

D

**Untersuchungen an  
Silizium-instrumentierten Test-Kalorimetern  
für elektromagnetische und  
hadronische Schauer**

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Ingo Fedder**  
aus Hamburg

Hamburg 1991

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Andersson-Lindström  
Prof. Dr. H.-H. Duhm

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. G. Andersson-Lindström  
Prof. Dr. K. Wick

Datum der Disputation:

9. Juli 1991

Sprecher des Fachbereichs Physik und

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

# Abstract

This thesis is a work on sampling calorimeters with silicon detectors as readout devices. Main emphasis lies on the adaptation of the Monte-Carlo codes EGS4 and GEANT3.13 to such calorimeters, to get realistic simulations of electromagnetic and hadronic showers. Comparisons of various experimental data with Monte-Carlo results show, that excellent agreement can be achieved, if the available parameters steering the simulation are chosen in an optimal way. On the other hand it turns out, that it is necessary to modify the GEANT-code. This leads to the version GEANT3.13*mod*, which gives reliable results for calorimeter applications. On this basis it is possible to present a silicon instrumented calorimeter which fulfills the compensation condition ( $e/h = 1$ ).

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit ist eine Studie über *Sampling*-Kalorimeter, die mit Siliziumdetektoren als Auslesemedium instrumentiert sind. Der Schwerpunkt besteht in der schrittweisen Adaption der Monte-Carlo-Programme EGS4 und GEANT3.13 für derartige Kalorimeter, um realistische Simulationen elektromagnetischer und hadronischer Schauer durchführen zu können. Die geringe Dicke der Siliziumdetektoren erfordert dabei eine besondere Beachtung. Der Vergleich diverser experimenteller Daten mit Monte-Carlo-Ergebnissen zeigt einerseits, daß eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Messung und EGS4-Rechnung erreicht werden kann, wenn die zur Verfügung stehenden Simulationsparameter optimal gewählt werden. Andererseits stellt sich heraus, daß sich eine ähnlich gute Übereinstimmung mit dem GEANT-Code nicht erreichen läßt. Daher werden einige Modifikationen durchgeführt, die zur Programmversion GEANT3.13*mod* führen, welche zuverlässige Resultate für Kalorimeteranwendungen liefert. Darauf basierend kann ein mit Siliziumdetektoren instrumentiertes *Sampling*-Kalorimeter vorgestellt werden, das die Kompensationsbedingung ( $e/h = 1$ ) erfüllt.

# Inhaltsverzeichnis

**Abstract**

**Kurzfassung**

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Ziele zukünftiger Collider-Experimente . . . . .	1
1.2	Experimentelle Anforderungen . . . . .	2
1.3	Kalorimeter . . . . .	3
1.4	Computer-Simulation . . . . .	3
1.5	Motivation . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>5</b>
2.1	Ionisation . . . . .	5
2.2	Elektromagnetische Schauer . . . . .	11
2.2.1	Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit Materie . . . . .	11
2.2.2	Molière-Theorie der Vielfachstreuung . . . . .	15
2.2.3	Parametrisierung . . . . .	18
2.3	Hadronische Schauer . . . . .	21
2.3.1	Schauerentwicklung . . . . .	21
2.3.2	Parametrisierung . . . . .	27
2.4	Sampling-Kalorimeter . . . . .	29
2.4.1	Messung der Energie und das $e/h$ -Verhältnis . . . . .	29
2.4.2	Beiträge zur Energieauflösung eines elektromagnetischen Ka- lorimeters . . . . .	34
2.4.3	Beiträge zur Energieauflösung eines hadronischen Kalorimeters	38
<b>3</b>	<b>Monte-Carlo-Rechnungen und Experimente</b>	<b>39</b>
3.1	Einführung . . . . .	39
3.2	Elektromagnetische Simulationen mit EGS . . . . .	42
3.2.1	Simulationsparameter . . . . .	42
3.2.2	Energiedeposition in einem einzelnen Siliziumdetektor . . . . .	45
3.2.3	Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter . . . . .	47

