBE	24.3	$7.764 \pm 0.011$	$12.880 \pm 0.018$
FBH	29.5	$3.984 \pm 0.012$	$25.100 \pm 0.076$
CBE	24	$7.731 \pm 0.009$	$12.936 \pm 0.016$
CBH	24	$3.730 \pm 0.008$	$26.811 \pm 0.054$
FBE	24	$7.767 \pm 0.007$	$12.875 \pm 0.011$
FBH	24	$4.012 \pm 0.008$	$24.923 \pm 0.049$

Tabelle 4.10: Sichtbare Energie bestimmt mit EGS4 bei den Standardcuts in Abhängigkeit des Einschufwinkels.

Stack	$d_{fl.Ar} [mm]$	$d_{Pb} [mm]$	$E_{vis}/E_0(\%)$
CBE	4.800	4.844	7.711
FBE	4.700	4.800	7.764
CBE : FBE	+2.1%	+0.9%	-0.7%
	$d_{fl.Ar} [mm]$	$d_{Stahl} [mm]$	$E_{vis}/E_0(\%)$
CBH	4.580	18.750	3.699
FBH	4.907	18.863	3.984
CBH : FBH	-6.7%	-0.6%	-7.2%

Tabelle 4.11: Unterschiede in den Schichtdicken von Flüssigargon und Blei der elektromagnetischen und hadronischen Stacks.

$\Delta_{fl.Ar}$	$\Delta_{Pb}$	Stack	$(dE/dx_{min})_{Zelle} [MeV/cm]$	$E_{vis}^{theo}/E_0 [\%]$
0 %	0 %	CBE	6.34	11.30
0 %	0 %	FBE	6.25	11.33
0 %	-1 %	CBE	6.32	11.38
0 %	-2 %	CBE	6.30	11.46
0 %	-3 %	CBE	6.28	11.54
+1 %	0 %	CBE	6.33	11.40
+2 %	0 %	CBE	6.31	11.50
+3 %	0 %	CBE	6.30	11.60

Tabelle 4.12: Theoretisch erwartete sichtbare Energien bei Variation der Schichtdicken.

Größe der sichtbaren Energie: FBH besitzt gegenüber CBH den größeren Flüssig-Argon-Anteil von 6.7 %, so daß ein Anstieg der sichtbaren Energie in derselben Größenordnung zu erwarten ist. Dies wird mit einer um 7.2% größeren sichtbaren Energie auch beobachtet.

Beim Vergleich der elektromagnetischen Stacks tritt zunächst ein Widerspruch auf: Unter der Annahme, daß die beiden Bleidicken sich praktisch nicht unterscheiden erwartet man für CBE ein um 2 % höheres Signal, wegen des 2.1 % größeren Anteils an flüssigem Argon. Man beobachtet jedoch das gegenteilige Verhältnis der sichtbaren Energien. CBE enthält aber sowohl mehr flüssiges Argon, als auch mehr Blei. Die Einflüsse von Vergrößerungen des aktiven und passiven Materials auf die sichtbare Energie konkurrieren miteinander. So ist anzunehmen, daß der größere Bleianteil in CBE nicht vernachlässigt werden darf. Für die Stacks CBE und FBE wurden genauere Untersuchungen durchgeführt: Als erstes wurden theoretische Werte der sichtbaren Energie für verschiedene Blei- und Flüssig-Argon-Dicken berechnet, wobei es nicht auf die absoluten Werte, sondern auf den Vergleich bei unterschiedlichen Dicken ankam. Verwendet wurden Gleichung 4.2 für den mittleren Energieverlust pro Zelle, sowie folgender Ausdruck für die sichtbare Energie:

$$E_{vis}^{theo} = \frac{w_{fl.Ar} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{min,fl.Ar}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min,Zelle}} \quad (4.14)$$

Es ergeben sich die Werte aus Tabelle 4.12.

Eine Dickenvariation von 0 % entspricht den Originalstacks. Man erkennt, daß die theoretischen Werte den mit EGS4 beobachteten Trend richtig wiedergeben: Die sichtbare Energie ist bei FBE um 0.3 % größer als bei CBE, was mit den 0.7 % aus der EGS4-Simulation durchaus zu vergleichen ist. Es stellt sich heraus, daß der Einfluß der unterschiedlichen Bleianteile nicht vernachlässigt werden darf. Für gleiche Bleidicken, was 0.9 % weniger Blei in CBE entspricht, ist die sichtbare Energie für CBE wie erwartet größer als bei FBE, allerdings ist der theoretische Wert mit 0.4 % gegenüber den erwarteten 2.1 % aus dem größeren Argonanteil deutlich niedriger.

Schließlich wurden die Schichtdicken auch in der EGS4-Simulation von CBE variiert. Die Resultate sind in den Diagrammen 4.13 und 4.14 dargestellt. Sie sollen im folgenden mit der in FBE beobachteten sichtbaren Energie  $E_{vis}/E_0 = 7.764\%$  verglichen werden. Dieser Vergleich kann, wie bei den zuvor berechneten theoretischen Werten, nur qualitativ sein,

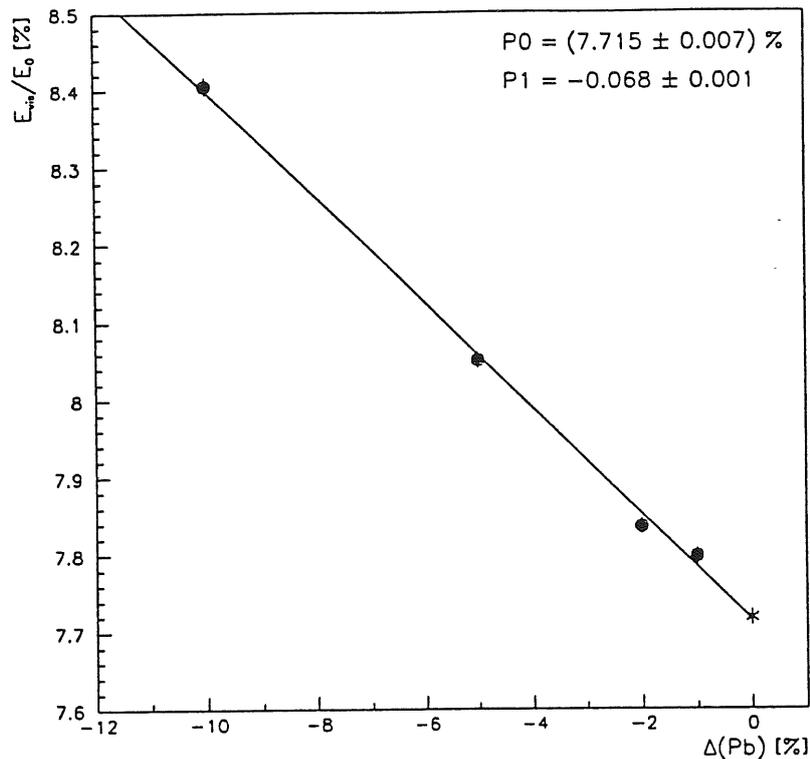


Abbildung 4.13: Variation der Blei-Dicke bei der EGS4-Simulation von CBE.

da die sichtbare Energie für FBE bei einem Winkel  $\theta_{\perp} = 24.3^{\circ}$  bestimmt wurde, die Dickenvariation bei CBE unter einem Einschußwinkel von  $\theta_{\perp} = 11.6^{\circ}$  durchgeführt wurde.

Abbildung 4.13 zeigt den erwarteten Anstieg der sichtbaren Energie für einen abnehmenden Bleianteil in CBE:

$$E_{\text{vis}}/E_0 = (7.715 \pm 0.007)\% - (0.068 \pm 0.001) \cdot \Delta P_{b,\text{rel}} \quad (4.15)$$

Für gleiche Bleidicken in FBE und CBE errechnet man daraus die sichtbare Energie in CBE zu:

$$E_{\text{vis}}/E_0(-0.9\%) = 7.776\%$$

Das ist 0.2 % größer als bei FBE. Der Trend wird somit richtig wiedergegeben, aber der erwartete Anstieg der sichtbaren Energie von ca. 2 % kann nicht beobachtet werden.

Den Anstieg der sichtbaren Energie mit wachsenden Argonanteilen zeigt Abbildung 4.14. Die sichtbare Energie beträgt in diesem Fall:

$$E_{\text{vis}}/E_0 = (7.718 \pm 0.007)\% + (0.072 \pm 0.001) \Delta_{\text{fl.Ar,rel}} \quad (4.16)$$

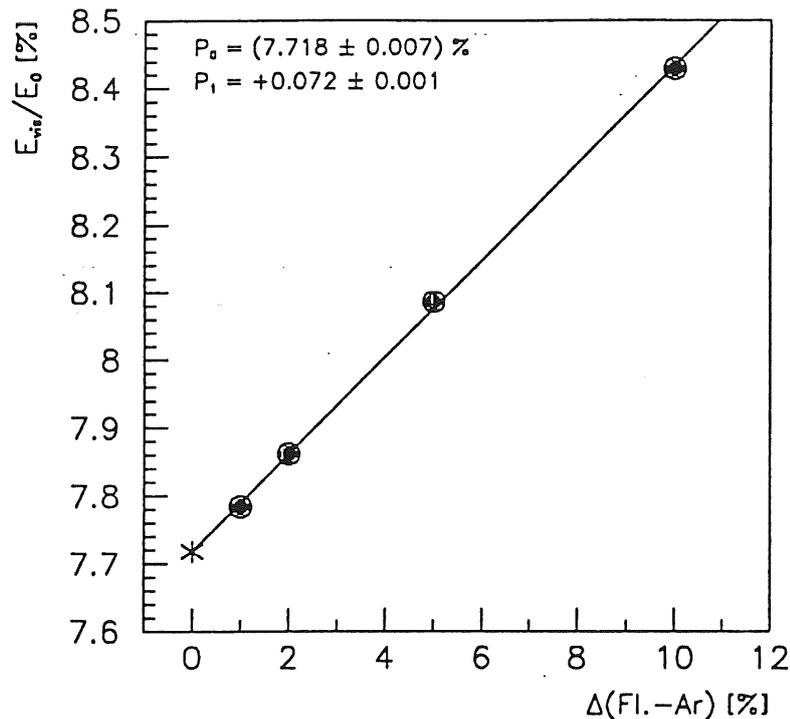


Abbildung 4.14: Variation der Flüssigargon-Dicke in CBE.

Bei gleichen Flüssig-Argon-Dicken in FBE und CBE, was 2.1 % weniger Argonanteil in CBE entspricht, erwartet man in CBE ein um ca. 1 % kleineres Signal als für FBE. Aus Gleichung 4.16 bestimmt man:

$$E_{\text{vis}}/E_0(-2.1\%) = 7.567\%$$

Dies liegt wie erwartet unter dem Wert für FBE, jedoch wird der Unterschied in der sichtbaren Energie zu FBE mit 2.5 % deutlich überschätzt. Somit wird in beiden Fällen der Trend der Änderung in der sichtbaren Energie durch die Dickenvariation in CBE, bei einem Einschußwinkel von  $\theta_{\perp} = 11.6^{\circ}$ , korrekt wiedergegeben. Insgesamt sind die Ergebnisse der Simulationen zu den Kalibrationskonstanten in sich konsistent und stimmen gut mit den H1SIM-Resultaten überein (Vergleiche die Tabellen 4.8 und 4.10).

Um die Möglichkeiten von EGS4 voll einzusetzen wurden die Simulationen abschließend bei sehr niedrigen Cuts durchgeführt:

$$E_{\text{cut}} = 0.6 \text{ MeV}, \quad P_{\text{cut}} = 0.01 \text{ MeV}$$

Da aus den so bestimmten Kalibrationskonstanten das Verhältnis gebildet werden sollte, wurden gleiche Bedingungen für die Simulationen eingestellt: Die Primärenergie der Elektronen betrug 10 GeV, der Einschußwinkel war  $\theta_{\perp} = 24^{\circ}$ . Die Resultate sind in Tabelle

EGS4		
Stack	$E_{vis}/E_0(\%)$	$C^{EGS4} = E_0/E_{vis}$
CBE	$7.752 \pm 0.013$	$12.90 \pm 0.02$
CBH	$3.662 \pm 0.014$	$27.31 \pm 0.10$
FBE	$7.789 \pm 0.012$	$12.84 \pm 0.02$
FBH	$3.962 \pm 0.012$	$25.24 \pm 0.08$

Tabelle 4.13: Ergebnisse der EGS4-Simulationen bei niedrigen Cuts und  $\theta_{\perp} = 24^{\circ}$ .