3.2.4	W/Si- und U/Si-Kalorimeter . . . . .	59
3.2.5	Laterale und longitudinale Schauerentwicklung im W/Si-Kalorimeter . . . . .	67
3.3	Elektromagnetische Simulationen mit GEANT . . . . .	75
3.3.1	Simulationsparameter . . . . .	75
3.3.2	Kontinuierlicher Energieverlust und Vielfachstreuung . . . . .	77
3.3.3	Energiedeposition in einem einzelnen Siliziumdetektor . . . . .	78
3.3.4	Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter . . . . .	81
3.3.5	W/Si-Kalorimeter . . . . .	89
3.4	Hadronische Simulationen mit GEANT . . . . .	92
3.4.1	Simulationsparameter . . . . .	92
3.4.2	Zusammenfassende Darstellung weiterer Modifikationen . . . . .	93
3.4.3	Effekt von Polyethylen auf die Energiedeposition von Neutronen in einem einzelnen Siliziumdetektor . . . . .	95
3.4.4	Neutronenfluß in einem Fe/Si-Kalorimeter . . . . .	98
3.4.5	Das "RÖSTI"-Experiment . . . . .	103
3.4.6	Longitudinale Schauerentwicklung in einem Fe/Si- und in einem U/Si-Kalorimeter . . . . .	108
3.4.7	Laterale Schauerentwicklung in einem U/Si-Kalorimeter . . . . .	113
3.4.8	Hadronisches U/Si-Kalorimeter . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Simulationen für kompensierende Si-Kalorimeter</b>	<b>126</b>
4.1	Festlegung der Konstruktionsmerkmale . . . . .	126
4.2	Ergebnisse der Simulation . . . . .	129
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>136</b>
<b>Anhang</b>		<b>138</b>
A.1	Materialkonstanten . . . . .	138
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>139</b>
<b>Danksagung</b>		



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Ziele zukünftiger Collider-Experimente

Die Beschleuniger der nächsten Generation, z.B. LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN in der Schweiz, SSC (*Superconducting Super Collider*) in den USA oder UNK (Beschleuniger- und Speicherringkomplex) in der UdSSR, werden es ermöglichen, nach neuen Teilchen zu suchen. Die Entdeckung bisher unbekannter Teilchen und die Feststellung der jeweiligen Eigenschaften, insbesondere der Massen, könnte das Standardmodell, die heute als am wahrscheinlichsten angenommene theoretische Grundlage über Elementarteilchen und Kräfte, unterstützen oder eventuell auf eine von mehreren möglichen Erweiterungen hinweisen. Zu den neuen Teilchen, nach denen gesucht wird, zählen beispielsweise das  $\tau$ -Lepton oder das Higgs-Teilchen.

### 1.2 Experimentelle Anforderungen

Bei der Wechselwirkung zwischen den beiden in einem *Collider* beschleunigten Teilchen entstehen eine Reihe von Reaktionsprodukten, von denen ein Teil unter Umständen im Strahlrohr verbleibt (z.B. der Protonjet bei der e-p-Streuung bei HERA [PEC]) und somit nicht nachgewiesen werden kann. Außerdem ist die Energie von Neutrinos ebenfalls nicht nachweisbar. Es kommt deshalb darauf an, Energie und Impuls der übrigen Reaktionsprodukte so genau wie möglich zu bestimmen, um das Reaktionsereignis verlässlich rekonstruieren zu können. Diese Forderung wird noch wichtiger, wenn neue Teilchen durch fehlende Energie nachgewiesen werden sollen. Daher wird von einem entsprechenden Detektor eine gute Energieauflösung sowie Energielinearität verlangt.

## 1.3 Kalorimeter

Kalorimeter sind geeignete Instrumente, mit denen die erforderliche Genauigkeit der Energiebestimmung erzielt werden kann [KLE]. Ein Kalorimeter ist im Prinzip ein Block von Materie, in dem das einlaufende Teilchen seine gesamte Energie deponiert und dabei ein meßbares Signal liefert, welches in festem Bezug zur Teilchenenergie steht. Durch die Wechselwirkung des primären Teilchens mit der Materie des Kalorimeters werden eine Fülle sekundärer Partikel geringerer Energie erzeugt, wodurch eine Kaskade ("Schauer") entsteht.

Kalorimeter haben erst in jüngster Zeit eine bedeutende Rolle in Experimenten der Hochenergiephysik bekommen. Traditionell wurde die Energie durch verschiedene Arten von "Tracking"-Detektoren in Verbindung mit einem äußeren Magnetfeld gemessen, wobei aus der Krümmung einer Trajektorie auf den Impuls  $p$  geschlossen wurde. Es existiert jedoch ein Beitrag zum relativen Fehler  $\sigma_p/p$ , der linear mit dem Impuls ansteigt, so daß dieser Beitrag schließlich sehr groß wird und den Gesamtfehler dominiert [KLE]. In der Kaskade eines Kalorimeters spielt demgegenüber die Anzahl  $N$  der nachgewiesenen Sekundärteilchen und ihre statistische Fluktuation, die der Poissonstatistik folgt, die wesentliche Rolle. Da  $N$  proportional zur Energie  $E_0$  des einlaufenden Teilchens ist, folgt der relative Fehler  $\sigma_\epsilon/\epsilon$  der nachgewiesenen Energie  $\epsilon$  dem Gesetz  $\sigma_\epsilon/\epsilon \propto \sqrt{N}/N \propto 1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{E_0}$ , so daß also die Energiemessung mit wachsender Energie relativ besser wird [ENG]. Darüberhinaus sind Tracking-Detektoren der hohen Luminosität moderner Collider nicht mehr gewachsen, da die Auslese bzw. Bestimmung einer Vielzahl von Trajektorien relativ langsam ist. Bei Kalorimetern dagegen steht das Signal schon nach typischerweise 100 ns zur Verfügung, allerdings unter Reduzierung des Informationsgehaltes eines Tracking-Detektors.