Stack	$C_{had}^{EGS4}$	(H1SIM)	Stack	$C_{em}^{exp}$
CBH	$7.583 \pm 0.032$	(7.582)	CBE	3.582
FBH,OFH	$6.704 \pm 0.023$	(6.684)	FBE	3.410

Tabelle 4.14: Liste der Kalibrationskonstanten von CBH, FBH und OFH.

4.13 zusammengefaßt. Für die elektromagnetischen Stacks zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten, die bei den Standardcuts bestimmt wurden. Für die hadronischen Stacks tritt im Rahmen der Fehler jedoch eine große Diskrepanz auf. Für CBH und FBH beträgt sie jeweils über 4 Standardabweichungen. Die sichtbare Energie ist bei den niedrigen Cuts gegenüber den Standardcuts um 1.3 % kleiner für FBH, und um 1.9 % kleiner für CBH. Es zeigt sich daher für die hadronischen Stacks eine Abhängigkeit der sichtbaren Energie von den Cuts. Dies steht zu den bisherigen Ergebnissen nicht im Widerspruch, da die Cut-Studien für die FBE-Struktur durchgeführt wurden und die hadronischen Stacks eine gröbere Sampling-Struktur besitzen.

Die abschließende Tabelle 4.14 zeigt die Liste der aktuellen Kalibrationskonstanten von CBH, FBH und OFH (Stand: Juni 1992), wie sie mit Gleichung 4.13 aus den EGS4-Resultaten berechnet werden können. In Klammern angegeben sind die alten H1SIM-Werte. Zusätzlich aufgeführt sind die am CERN gemessenen Kalibrationskonstanten  $C_{em}^{exp}$  (siehe Gleichung 4.13).

## Kapitel 5

# Der Einfluß des Magnetfeldes auf das Signal eines FB2E-Kalorimeters

Wie schon mehrfach beschrieben wurde, befindet sich das Flüssigargon-Kalorimeter innerhalb des homogenen, statischen H1-Magnetfeldes von 1.2 Tesla, das in Flugrichtung der Protonen zeigt. Von den elektromagnetischen Kalorimeterringen wurden das FB2E, FB1E und das BBE in Dortmund entwickelt und hergestellt. Die Position des FB2E und der Bereich möglicher Einschußwinkel vom Wechselwirkungspunkt wurden bereits in Abbildung 4.1 gezeigt. Ein weiteres Hauptziel dieser Arbeit bestand nun darin, den Einfluß des H1-Magnetfeldes auf das Signal eines FB2E-Stacks mit dem Simulationsprogramm EGS4 zu untersuchen. Insbesondere sollte sowohl qualitativ als auch quantitativ geprüft werden, in welchem Rahmen Änderungen in der Energieauflösung und der sichtbaren Energie auftreten. Die Hoffnung war, daß die sichtbare Energie in dem geforderten Rahmen von einem Prozent konstant bleibt, und die Energieauflösung sich nicht wesentlich verschlechtert. Die Wirkung eines Magnetfeldes auf elektromagnetische Schauer ist zunächst schwer einzuschätzen. Der größte Einfluß ist für Schauer zu erwarten, die sich transversal zum Magnetfeld ausbreiten. In diesem Fall werden die während der Schauerentwicklung erzeugten Elektronen und Positronen in einander entgegengesetzten Richtungen und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Schauers abgelenkt. Dies bedeutet prinzipiell eine Aufweitung des Schauers. Das Magnetfeld beeinflusst dagegen nicht die Photonen. Vergleicht man zwei Teilchen unterschiedlicher Energie, die sich transversal zum Magnetfeld bewegen, so wird jenes stärker abgelenkt, welches den kleineren Impuls besitzt. Werden daher in der Anfangsphase der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers hauptsächlich viele geladene Teilchen mit niedrigen bis mittleren Energien erzeugt, so ist eine Aufweitung des Schauers zu erwarten. Diese sollte dagegen geringer sein, wenn das primäre Teilchen auf den ersten Strahlungslängen den größten Teil seiner Energie auf dem Weg durch die Kalorimeterstruktur behält. Daher sollten zunächst die Energiespektren von Elektronen bestimmt und genauer untersucht werden. Als führendes Teilchen bezeichnet man in diesem Zusammenhang dasjenige mit der größten Energie im Schauer.

## 5.1 Energiespektren in Schauern von 1 GeV-Elektronen

Die Bestimmung der Energiespektren wurde mit dem Programm EGS4 bei niedrigen Cuts von  $E_{cut} = 0.6$  MeV und  $P_{cut} = 0.1$  MeV durchgeführt. Dazu diente ein Aluminium-Block, in den Elektronen der Primärenergie 1 GeV eingeschossen wurden. Es wurde die Verteilung der Energien aufgenommen, welche die Elektronen in festen Abständen von 0.1, 0.5, 1 und 2 Strahlungslängen vom Einschubort besaßen. Abbildung 5.1 zeigt die Energiespektren für alle Elektronen von 10000 Schauern: Mit wachsender Strahlungslänge ist in den Abbildungen 5.1 a) - d) folgender Trend festzustellen:

- a) Nach einem Zehntel der Strahlungslänge besitzen sehr viele der 10000 primären Elektronen nahezu ihre Einschubenergie von 1 GeV. Neu erzeugt wurden ca. 1000 niederenergetische Elektronen.
- b) Nach einer halben Strahlungslänge besitzen nur noch etwa ein Zehntel der Primärteilchen eine Energie über 950 MeV. Etwa 100 Elektronen haben mittlere Energien im Bereich zwischen 200 MeV bis 800 MeV. Den Hauptbeitrag liefern Teilchen mit Energien kleiner als 50 MeV.
- c) Die Gesamtzahl der Elektronen hat sich nach einer Strahlungslänge verdoppelt. Es gibt praktisch kein führendes Elektron mehr: Weniger als 50 von 10000 Elektronen haben eine Energie von mehr als 900 MeV.
- d) Nach zwei Strahlungslängen sind nahezu alle Elektronen niederenergetisch.

Ergänzend dazu wurden die Spektren der Teilchen ermittelt, die nach einer bzw. zwei Strahlungslängen die höchste, sowie die zweithöchste Energie aller Schauerteilchen besitzen. Die Spektren für die Elektronen sind in den Diagrammen 5.2 a) - d) dargestellt. Untersucht werden sollte, ob es zu diesem frühen Zeitpunkt der Schauerentwicklung noch ein führendes Elektron gibt. Die Abbildungen 5.2 a), b) bilden den jeweiligen hochenergetischen Teil der Spektren 5.1 c) und 5.1 d). Aus den Abbildungen 5.2 entnimmt man im einzelnen:

- a) Bei mehr als der Hälfte aller Schauer ist nach einer Strahlungslänge das Teilchen mit der höchsten Energie ein Elektron. Dabei treten Schauer auf, bei denen die höchste Teilchenenergie nur noch 110 MeV beträgt.
- b) Nach zwei Strahlungslängen besitzen nur etwa 300 Elektronen von 10000 eine Energie von mehr als 500 MeV. Es kann nicht mehr von einem führenden Teilchen gesprochen werden. In diesem Fall gibt es sogar Schauer, bei denen alle Teilchenenergien unter 60 MeV liegen.
- c, d) Für die Teilchen mit den zweithöchsten Energien liegen die Mittelwerte der Energiespektren c) und d) deutlich niedriger als die in 5.2 a) und b).

Insgesamt beobachtet man, daß bereits in der Anfangsphase der Schauerentwicklung das primäre Elektron im Mittel einen Großteil seiner Energie abgibt, und vor allem niederenergetische Elektronen erzeugt werden.

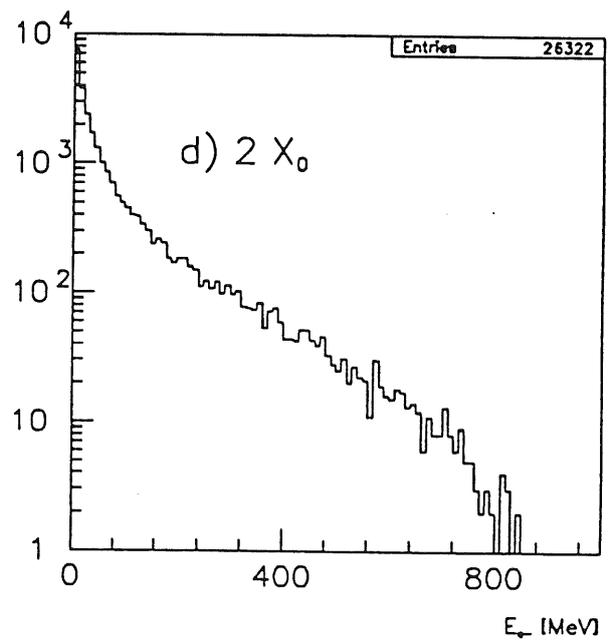
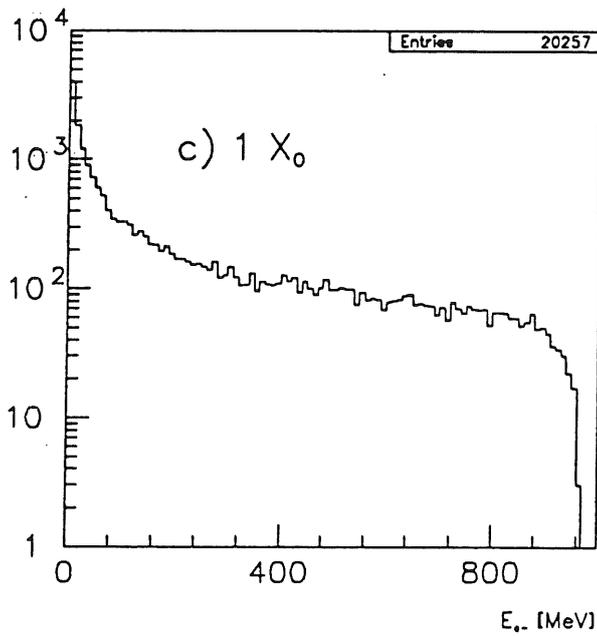
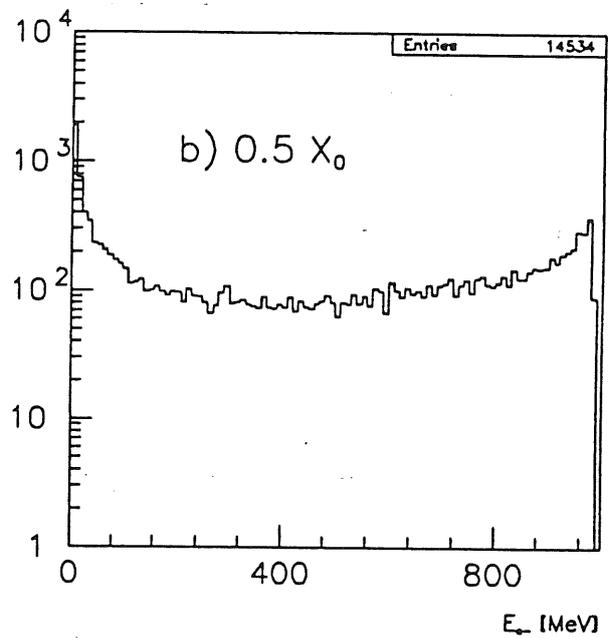
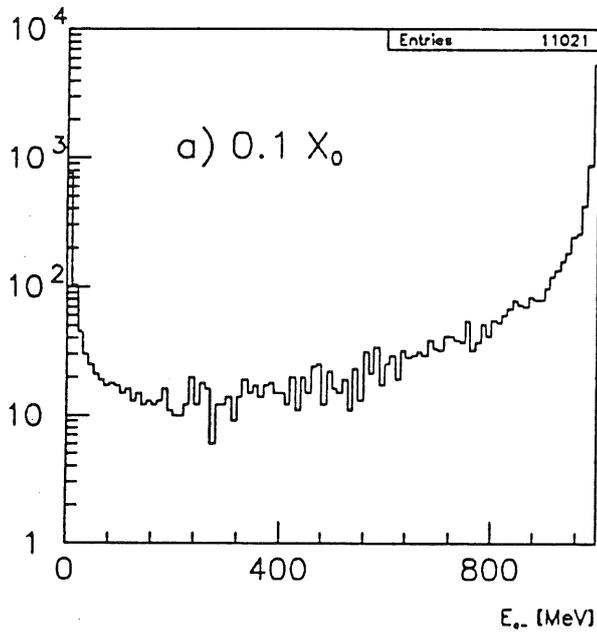


Abbildung 5.1: Energiespektren von 1 GeV Elektronen nach 0.1 bis 2.0 Strahlungslängen.

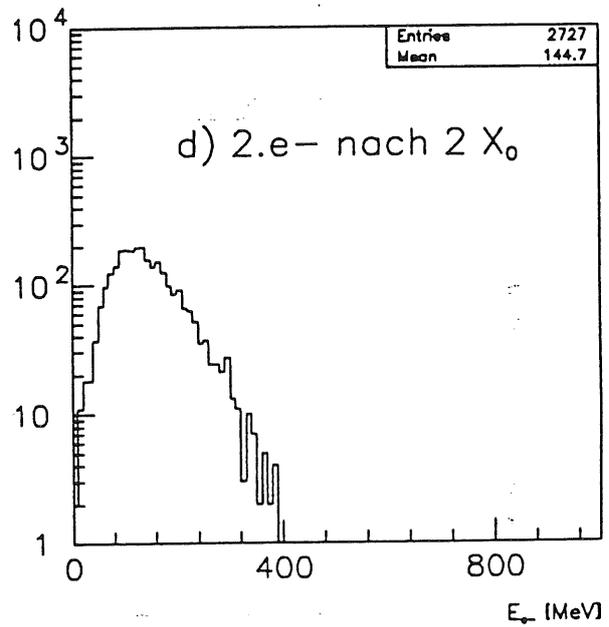
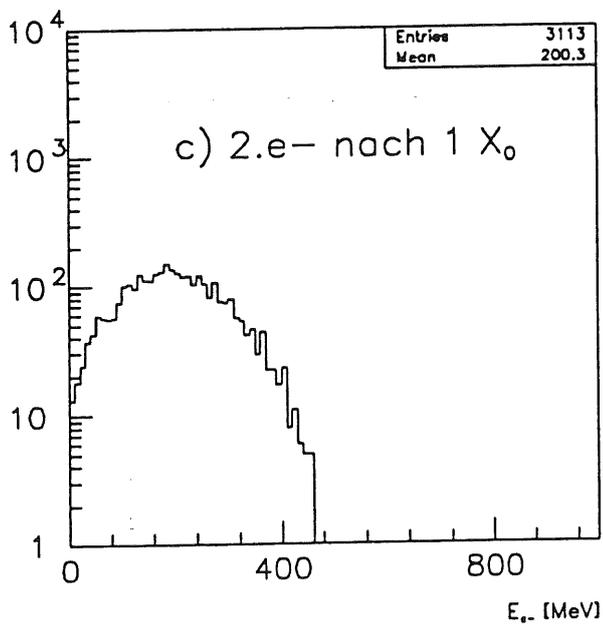
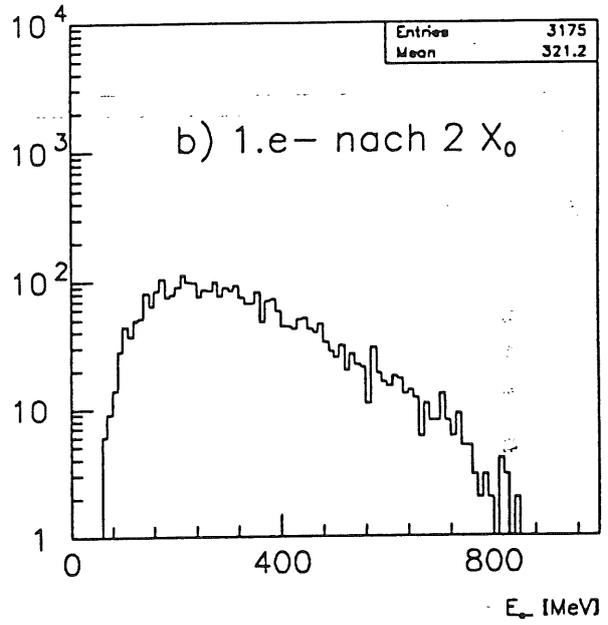
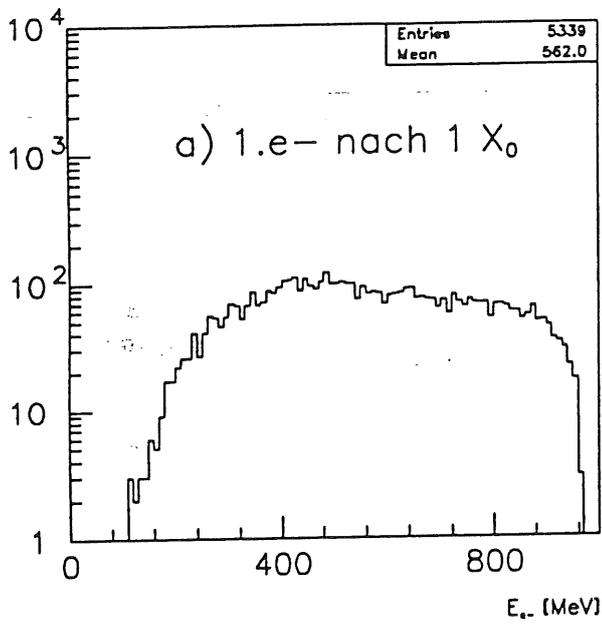


Abbildung 5.2: Energiespektren der Elektronen mit höchster und zweithöchster Energie.

## 5.2 Die Implementierung eines homogenen Magnetfeldes in EGS4

In der vorliegenden Version des EGS4-Programmpaketes sind keine äußeren elektromagnetischen Felder in der Simulation berücksichtigt. In der Beschreibung des Programms [NELS85] wird jedoch für den speziellen Fall des Transportes geladener Teilchen durch Vakuum die Implementierung eines statischen, homogenen Magnetfeldes vorgeschlagen. Die Idee dort ist, die Ablenkung der geladenen Teilchen nicht kontinuierlich sondern, analog zu den anderen Prozessen in EGS, als eine Summe diskreter Wechselwirkungen zu behandeln. Die Schraubenbahnen der Elektronen und Positronen werden somit durch Polygonzüge angenähert. Dies geschieht mittels der in Kapitel 3 beschriebenen Routine HOWFAR. Neben ihrer eigentlichen Aufgabe, der Berechnung der Detektorgeometrie innerhalb der Simulation, muß HOWFAR für die Einbindung des Magnetfeldes folgendes leisten:

1. Die Beschränkung der einzelnen zurückgelegten Schritte des Polygonzuges des aktuellen geladenen Teilchens über die Variable USTEP. Je kleiner der Wert von USTEP dabei gewählt wird, desto genauer entspricht die diskrete Beschreibung des Magnetfeldes der kontinuierlichen.
2. Eine Veränderung der Winkel der geladenen Teilchen gemäß Gleichung 2.7.

Bezeichnet man mit  $\hat{v}_0$  die ursprüngliche Bewegungsrichtung des Teilchens, mit  $\hat{v}$  die neue, durch das Magnetfeld  $\hat{B}$  verursachte und mit  $\alpha$  den Winkel zwischen beiden, so kann Gleichung 2.7 in die folgende Form gebracht werden:

$$\hat{v} = (\hat{v}_0 \cdot \hat{B})\hat{B} + [\hat{v}_0 - (\hat{v}_0 \cdot \hat{B})\hat{B}]\cos(\alpha) + \hat{v}_0 \times \hat{B}\sin(\alpha). \quad (5.1)$$

Dabei bedeuten die Vektoren  $\hat{v}_0$  und  $\hat{v}$  jeweils die Projektionen der Bewegungsrichtung auf die einzelnen Achsen x, y und z.  $\hat{B}$  ist der Einheitsvektor in Magnetfeldrichtung. Für  $\alpha$  erhält man aus den Gleichungen 2.8 und 2.9:

$$\alpha = \omega_L t = \frac{v_{\perp} \cdot t}{r_{\perp}} = \frac{l_{\perp}}{r_{\perp}} = \frac{q \cdot B \cdot l_{\perp}}{c \cdot p_{\perp}}. \quad (5.2)$$

$l_{\perp}$  ist das vom Teilchen in der Zeit t zurückgelegte Kreisbogenstück senkrecht zum Magnetfeld und entspricht damit einem Schritt des Polygonzuges USTEP projiziert auf die Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Abbildung 5.3 veranschaulicht die gewählten Bezeichnungen. Wird an Stelle des Radius  $r_{\perp}$  der Kreisbahn der Abstand D gewählt, definiert als die Strecke, die das Teilchen vom Start- bis zum Endpunkt seiner Schraubenbahn zurücklegt, so überlegt man sich leicht, daß gilt:

$$\frac{l_{\perp}}{r_{\perp}} = \frac{l}{D} = \alpha \quad (5.3)$$

mit

$$l = USTEP; \quad D = \frac{c}{qB} \cdot p \quad (5.4)$$

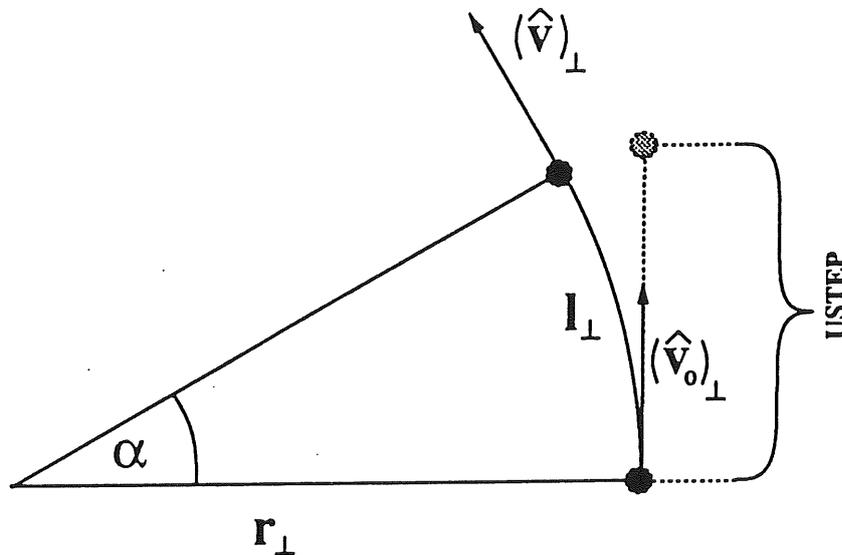


Abbildung 5.3: Definition der Größen aus Gleichung 5.2.

Hier bezeichnet  $p$  den Betrag des Teilchenimpulses.

Wie der nächste Abschnitt zeigen wird, ist die Implementierung des Magnetfeldes nicht an HOWFAR gebunden. Von den Autoren von EGS wurde die Möglichkeit dazu prinzipiell in der Routine für den Transport geladener Teilchen ELECTR installiert.