Ein Kalorimeter kann aus einem einzigen Material angefertigt sein, das dann sowohl das Teilchen absorbiert als auch das meßbare Signal liefert. Derartige Kalorimeter werden als "homogen" bezeichnet. Beispiele für homogene Kalorimeter sind solche aus NaJ, BGO oder Bleiglas. Jedoch werden Kalorimeter in der Hochenergiephysik meistens als "Sampling"-Kalorimeter<sup>1</sup> realisiert. Dieser Kalorimetertyp besteht aus abwechselnden Schichten von passivem Absorbermaterial, das der Erzeugung der Sekundärteilchen dient, und aktivem Detektormaterial, das hauptsächlich die Aufgabe hat, das meßbare Signal zu generieren. Beispiele für die häufigsten Absorbermaterialien dürften Eisen, Blei und angereichertes Uran ( $^{238}\text{U}$ ) sein, während typische Auslesematerialien flüssiges Argon (LAr), Plastik-Szintillatoren, gasgefüllte Ionisationskammern sowie neuerdings auch Silizium sind.

Wie in Kapitel 2 erläutert werden wird, besteht ein Problem von Kalorimetern jedoch darin, daß im allgemeinen das Signal  $\epsilon$ , hervorgerufen durch ein elektromagnetisches Primärteilchen mit bestimmter Energie, ungleich dem Signal  $h$  eines hadroni-

---

<sup>1</sup>"Sampling" heißt soviel wie "stichprobenartig".

schen Primärteilchens gleicher Energie ist. Dann ist das sogenannte  $e/h$ -Verhältnis ungleich Eins, und dadurch wird sowohl die Energieauflösung verschlechtert als auch die Energielinearität beeinträchtigt. Nur durch besondere Maßnahmen können ein gleiches Ansprechverhalten erzielt und damit die genannten Anforderungen erfüllt werden; solche Kalorimeter werden als "kompensierend" bezeichnet.

*Sampling*-Kalorimeter haben nun gegenüber homogenen Kalorimetern den Vorzug, daß sie im Hinblick auf die Kompensationsbedingung ( $e/h = 1$ ) durch Konstruktionsmerkmale optimiert werden können, wobei die Wahl von Absorbermaterial und Auslesemmedium sowie ihre jeweiligen Dicken von entscheidender Bedeutung ist.

## 1.4 Computer-Simulation

Sei ein bestimmtes *Sampling*-Kalorimeter gegeben, d.h. Absorber- und Auslesematerial sowie deren Dicken stehen fest, so kann man *a priori* nicht vorhersagen, ob dieses Kalorimeter kompensierend sein wird oder nicht. Es ist auch undurchführbar, die vielen möglichen Kalorimeterkonfigurationen in der Praxis zu testen, um experimentell festzustellen, ob Kompensation erreicht wird oder nicht. Man ist daher auf zuverlässige Computer-Simulationen angewiesen. Nur unter der Voraussetzung, daß der verwendete Programm-Code korrekt arbeitet, ist es sinnvoll, mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen nahezu beliebige Kalorimeterkonfigurationen zu simulieren. So kann festgestellt werden, wie sich die getestete Variante in der Realität verhalten würde, und das Simulationsprogramm kann als "Werkzeug" für die Entwicklung von Kalorimetern eingesetzt werden. Außerdem können auf diesem Wege auch Fragestellungen untersucht werden, die einer direkten experimentellen Messung nicht zugänglich sind.

Da die insbesondere in hadronischen Schauern ablaufenden Prozesse außerordentlich komplex sind, ist eine realitätsnahe Simulation sehr schwierig. Die verschiedenen Computer-Codes stützen sich daher auf mehr oder weniger gute Näherungen. Es ist daher eine wichtige Aufgabe, durch Vergleich mit gezielten Testexperimenten festzustellen, ob das eingesetzte Simulationsprogramm zuverlässig ist bzw. wie seine Zuverlässigkeit durch geeignete Modifikationen zu verbessern ist.