### 5.2.1 Die Magnetfeld-Macros der Transportroutine für geladene Teilchen ELECTR

EGS4 wurde in der Programmiersprache MORTRAN3 geschrieben. Diese gestattet es dem Anwender in seinen Routinen beliebige Programmteile in Blöcken, den sogenannten Macros, zusammenzufassen und zu benennen. Dadurch erreicht man Programmstrukturen die sehr übersichtlich sind. Die Routine ELECTR enthält nun eine Reihe von Macros, die vom Anwender zu entwickeln sind und der Einbeziehung elektromagnetischer Felder dienen. Es folgt eine Liste der verwendbaren Macros mit einer kurzen Erläuterung:

- SET-USTEP-EM-FIELD: Beschränkt die Weglänge des direkten Schrittes zur nächsten Wechselwirkung. Dies entspricht dem ersten Punkt der Anforderungen an HOWFAR zur Berücksichtigung des Magnetfeldes.
- SET-TUSTEP-EM-FIELD: Setzt die totale Länge des Schrittes zur nächsten Wechselwirkung. Diese ist auf Grund von Vielfachstreuung auf dem Weg durch die Materie größer als die direkte Schrittlänge: TUSTEP > USTEP.
- SET-ANGLES-EM-FIELD: Setzt die Winkel des aktuell behandelten geladenen Teilchens auf neue Werte.
- SET-TVSTEP-EM-FIELD: Beschränkt die totale Schrittlänge auf ihren endgültigen Wert. Dieser wird bei der Berechnung des Energieverlustes verwendet.

- VACUUM-TRANSPORT-EM-FIELD: Zusätzliche Möglichkeit einen größeren oder kleineren Schritt im Vakuum auszuführen.
- ADD-WORK-EM-FIELD: Setzt den zusätzlichen Energieverlust verursacht durch das elektromagnetische Feld, beispielsweise bei elektrischen Feldern oder Synchrotronstrahlung.

Um zu entscheiden, welche Realisierung des Magnetfeldes weiter verfolgt werden sollte, entweder mit HOWFAR oder den Macros, wurden einige einfache Tests durchgeführt. Beide Versionen enthielten die gleichen wesentlichen Schritte:

1. Die Berechnung des Abstandes  $D$  nach Gleichung 5.4.
2. Die Festlegung des Winkels  $\alpha$  und der Schrittweite USTEP nach Gleichung 5.3 unter der Nebenbedingung, das  $\alpha$  aus Gründen der Genauigkeit kleiner oder gleich sein sollte als  $\kappa = 0.01$  rad. Wie später noch gezeigt wird, ist diese Forderung an  $\alpha$  zu stark.
3. Eine Änderung der Winkel gemäß Gleichung 5.1

Dabei fanden von den Macros nur SET-USTEP-EM-FIELD und SET-ANGLES-EM-FIELD Verwendung. Überprüft wurden zunächst die Bahnradien, die Elektronen mit Energien zwischen 10 MeV und 100 MeV im Vakuum besitzen. Das zur Einschubrichtung der Elektronen senkrechte Magnetfeld hatte wie im H1-Detektor eine Stärke von  $B = 1.2$  Tesla. Bei jedem Aufruf von AUSGAB wurden die Koordinaten  $x$  und  $y$  des aktuellen Ortes des simulierten Elektrons in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Die resultierenden Radien stimmen besser als 1.5 % mit den aus Gleichung 2.10 zu berechnenden überein, liegen dabei aber systematisch unter letzteren. Die mittels HOWFAR bestimmten Bahnradien liegen geringfügig unter denen, die bei Verwendung der Macros errechnet werden. Man erwartet prinzipiell systematische Abweichungen, da sich zwangsläufig auftretende Rechenungenauigkeiten summieren. Zur weiteren Simulation wurde nur die Version benutzt, welche die Macros zur Implementierung des Magnetfeldes verwendet. Ausschlaggebend waren die folgenden Gründe:

- Die damit erzielten Ergebnisse stimmen besser mit den analytischen überein.
- Macros sind leichter in die Simulationen anderer Anwender von EGS4 einzubinden, da die Geometrie-Routine HOWFAR nicht abgeändert werden muß. Ihre Benutzung ist eleganter. Zudem war nicht ausgeschlossen, daß ein Paket von Macros entwickelt werden könnte, das auch in anderen Aufgabenstellungen Anwendungen finden würde.
- Die Programme sind schneller, da HOWFAR nur dann aufgerufen wird, wenn die Detektorgeometrie dies verlangt. Des weiteren muß nicht extra die Ladung des Teilchens kontrolliert werden.

### 5.2.2 Einfluß von Schrittlängenbeschränkungen

Als nächstes wurde die Schauerentwicklung in einem homogenen Medium bei ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld untersucht. Dabei wurden die Magnetfeld-Macros SET-USTEP-EM-FIELD und SET-ANGLES-EM-FIELD benutzt. Die Forderung an  $\alpha$  war zunächst

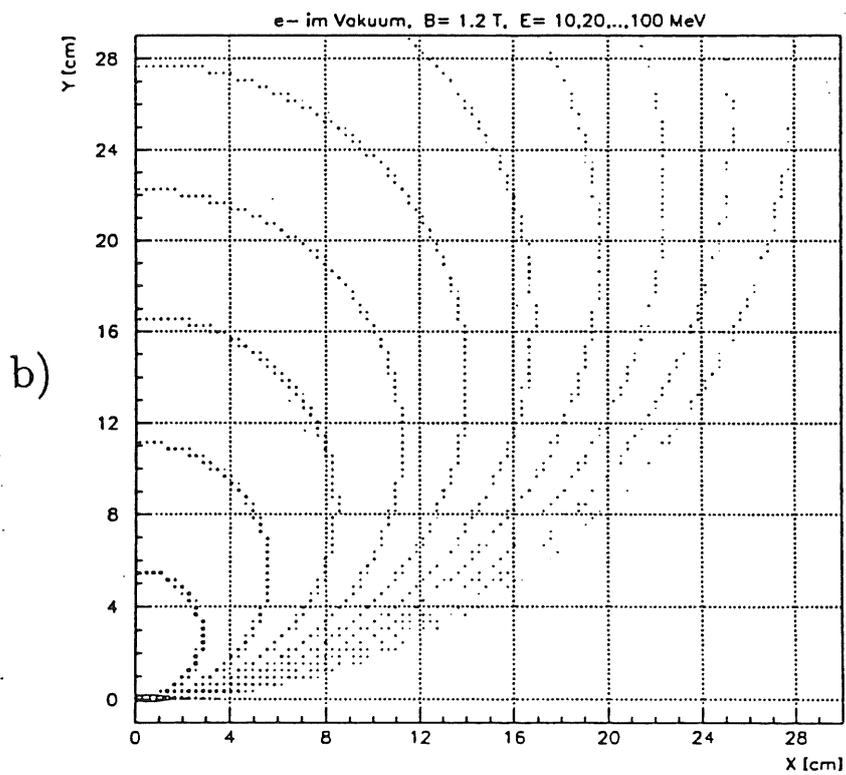
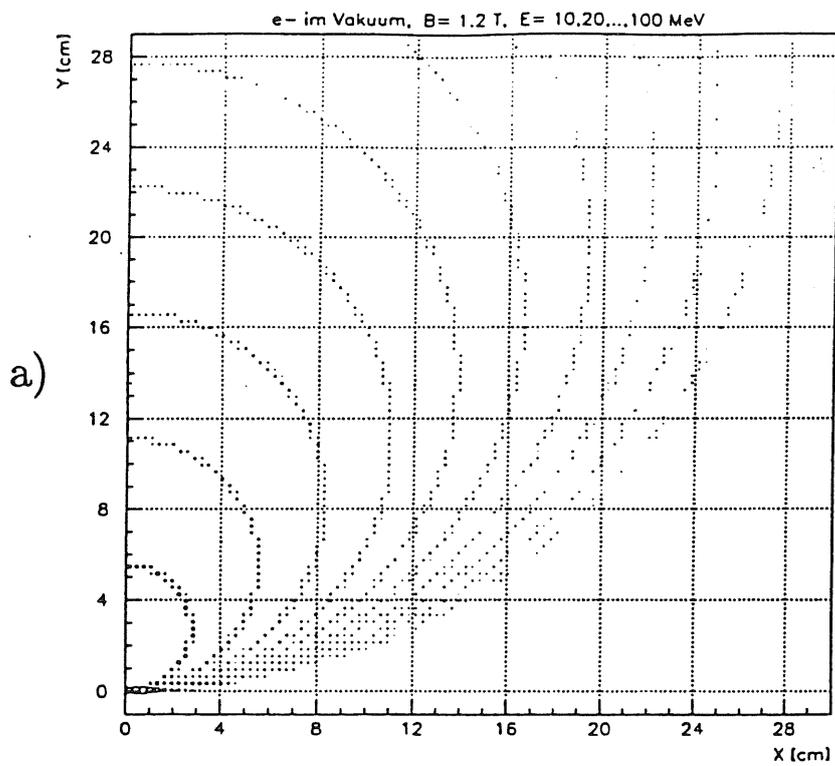


Abbildung 5.4: Transport von Elektronen im Magnetfeld im Vakuum: a) Simulation mit HOW-FAR, b) Simulation mit ELECTR.

wieder:  $\alpha \leq 0.01 \text{ rad}$ . Senkrecht zum Magnetfeld wurden Elektronen mit verschiedenen Energien zwischen 20 MeV und 2 GeV in einen Aluminium-Block eingeschossen. Für ein ausgeschaltetes Magnetfeld zeigte sich die gewohnte Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers, aufgetragen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Mit eingeschaltetem Magnetfeld ergab sich jedoch eine ungewöhnliche Schauerform: Das primäre Elektron deponierte seine Energie lokal längs seiner Bahn durch das Aluminium. Die typische transversale Verbreiterung des Schauers verursacht durch Vielfachstreuung war nicht zu beobachten. Daraufhin wurde  $\alpha$  auf größere Werte beschränkt:  $\alpha \leq \kappa = 0.1$ . Der Parameter  $\kappa$  gibt im folgenden den maximalen Wert an, der für den Winkel  $\alpha$  zugelassen wird. Für  $\kappa = 0.1$  konnten bei eingeschaltetem Magnetfeld gewohnte Schauerformen simuliert werden. Einen Teil der Ergebnisse zeigt Abbildung 5.5. In den Abbildungen 5.5a) und c) ist die Energiedeposition für Primärenergien von 100 MeV und 1 GeV dargestellt, in den Diagrammen 5.5b) und d) wurde ein Magnetfeld von 1.2 Tesla eingeschaltet. Man erkennt als erstes die typische Energiedeposition elektromagnetischer Schauer ohne Magnetfeld. Für  $B = 1.2$  Tesla in Richtung der z-Achse zeigt sich dann zwar eine starke Ablenkung des Schauers für niedrige Primärenergien, bei einer Energie von 1 GeV ist diese jedoch bereits deutlich kleiner. Die Verkleinerung des Parameters  $\kappa$  von 0.1 auf 0.01 bedeutet, daß USTEP ebenfalls kleinere Werte annehmen muß, da gilt:  $USTEP \leq D \cdot \kappa$ . Offensichtlich muß die Beschränkung von Schrittweiten sorgfältig über den Parameter  $\kappa$  gewählt werden. Dieser darf wie beschrieben keine zu kleinen Werte besitzen, aber bei zu großen Werten wird die Simulation ebenfalls ungenau: Der Teilchenimpuls auf jedem Bogenstück der Länge USTEP wird vom Programm als konstant angenommen und der zugehörige Energieverlust daraus berechnet. Ein reales Elektron verliert dagegen auf dem Bogenstück bereits einen Teil seiner Energie womit auch der Bahnradius abnimmt. Für zu große Winkel  $\alpha$  überschätzt EGS4 daher den Energieverlust pro Schritt.

Die beobachtete atypische Energiedeposition bei einem Wert des Parameters  $\kappa$  von 0.01 ist ein erstes Indiz für die Beeinflussung der Schauersimulation durch eine Beschränkung von Schrittweiten. In [ROGE84] werden Effekte, die bei der Simulation des Transportes niederenergetischer Elektronen mit EGS auftreten, näher beschrieben. Hier ist zu entnehmen, daß bei einer Verringerung von Schrittweiten weniger Vielfachstreuung ausgeführt wird. Bei extrem kleinen Schritten wird die Vielfachstreuung sogar komplett abgeschaltet. Dies erklärt das beobachtete Schauerverhalten bei  $\kappa = 0.01$ .

Als nächstes wurden die Magnetfeld-Macros in der Simulation der FBE-Struktur angewendet, mit der bereits einige Studien ohne Magnetfeld durchgeführt wurden. Der Mittelwert der relativen sichtbaren Energie für 2 GeV-Elektronen bei den Standardcuts und einem Magnetfeld von 1.2 Tesla lag bei ca. 12 %. Dieses Ergebnis widerspricht den Resultaten aus Kapitel 4, wo die mittlere relative sichtbare Energie bei 7.7 % lag. Die Lösung dieses Problems hängt wiederum mit der Behandlung der Vielfachstreuung in EGS4 zusammen. In der Routine ELECTR wird zuerst der totale, durch Vielfachstreuung vergrößerte Weg TUSTEP bestimmt. Dann wird gemäß Gleichung 2.30 der direkte Abstand USTEP daraus berechnet:

$$USTEP = TUSTEP \cdot \left(1 - \frac{TUSTEP}{T_{scat}}\right) \quad (5.5)$$

Direkt im Anschluß daran befinden sich die beiden Macros SET-TUSTEP-EM-FIELD

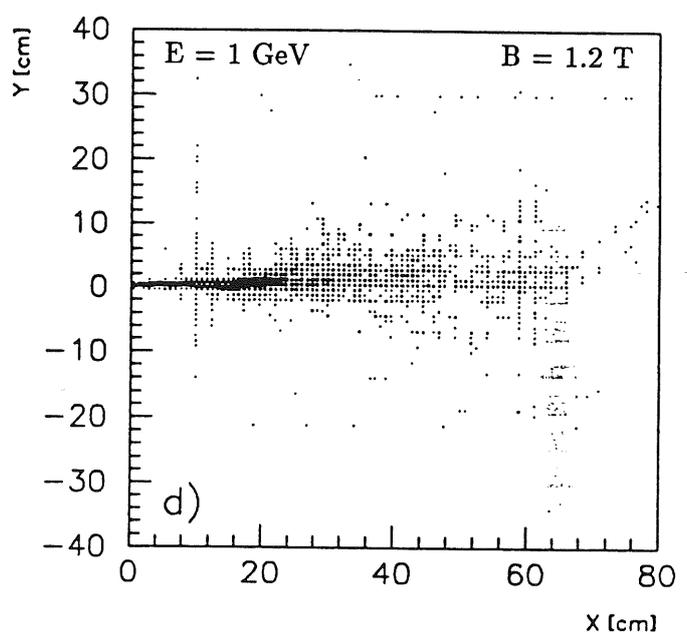
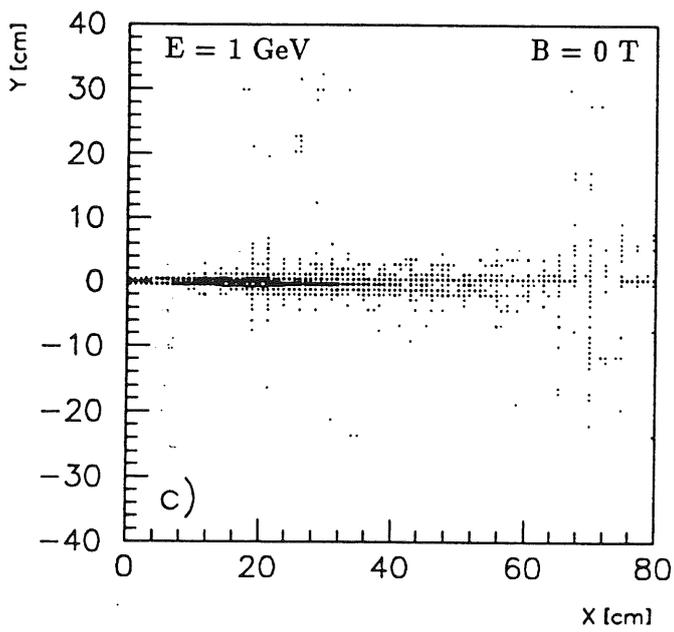
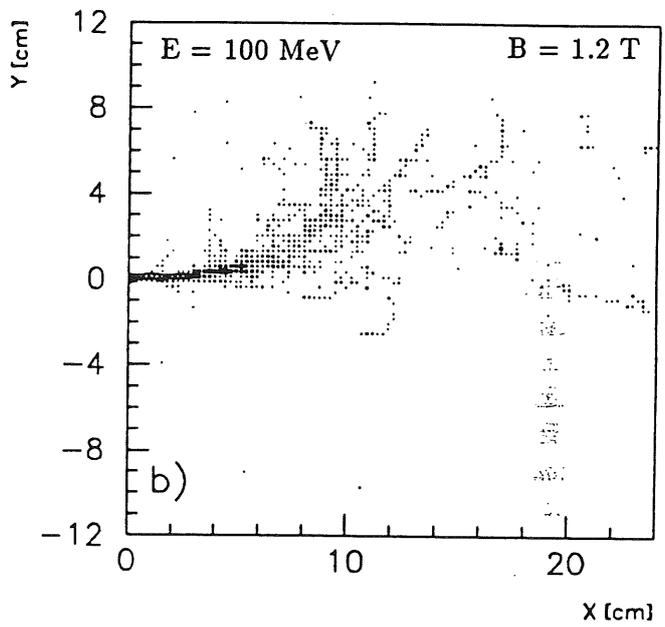
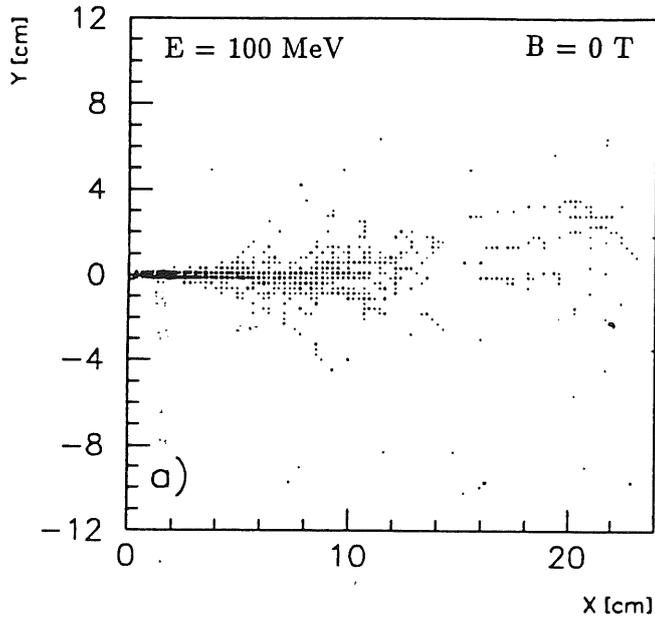


Abbildung 5.5: Einfluß des Magnetfeldes auf die räumliche Energiedeposition von 100 MeV und 1 GeV Elektronen in Aluminium.

und SET-USTEP-EM-FIELD. Muß aufgrund der Geometrie die Schrittweite USTEP in HOWFAR zusätzlich beschränkt werden, so korrigiert EGS4 die totale Schrittweite dementsprechend und weist sie der Variablen TVSTEP zu. Dies ist die endgültige totale Schrittlänge, aus der der aktuelle Energieverlust

$$DE = DEDX \cdot TVSTEP \quad (5.6)$$

bestimmt wird. DEDX bezeichnet dabei den Energieverlust pro Weg, wie er vom EGS4 in Abhängigkeit vom jeweiligen Material berechnet wird.

Bei der Simulation des FBE konnte gezeigt werden, daß die Beschränkung  $USTEP \leq D \cdot \kappa$  ausschließlich in den Materialien mit hohen Strahlungslängen, also in Flüssigargon und den G10-Mixturen, stattfand. Die erste naive Implementierung des Magnetfeldes verwendete nur die beiden Macros SET-ANGLES-EM-FIELD und SET-USTEP-EM-FIELD in Analogie zur HOWFAR-Version. In der Routine ELECTR wurde daher zwar USTEP beschränkt, nicht jedoch TUSTEP. Damit wurde der Energieverlust für den größeren Schritt bestimmt, die Weglänge aber dennoch begrenzt. Dies erklärt den beobachteten hohen Anteil der sichtbaren Energie.

Die endgültige, in dieser Arbeit verwendete Einbindung des Magnetfeldes in die Simulation besteht aus der folgenden Kombination von Macros:

- SET-TUSTEP-EM-FIELD: Beschränkt TUSTEP auf  $\kappa \cdot D$ ,
- SET-USTEP-EM-FIELD: Errechnet USTEP nach Gleichung 5.5,
- SET-ANGLES-EM-FIELD: Setzt die Winkel neu gemäß Gleichung 5.1.

Die benutzten Routinen sind im Anhang zusammengestellt. Damit wurden erneut Simulationen mit der FBE-Struktur durchgeführt. Entsprechend den FBE-Kalorimetern des H1-Detektors wurde das Koordinatensystem so gewählt, daß die Aneinanderschichtung der Platten in z-Richtung erfolgte. Dies war in der Simulation gleichzeitig die Richtung des Magnetfeldes. Um zu testen, ob Effekte entstehen, die nichts mit dem Einfluß des Magnetfeldes zu tun haben, wurden die Teilchen zunächst in Richtung des Magnetfeldes eingeschossen. Für diese Einschußrichtung erwartet man die geringste Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Magnetfeld. Eingeschossen wurden Teilchen mit einer Energie von  $E_0 = 2\text{GeV}$  zunächst bei den Standardcuts und  $\kappa = 0.1$  mit ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld. Die Resultate sind unter anderen in Abbildung 5.6 dargestellt (offenes und gefülltes Dreieck). Im Rahmen der Fehler zeigte sich für diese beiden Werte keine Übereinstimmung. Dabei mußte stark bezweifelt werden, daß die Diskrepanz auf das Magnetfeld zurückzuführen ist. Die Macros sind Teil der Routine ELECTR und beschränken zum Teil stark die Schrittweiten der geladenen Teilchen. Ein Elektronencut von 1.5 MeV könnte somit viel zu hoch angesetzt sein. Daher wurden die sichtbaren Energien für zwei kleinere Werte des Elektronencuts bei eingeschaltetem Magnetfeld bestimmt. Wie in Abbildung 5.6 zu sehen ist, gilt für die Simulation mit und ohne Magnetfeld folgendes: Bei einer Verkleinerung des Elektronencuts von 1.5 MeV auf 0.8 MeV steigt  $E_{vis}/E_0$  zunächst deutlich an. Bei weiterer Verringerung auf  $E_{cut} = 0.6\text{ MeV}$  ergibt sich keine entscheidende Veränderung. Insgesamt bestimmt man in beiden Fällen höhere Werte für die sichtbare

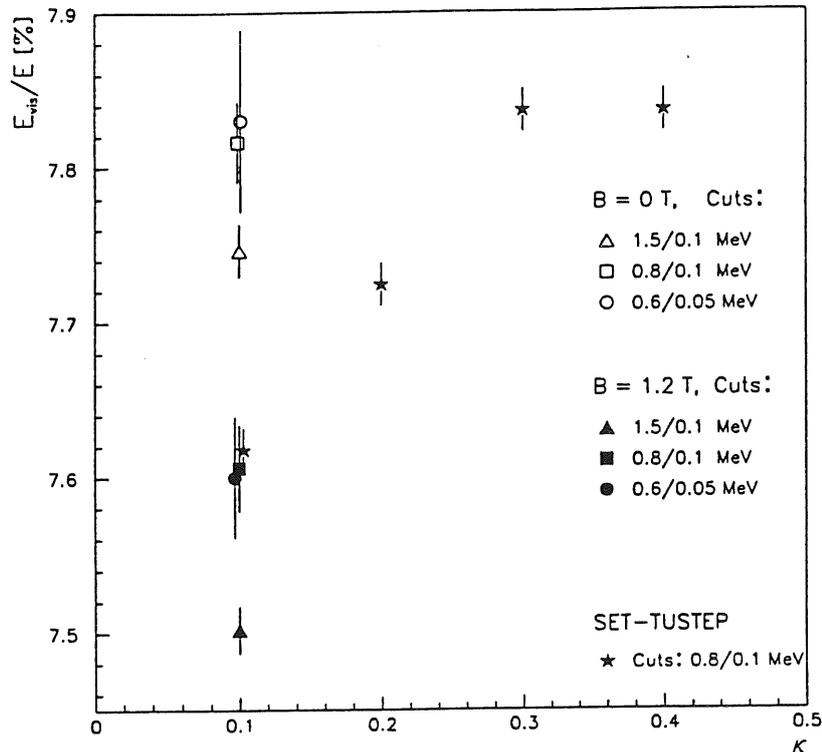


Abbildung 5.6: Relativer Anteil der sichtbaren Energie als Funktion der Parameter der Simulation.

Energie aber die Differenz bleibt in etwa gleich groß. Sie beträgt um die 3 % und liegt damit weit über der geforderten Genauigkeit von 1 %.

Die physikalisch beobachtbare Wirkung des Magnetfeldes auf geladene Teilchen, nämlich die Änderung ihrer Bewegungsrichtung, wird in der Simulation allein im Macro SET-ANGLES-EM-FIELD berücksichtigt. Verwendet man dieses Macro nicht, so kann der alleinige Einfluß der Schrittweitenbeschränkung untersucht werden. Dies wurde für  $E_{\text{cut}} = 0.8$  MeV,  $P_{\text{cut}} = 0.1$  MeV bei sonst gleichen Bedingungen durchgeführt. Dabei wurde der Parameter  $\kappa$  im Bereich von 0.1 rad bis 0.4 rad variiert, und unter anderem die Schritte gezählt, die durch das SET-USTEP-MACRO beschränkt wurden. In Abbildung 5.6 sind die entsprechenden 4 Punkte (Sterne) der sichtbaren Energie eingetragen. Diese steigt linear an, bis sie bei  $\kappa = 0.3$  in die Sättigung geht. Die sichtbaren Energien bei  $\kappa = 0.3$  und 0.4 sind identisch und stimmen gut mit dem Mittelwert der relativen sichtbaren Energie bei ausgeschaltetem Magnetfeld überein. Gleichzeitig geht die Anzahl der Schrittweitenbeschränkungen auf Null zurück.

Bei den Parametern  $\kappa = 0.1$ ,  $E_{\text{cut}} = 0.8$  MeV,  $P_{\text{cut}} = 0.1$  MeV wurde mit und ohne eingeschaltetem Macro SET-ANGLES-EM-FIELD simuliert (gefülltes Quadrat und Stern in Abbildung 5.6). Durch den Vergleich der beiden dabei bestimmten sichtbaren Energien

kann erstmals der "wahre" Einfluß des Magnetfeldes auf die sichtbare Energie qualitativ ermittelt werden. Innerhalb der Fehler erkennt man keine Auswirkung des Magnetfeldes auf die sichtbare Energie eines 2 GeV-Schauers, der in Magnetfeldrichtung initiiert wurde.

### 5.2.3 Die Wahl von Schrittweiten mit konstantem Energieverlust der Teilchen

Um den Einfluß des Magnetfeldes auch quantitativ erfassen zu können, muß man zunächst die Effekte von Schrittweitenbeschränkungen auf die sichtbare Energie beseitigen. Die bisherigen Beobachtungen ergaben, daß die einseitige Begrenzung der Weglängen in den Materialien hoher Strahlungslänge insgesamt zu einer kleineren sichtbaren Energie führten. Das bedeutet, daß in der Simulation im flüssigen Argon die Summe der Energiedepositionen auf einzelnen Teilstücken geringer ist, als die totale Energiedeposition für den gesamten Weg. Wie in [ROGE84] weiter ausgeführt wird, liegt das an einer Überschätzung der Energiedeposition durch Gleichung 5.6 in Zusammenhang mit Gleichung 5.5, die nur eine näherungsweise Weglängenkorrektur für die Vielfachstreuung darstellt. In [ROGE84] wurde daher eine Routine FIXTMX angegeben und verwendet, mit der man für jedes Medium den Energieverlust pro Schritt auf den Prozentsatz ESTEPE(Medium) begrenzen kann. ESTEPE kann dabei vom Benutzer frei gewählt werden. Für einen Wert von ESTEPE = 0 wird der alte Algorithmus benutzt. Die Abhängigkeit der Schauersimulation von diesem Parameter, insbesondere der Energiedeposition in dünnen Schichten bei niedrigen Elektronenenergien, wurden bereits studiert [EBER89, ROGE84]: Untersucht wurde beispielsweise die Energiedeposition von 1 MeV-Elektronen in einem Silizium-Detektor bei einem Elektronencut von 100 keV kinetischer Energie. Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation wurde unter diesen Bedingungen erzielt für ESTEPE-Werte kleiner als 1% . Mit kleiner werdenden ESTEPE-Werten wurde eine Abnahme des Signals in der Siliziumschicht beobachtet.

Die Verwendung von ESTEPE bietet damit eine zusätzliche und erprobte Möglichkeit, die Schrittweiten physikalisch motiviert zu beschränken. Die Idee ist, die Kombination von ESTEPE-Werten für die Materialien Flüssigargon, Blei und G10 zu ermitteln, bei der keine Schrittbeschränkung mehr durch das Macro SET-TUSTEP-EM-FIELD auftritt und gleichzeitig die sichtbare Energie ungeändert bleibt. Dazu muß zunächst der Einfluß von ESTEPE auf die sichtbare Energie untersucht werden. Für die FBE-Struktur wurde ESTEPE zwischen 1 % und 50 % in der folgenden Weise variiert:

1. Nur für Flüssigargon.
2. Gleichzeitig im flüssigen Argon und G10.
3. Allein für Flüssigargon bei gleichzeitiger Verwendung des Macros SET-TUSTEP-EM-FIELD.

Aufgrund der Ergebnisse des letzten Abschnitts wurden für die folgenden Simulationen die Cuts auf  $E_{cut} = 0.8$  MeV und  $P_{cut} = 0.1$  MeV gesetzt. Die Resultate dieser Rechnungen zeigt Abbildung 5.7. Im ersten Fall wurde nur im aktiven Material beschränkt. Die sichtbare Energie nimmt dabei von ihrem erwarteten Wert von knapp über 7.8 % ohne ESTEPE-Beschränkung auf etwa 7.1 % für ESTEPE = 1% ab. Der beobachtete Trend

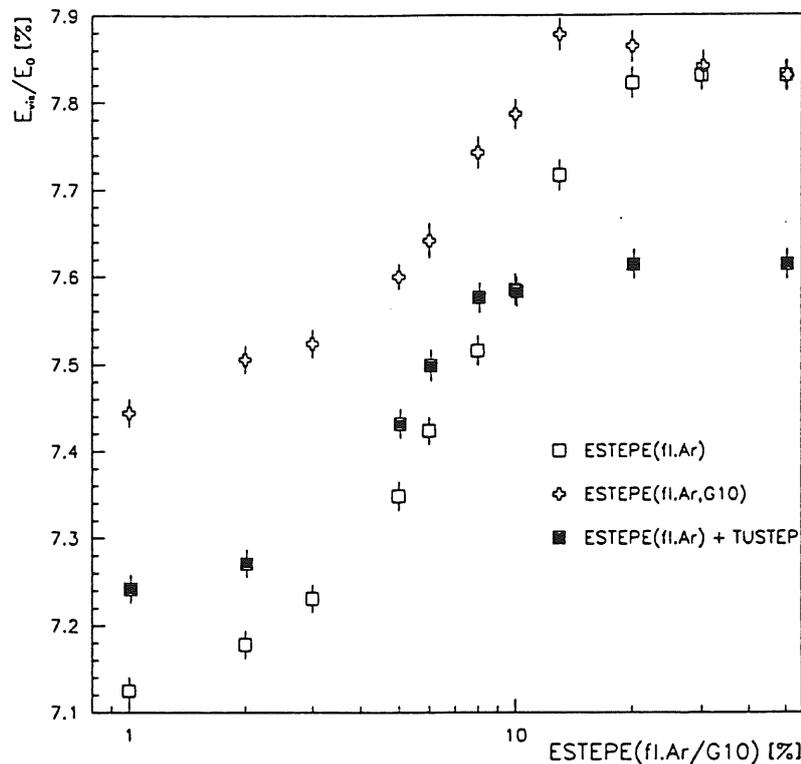


Abbildung 5.7: Relativer Anteil der sichtbaren Energie als Funktion des relativen Energieverlustes pro Schritt in Flüssigargon und G10.

stimmt mit Ergebnissen von [EBER89] überein. Bei gleichzeitiger Variation von ESTEPE in Flüssigargon und G10 beobachtet man für kleiner werdende ESTEPE-Werte bis 13 % zunächst einen Anstieg der sichtbaren Energie auf 7.88 %, danach ein Absinken bis auf 7.25 % bei ESTEPE = 1 % . In [EBER89] wurde auch die Änderung der sichtbaren Energie durch ESTEPE-Beschränkungen im passiven Material einer Samplingstruktur untersucht, mit dem Ergebnis, daß die sichtbare Energie mit sinkenden ESTEPE-Werten ansteigt. In Abbildung 5.7 beobachtet man daher zwei gegenläufige Einflüsse auf die sichtbare Energie durch die gleichzeitige Beschränkung im aktiven und passiven Material. Für diesen Fall wurde die Zahl der Beschränkungen die das Macro SET-TUSTEP-EM-FIELD ausführen würde, ermittelt. Die Resultate sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Schrittlängen von Blei müssen überhaupt nicht beschränkt werden, daher wurde ESTEPE für Blei zunächst nicht variiert. Für die beiden leichten passiven Materialien  $HVB_E$  und  $ROB_E$  werden Beschränkungen notwendig für ESTEPE-Werte über 8 % . Für Flüssigargon liegt dieser Wert mit 5 % noch etwas niedriger. Daraus folgt, daß die Kombination von ESTEPE-Parametern für die keine Beschränkung durch das Magnetfeld auftritt, durch die folgende Wahl gegeben ist:

$$\text{ESTEPE}(\text{fl.Ar}) \leq 5 \%$$

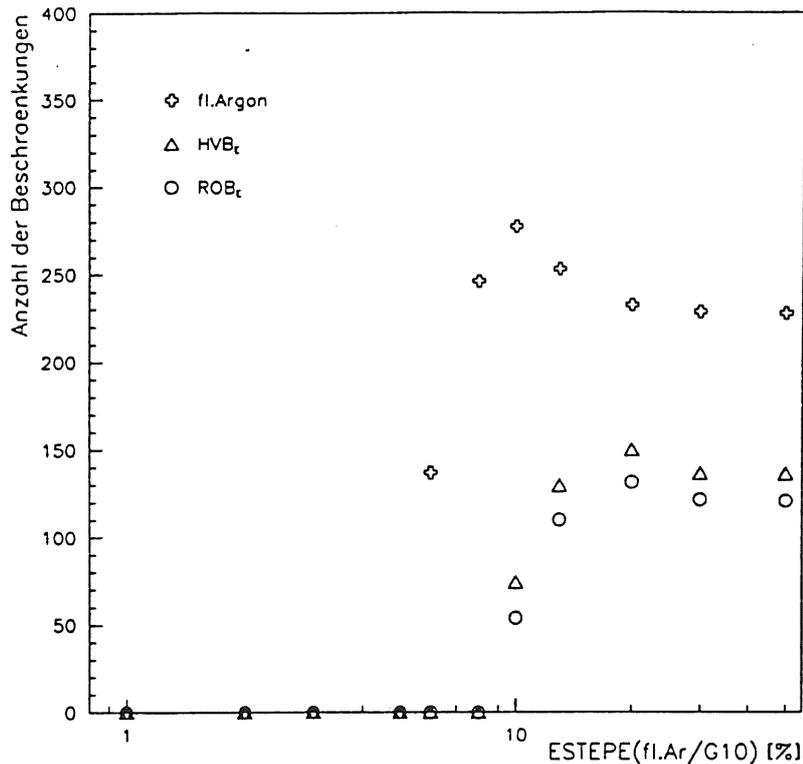


Abbildung 5.8: Anzahl der möglichen Beschränkungen durch SET-TUSTEP-EM-FIELD.

und

$$\text{ESTEPE}(\text{G10}) \leq 8 \% .$$

Dies gilt für die eingestellten Parameter  $\kappa = 0.1$ ,  $E_{\text{cut}} = 0.8 \text{ MeV}$ ,  $P_{\text{cut}} = 0.1 \text{ MeV}$  und die FBE-Struktur. Aus Abbildung 5.7 kann die sichtbare Energie für die Kombination  $\text{ESTEPE}(\text{fl.Ar}) = 5 \%$ ,  $\text{ESTEPE}(\text{G10}) = 8 \%$  etwa zu  $7.6 \%$  abgeschätzt werden. Dies liegt unter dem Wert  $E_{\text{vis}}/E_0 = 7.816 \%$ , den man ohne jegliche Beschränkungen bei Cuts von  $E_{\text{cut}} = 0.8 \text{ MeV}$  und  $P_{\text{cut}} = 0.1 \text{ MeV}$  bestimmt. In Abbildung 5.7 ist als dritter Punkt die Variation der sichtbaren Energie mit  $\text{ESTEPE}(\text{fl.Ar})$  und gleichzeitiger Beschränkung durch SET-TUSTEP-EM-FIELD dargestellt. Für große Werte von  $\text{ESTEPE}$  konvergiert  $E_{\text{vis}}/E_0$  gegen den zu erwartenden Wert von  $7.613 \%$  (siehe Abbildung 5.6). Mit sinkendem  $\text{ESTEPE}(\text{fl.Ar})$  sinkt erwartungsgemäß die sichtbare Energie ab. Wegen der Schrittbegrenzung auch im passiven Material durch SET-TUSTEP-EM-FIELD ist der Wert bei  $\text{ESTEPE} = 1 \%$  höher als für den am Anfang betrachteten Fall.

Bei Verkleinerung des  $\text{ESTEPE}$ -Wertes in Blei ist, wie oben beschrieben, ein Anstieg der sichtbaren Energie zu erwarten. Dies bedeutet, daß der Einfluß auf die sichtbare Energie, verursacht durch die Beschränkung von Schrittweiten, vollständig kompensiert werden kann. Die Variation der sichtbaren Energie mit  $\text{ESTEPE}(\text{Pb})$  bei konstanten

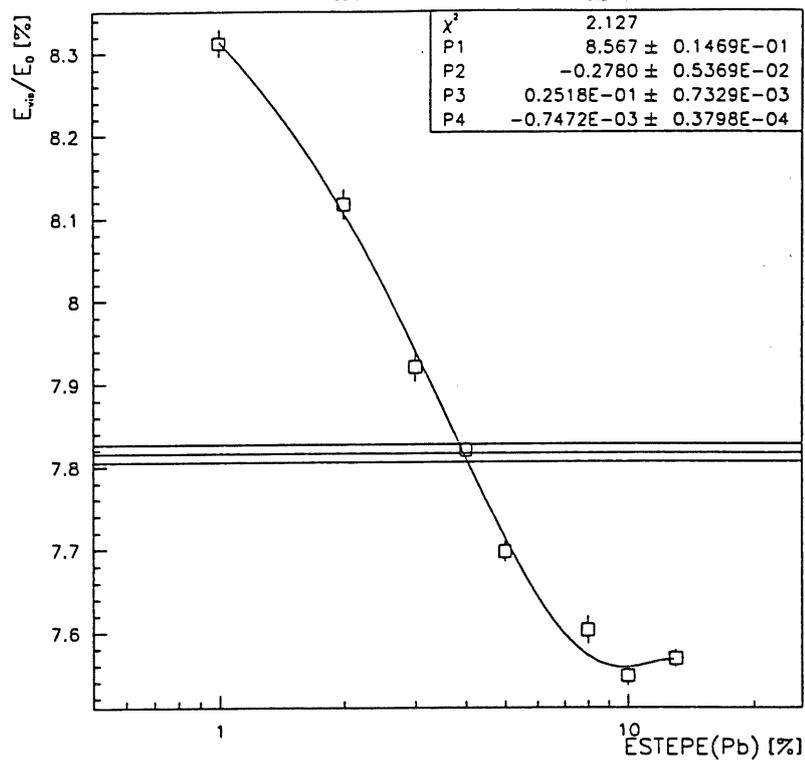


Abbildung 5.9: Bestimmung des Parameters ESTEPE(Pb), der für eine realistische Simulation des Einflusses des Magnetfeldes notwendig ist.

Werten  $\text{ESTEPE}(\text{fl. Ar}) = 5\%$  und  $\text{ESTEPE}(\text{G10}) = 8\%$  ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Zusätzlich dargestellt sind eine Anpassung an die Daten und der angestrebte Wert der sichtbaren Energie mit Fehler. Anpassung und Sollwert stimmen gut für  $\text{ESTEPE}(\text{Pb}) = 4\%$  überein. Es ergibt sich die folgende endgültige Kombination von ESTEPE-Parametern zur Untersuchung des FBE-Stacks im Magnetfeld:

- $\text{ESTEPE}(\text{fl. Ar}) = 5\%$ ,
- $\text{ESTEPE}(\text{G10}) = 8\%$ ,
- $\text{ESTEPE}(\text{Pb}) \approx 4\%$ .

### 5.3 Die Ergebnisse der Simulation

Für die oben angegebenen Parameter wurde der Einfluß des Magnetfeldes auf die sichtbare Energie und die Energieauflösung eines FBE-, sowie eines FB2E-Stacks unter zwei extremen Einschußwinkeln genauer untersucht. Dazu wurden Elektronen mit einer Primärenergie von 2 GeV unter den Winkeln  $\theta_{\perp} = 0^{\circ}$  und  $\theta_{\perp} = 30^{\circ}$  in die Stackes eingeschossen.

Stack	Fall	$\theta_{\perp}[\text{Grad}]$	$\frac{E_{vis}}{E_0}[\%]$	$\frac{\sigma E_{vis}}{E_{vis}}[\%]$
FBE	a)	0	$7.816 \pm 0.011$	$6.71 \pm 0.10$
FBE	b)	0	$7.820 \pm 0.010$	$6.38 \pm 0.11$
FBE	c)	0	$7.808 \pm 0.010$	$6.42 \pm 0.10$
FBE	b)	30	$7.813 \pm 0.011$	$6.63 \pm 0.10$
FBE	c)	30	$7.824 \pm 0.011$	$6.51 \pm 0.11$
FB2E	a)	26	$7.753 \pm 0.011$	$7.13 \pm 0.11$
FB2E	b)	26	$7.896 \pm 0.011$	$6.57 \pm 0.11$
FB2E	c)	26	$7.897 \pm 0.011$	$6.61 \pm 0.10$

Tabelle 5.1: Ergebnisse der EGS4-Simulationen: a) ohne Magnetfeld, b) mit Schrittweitenbeschränkung und c) mit Magnetfeld.

Verwendet wurden Cuts von  $E_{cut} = 0.8 \text{ MeV}$  und  $P_{cut} = 0.1 \text{ MeV}$ . Die Simulation wurde in drei Schritten bei gleichen Parametern durchgeführt:

- a) Ohne Magnetfeld,
- b) nur mit dem Macro SET-TUSTEP-EM-FIELD,
- c) mit Magnetfeld.

Für eine gute Wahl der Parameter erwartet man zwischen a) und b) Übereinstimmung in der sichtbaren Energie. Der Unterschied zwischen b) und c) ist dann der "wahre" Einfluß des Magnetfeldes. Die gesamten Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt dargestellt.

Die ersten fünf Werte der sichtbaren Energien in Tabelle 5.1 stimmen innerhalb ihrer Fehler gut überein. Für die ersten drei Werte erwartet man dies, da die Elektronen in Richtung des Magnetfeldes eingeschossen werden und somit selbst die Teilchen im Schauer nicht nennenswert abgelenkt werden sollten. Zudem wurde die Kompensation des Einflusses von Schrittweitenbeschränkungen gerade für die ersten beiden Werte durchgeführt. Ein möglicher Einfluß des Magnetfeldes sollte daher, wenn überhaupt, zwischen b) und c) bei  $\theta_{\perp} = 30^{\circ}$  beobachtet werden. Innerhalb der Fehler und erst recht innerhalb von einem Prozent kann für 2 GeV-Elektronen bei Einschub unter  $30^{\circ}$  in ein FBE-Kalorimetermodul kein Einfluß des Magnetfeldes auf die sichtbare Energie festgestellt werden. Für die Fälle b) und c) ist im Rahmen der Fehler auch für die Energieauflösung kein Einfluß feststellbar. Die größte Abweichung bei der Energieauflösung beobachtet man zwischen a) und b) für den FBE-Stack bei  $\theta_{\perp} = 0 \text{ Grad}$ . Der Unterschied beträgt etwa 5 % und muß mit den Schrittweitenbeschränkungen zusammenhängen.

Für den FB2E-Stack wurde die gleiche Kombination von ESTEPE-Werten wie bei FBE verwendet. Wie die Ergebnisse a) und b) zeigen, ist die Kompensation der unterschiedlichen Einflüsse nicht gut gelungen. Aus Zeitgründen konnte die Anpassung von ESTEPE(Pb) nicht mehr durchgeführt werden. Obwohl die Resultate quantitativ nicht richtig wiedergegeben werden, läßt sich aus der guten Übereinstimmung der sichtbaren Energien für b) und c) qualitativ ableiten, daß für den größten Winkel mit den in FB2E eingeschossen werden kann, die sichtbare Energie und die Energieauflösung nicht vom Magnetfeld beeinflusst werden.

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen mit dem Simulationsprogramm EGS4 zu den Kalorimetertypen FBE, CBE, FBH, CBH und FB2E durchgeführt. Für die FBE-Struktur wurde die sichtbare Energie und die Energieauflösung in Abhängigkeit der beiden Energieabschneideparameter  $E_{cut}$  und  $P_{cut}$  bestimmt. Solche Studien wurden zuvor nur für EGS3 durchgeführt. Die damit erzielten Ergebnisse konnten zunächst auch mit EGS4 bestätigt werden: Ab den Standardcuts  $E_{cut} = 1.5$  MeV und  $P_{cut} = 0.1$  MeV sind bei weiterer Verringerung der Cuts keine signifikanten Änderungen in der sichtbaren Energie und der Energieauflösung zu beobachten. Dieses Ergebnis wurde für eine unendlich ausgedehnte Kalorimeterstruktur ohne zusätzliche Beschränkungen von Schrittweiten bestimmt. In den Kapiteln 4 und 5 konnte bei Schrittweitenbeschränkungen auch unterhalb der Standardcuts eine Abhängigkeit der sichtbaren Energie beobachtet werden. Die optimale Kombination von Cuts wurde bestimmt zu:  $E_{cut} = 0.8$  MeV,  $P_{cut} = 0.1$  MeV.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung von Kalibrationskonstanten mit EGS4. Damit sollten Ergebnisse aus H1SIM überprüft und gegebenenfalls verbessert werden, da H1SIM in der Behandlung elektromagnetischer Schauer noch auf EGS3 basiert. Im Zusammenhang damit wurde zunächst die Linearität von FBE und FBH überprüft. Für FBH wurde dabei ein leichter Anstieg der sichtbaren Energie mit wachsender Primärenergie beobachtet, insgesamt jedoch sind die FB-Stacks innerhalb der geforderten Genauigkeit von 1 % linear.

Des Weiteren wurde geprüft, ob die in H1SIM zu beobachtende, bisher unverstandene Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußwinkel auch bei der Simulation mit EGS4 auftritt. Das Ergebnis ist, daß sowohl für die Standardcuts, als auch für sehr niedrige Cuts in EGS4 keine Winkelabhängigkeit beobachtet werden kann.

Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten wurde die sichtbare Energie für die vier Schichtstrukturen FBE, FBH, CBE und CBH mit EGS4 bestimmt. Die Ergebnisse sind in sich konsistent und in guter Übereinstimmung mit den H1SIM-Resultaten. Aus den Verhältnissen  $(FBE/FBH)_{EGS4}$  und  $(CBE/CBH)_{EGS4}$  konnten die hadronischen Kalibrationskonstanten berechnet werden. Die derzeit aktuellen Werte sind (in Klammern die alten H1SIM-Werte):

$$\text{CBH:} \quad C_{had}^{EGS4} = 7.583 \pm 0.032 \text{ (7.582)}$$

$$\text{FBH, OFH:} \quad C_{had}^{EGS4} = 6.704 \pm 0.023 \text{ (6.684)}$$

Das letzte Kapitel der Arbeit befaßte sich mit der Implementierung eines statischen, homogenen Magnetfeldes in die EGS4-Simulation. Damit sollte der Einfluß des H1-Magnetfeldes auf die sichtbare Energie und die Energieauflösung in einem FB2E-Stack untersucht werden. Die erste naive Anwendung von Magnetfeld-Routinen ergab eine um 3 % zu niedrige sichtbare Energie. Die Gründe dafür wurden untersucht: Dies ist nicht auf den Einfluß des Magnetfeldes zurückzuführen, sondern hängt mit der Begrenzung von Schrittlängen innerhalb der Simulation zusammen. Daher wurde zunächst der Einfluß von Schrittweitenbeschränkungen ausführlich diskutiert. Dabei stellten sich die Parameter  $\kappa$  und ESTEPE als wesentliche Größen zur Justierung der sichtbaren Energie heraus.  $\kappa$  begrenzt aus Gründen der Genauigkeit die Schrittweiten in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. ESTEPE kann vom Benutzer eingestellt werden und gibt den maximalen Energieverlust pro Schritt an. In den Routinen für das Magnetfeld sind die Variationsmöglichkeiten für den Parameter  $\kappa$  sehr begrenzt. Als vernünftiger Wert ergab sich:  $\kappa = 0.1$  rad. Mit dem Parameter ESTEPE war es schließlich möglich, den alleinigen Einfluß des Magnetfeldes auf die sichtbare Energie und Energieauflösung zu bestimmen. Dies wurde zuerst für eine FBE-Struktur untersucht. Als wesentliches Ergebnis der Simulationen kann festgehalten werden: Im Rahmen der Fehler zeigte sich für eine unendlich ausgedehnte FBE-Struktur kein Einfluß des Magnetfeldes auf die sichtbare Energie und die Energieauflösung. Es ergeben sich die folgenden Werte für einen Einschuß von 2 GeV-Elektronen unter einem Winkel von  $30^\circ$ :

$$B = 0 \text{ Tesla : } E_{vis}/E_0 = (7.813 \pm 0.011)\%$$

$$B = 1.2 \text{ Tesla: } E_{vis}/E_0 = (7.824 \pm 0.011)\%$$

Für die FB2E-Struktur konnte der Einfluß des Magnetfeldes aus Zeitgründen nur qualitativ bestimmt werden. Unter einem Winkel von  $26^\circ$  konnte dabei kein Einfluß auf die sichtbare Energie und Energieauflösung festgestellt werden.

# Anhang

Die zur Berücksichtigung statischer magnetischer Felder in EGS4 entwickelten Macros sind im folgenden aufgeführt:

```
REPLACE (*$BFIELD-OFF*) WITH
(*BFIELD = 0.;
  BFIELDX = 0.;
  BFIELDY = 0.;
  BFIELDZ = 0.*)
```

```
REPLACE (*$BFIELD-ON*) WITH
(*BFIELDX = 0.;
  BFIELDY = 0.;
  BFIELDZ = 1.2;
  BFIELD=SQRT(BFIELDX**2+BFIELDY**2+BFIELDZ**2);
  BFIELDX=BFIELDX/BFIELD;
  BFIELDY=BFIELDY/BFIELD;
  BFIELDZ=BFIELDZ/BFIELD*)
```

```
REPLACE (*;COMIN/USER/;*) WITH
(*;COMMON/USER/BFIELD,BFIELDX,BFIELDY,BFIELDZ,
  VDOTB,VCRBX,VCRBY,VCRBZ,
  ALPHMY,CALPHMY,SALPHMY,
  RCURV,UVWSP,KAPPA,
  NBESCHR(4);
  REAL BFIELD,BFIELDX,BFIELDY,BFIELDZ,
  VDOTB,VCRBX,VCRBY,VCRBZ,
  ALPHMY,CALPHMY,SALPHMY,
  RCURV,UVWSP,KAPPA;
  INTEGER NBESCHR;*)
```

```

REPLACE (*$SET-TUSTEP-EM-FIELD;*) WITH
(*;IF (BFIELD.GT.O.) <*
    RCURV=SNGL(DSQRT(E(NP)**2-DBLE(RMSQ)))/(BFIELD*2.997925);
    IF (RCURV.GT.O.) <*
        IF (USTEP.GT.(KAPPA*RCURV)) <*
            NBESCHR(MEDIUM)=NBESCHR(MEDIUM)+1;*>
        IF ((TUSTEP-USTEP).LT.1.E-06)
            <*TUSTEP=AMIN1(TUSTEP,KAPPA*RCURV);
            USTEP=TUSTEP*(1.-TUSTEP/TSCAT);*>
        ELSE <*USTEP=AMIN1(USTEP,KAPPA*RCURV);
            TUSTEP=TSCAT*(0.5-SQRT(0.25-USTEP/TSCAT));*>
    *>
**>*)

```

```

REPLACE (*$SET-ANGLES-EM-FIELD;*) WITH
(*;IF ((BFIELD.GT.O.).AND.(RCURV.GT.O.)) <*
    ALPHMY=FLOAT(IQ(NP))*USTEP/RCURV;
    CALPHMY=COS(ALPHMY);
    SALPHMY=SIN(ALPHMY);
    VDOTB=U(NP)*BFIELDX+V(NP)*BFIELDY+W(NP)*BFIELDZ;
    VCRBX=V(NP)*BFIELDZ-W(NP)*BFIELDY;
    VCRBY=W(NP)*BFIELDX-U(NP)*BFIELDZ;
    VCRBZ=U(NP)*BFIELDY-V(NP)*BFIELDX;
    U(NP)=VDOTB*BFIELDX+(U(NP)-VDOTB*BFIELDX)*CALPHMY+VCRBX*SALPHMY;
    V(NP)=VDOTB*BFIELDY+(V(NP)-VDOTB*BFIELDY)*CALPHMY+VCRBY*SALPHMY;
    W(NP)=VDOTB*BFIELDZ+(W(NP)-VDOTB*BFIELDZ)*CALPHMY+VCRBZ*SALPHMY;
    UVWSP=SQRT(U(NP)**2+V(NP)**2+W(NP)**2);
    U(NP)=U(NP)/UVWSP;
    V(NP)=V(NP)/UVWSP;
    W(NP)=W(NP)/UVWSP;
**>*)

```

# Literaturverzeichnis

- [AMAL81] Amaldi, U.:  
*Fluctuations In Calorimetry Measurements*  
Physica Scripta 23 (1981) 409.
- [BARB86] Barbiellini, G.:  
*Calorimetry In Particle Physics*  
CERN-EP/86-203 (1986).
- [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*  
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1987.
- [BRUN87] Brun, R.; Bruyant, F.; Maire, M.; McPherson, A.C.; Zanarini, R.:  
*GEANT3*  
DD/EE/84-1 (1987).
- [COOK83] Cook, A.J.:  
*Mortran3 User's Guide*  
SLAC Computation Research Group  
Technical Memorandum Number CGTM 209 (1983).
- [DESY87-098] H1 Collaboration:  
*Results From A Test Of A Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter*  
DESY 87-098 (1987).
- [DRESS2] Drescher, A.:  
*Untersuchungen an den Schauerzählern des ARGUS-Detektors*  
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1982.
- [EBER89] Eberle, M.; Seidel, M.; Fedder, E.; Fretwurst, G.; Lindström, G.; Riech, V.:  
*Electromagnetic MC-Simulations with EGS4 and GEANT*  
H1-05/89-113 (1989).

- [ELLE91] Ellers, Michaela:  
priv. Mitteilung, (1991).
- [FABJ85] Fabjan, C.W.:  
*Calorimetry in high-energy physics*  
CERN-EP/85-54 (1985).
- [FELT87] Feltesse, J.:  
*Measurement of inclusive differential cross sections*  
Proc. of the HERA Workshop, p. 33  
Editor: R.D. Pecci, DESY (1987).
- [FOOS86] Foos, C.:  
*Monte Carlo Studies For The H1 Detector*  
Internal Report, DESY-F 14-86-01 (1986).
- [FORD78] Ford, R.L.; Nelson, W.R.:  
*The EGS Code System: Computer Program for the Monte-Carlo-Simulation of Electromagnetic Cascade Showers, version 3*  
SLAC-Report-210, UC-32 (1978).
- [GAYL91/92] Gayler, J.:  
priv. Mitteilung, (1991/1992).
- [GUZI91] Guzik, D.:  
*Monte-Carlo-Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters*  
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991).
- [H1-05/88-85] H1 Collaboration:  
*H1 - A detector for HERA*  
H1-05/88-85.
- [HEIS27] Heisenberg, W.:  
Z. Physik 43 (1927) 172.
- [HEIS53] Heisenberg, W.:  
*Kosmische Strahlung*  
Springer Verlag, Berlin (1953).
- [HOFM76] Hofmann, W.; Klein, U.; Schulz, M.; Spengler, J.; Wegener, D.:  
*Production And Transport Of Conduction Electrons In A Liquid Argon Ionization Chamber*  
Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 151.
- [KUBA88] Kubantsev, M.; Rusinov, V.:  
*Survey Of The Experimental Set-Up After The July'88 Running*  
H1-Memorandum, Genf, Juli 27, (1988).
- [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).

- [LONG75] Longo, E.; Sestili, I.:  
*Monte Carlo calculations of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass*  
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283.
- [MIYA74] Miyajima, M.; Takahashi, T.; Konno, S.; Hamada, T.; Kubota, S.; Shimamura, 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, (1985).
- [OBRO92] Obrock, U.:  
priv. Mitteilung, (1992).
- [ROGE84] Rogers, D.W.O.:  
*Low Energy Electron Transport With EGS*  
Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 535.
- [ROSS64] Rossi, B.:  
*High Energy Particles*  
Prentice Hall, New York (1964).
- [RPP90] Particle Data Group:  
*Review of Particle Properties*  
Physics Letters B 239 (1990).
- [RUTH11] Rutherford, E.:  
Phil. Mag. 21 (1911) 669.
- [SAXO91] Saxon, D.H.:  
*The HERA Physics Programme*  
DESY 91-101 (1991).
- [SCHR54] Schrödinger, E.:  
*Nature and the Greeks*  
Cambridge University Press (1954).
- [SEGR53] Ségre, E.:  
*Experimental Nuclear Physics, Volume I*  
John Wiley & Sons, Inc., New York (1953)  
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.

- [TPR87] H1 Collaboration:  
Technical Progress Report, (1987).
- [WEGE89] Wegener, D.:  
*Hadronkalorimeter - Entwicklung und Anwendungen*  
Phys. Bl. 45 (1989) Nr. 9 358.
- [WOLF86] Wolf, G.:  
*HERA. Physics, Machine and Experiments*  
DESY 86-089, (1986).
- [YANG51] Yang, C.N.:  
*Actual Path Length of Electrons in Foils*  
Phys. Rev. 84 (1951) 599.

# Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener bedanke ich mich für die interessante Aufgabenstellung und allen Unterstützungen bei meiner Diplomarbeit.

Ebenso bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski für das kritische Interesse an meiner Arbeit.

Ich danke allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV für die angenehme und kalorienreiche Atmosphäre. Insbesondere für die gezeigte Solidarität beim gemeinsamen Mittagessen ein herzliches Dankeschön.

Mein ganz besonderer Dank gilt Uwe Lenhardt. Er war zu jeder Zeit ein wertvoller Diskussionspartner, nicht nur bei physikalischen Fragen.

Matthias Korn und Peter Hartz danke ich für Ihre aufopferungsvolle Hilfe besonders in den letzten Stunden der Erstellung meiner Diplomarbeit.

Gudrun sei Dank für das aufmerksame Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei Ralf, Andreas und allen anderen guten Freunden bedanke ich mich für die notwendigen Ablenkungen bei gemeinsamen Unternehmungen.

Hanni danke ich für Ihre ständige Anteilnahme und Unterstützung. Ursula und Jürgen für Alles.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie der Bundesrepublik Deutschland unter der Kontraktnummer 055DO59I gefördert.