## 1.5 Motivation

Die vorliegende Arbeit wurde in der Gruppe "Nukleare Meßtechnik" des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg angefertigt, die für das *PLUG*-Kalorimeter des H1-Experiments bei HERA verantwortlich ist [FRE]. Das *PLUG*-Kalorimeter ist ein Cu/Si-Kalorimeter, das den Bereich extremer Vorwärtswinkel abdeckt, der durch das Hauptkalorimeter (Fe/LAr und Pb/LAr) wegen des Platzbedarfes des Kryostaten nicht mehr erfaßt werden kann.

Aufgrund des allgemeineren Interesses an der Einsetzbarkeit von Siliziumdetektoren als Auslesemedium zukünftiger *Sampling*-Kalorimeter in Kombination mit verschiedenen Absorbermaterialien wurde die vorliegende Arbeit angefertigt. Wie oben ausgeführt, ist die Verifikation der Monte-Carlo-Programme von erheblicher Bedeutung. Dafür sind einerseits eigene Testexperimente (hauptsächlich mit Kalorimetern für elektromagnetische Schauer) durchgeführt worden, und andererseits hat dafür die Beteiligung an der SICAPO-Kollaboration<sup>2</sup> gedient. Die SICAPO-Kollaboration untersucht verschiedene Testkalorimeter, nicht nur für elektromagnetische, sondern auch für hadronische Schauer, mit dem Ziel, ein vollständig instrumentiertes Silizium-Kalorimeter zu entwickeln, welches — falls möglich — die Kompensationsbedingung erfüllt und evtl. als Prototyp zukünftiger Kalorimeter dienen kann [BORa], [BORb], [BORc], [LIN].

Im Rahmen dieser Arbeit werden Monte-Carlo-Rechnungen sowohl zu den eigenen Messungen als auch zu den SICAPO-Experimenten ausgeführt und Vergleiche zwischen den experimentellen und simulierten Daten gemacht. Außerdem werden einige Vergleiche mit experimentellen Daten, die der Literatur entnommen worden sind, gezogen.

---

<sup>2</sup>*Silicon Calorimeter and Polarimeter*

# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

### 2.1 Ionisation

Alle hochenergetischen Teilchen, die entweder elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirken, verursachen beim Durchgang durch Materie die bereits in der Einleitung erwähnten Kaskaden, die aus vielen Sekundärteilchen bestehen. Die Vervielfältigung der Teilchenzahl erfolgt bei den elektromagnetisch wechselwirkenden Leptonen (damit sind insbesondere Elektronen, Positronen sowie Photonen gemeint) über die sich gegenseitig abwechselnden Prozesse von Paarbildung und Bremsstrahlung, während die Hadronen in komplexen Reaktionen mit Atomkernen und Nukleonen vielfältige Sekundärprodukte erzeugen. Die Energie wird hauptsächlich über Ionisation und Anregung von Atomen durch geladene Teilchen deponiert. Die Ionisation wird hier als Mechanismus der Energiedeposition behandelt, welcher für Leptonen und Hadronen gleichermaßen zutrifft, und daher wird dieser Abschnitt den Erläuterungen zu den elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauern vorangestellt.

Der Mittelwert des differentiellen Energieverlustes durch Ionisation wird im wesentlichen durch die Bethe-Bloch-Gleichung [BET] beschrieben. Unter Vernachlässigung des Terms für die Schalenkorrektur<sup>1</sup>, der für große Energien unerheblich ist, aber mit der Ergänzung um einen Korrekturterm, der die Änderung der Elektronendichte durch Polarisierungseffekte [STEA], die bei hohen Energien auftreten, berücksichtigt, gilt für schwere geladene Teilchen ( $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $p$ , ...) die Gl. 2.1. Für Elektronen und Positronen müssen die Wirkungsquerschnitte für Møller- bzw. Bhabha-Streuung (entnommen aus [ROH]) berücksichtigt werden, wodurch sich gegenüber Gl. 2.1 Modifikationen ergeben; für Elektronen und Positronen gelten daher die Gl. 2.2.

---

<sup>1</sup>Dieser Term beschreibt, daß die inneren Elektronen, insbesondere der K- und L-Schale, bei sehr geringer Energie des ionisierenden Partikels nicht relevant sind [BET].

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{bZ}{\beta^2 A} \times \left\{ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{(1-\beta^2)I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right\} \quad \text{für } \mu^\pm, \pi^\pm, p, \dots \quad (2.1)$$

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{bZ}{\beta^2 A} \times \left\{ \ln \left( \frac{m_e^2 c^4 \beta^2 (\gamma-1)}{2(1-\beta^2)I^2} \right) + f^\pm(\gamma) - \delta \right\} \quad \text{für } e^\pm \quad (2.2)$$

$$\text{mit } f^+(\gamma) = 2 \ln 2 - \frac{1}{12} \left( 1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cdot \left[ 23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right] \quad \text{für } e^+$$

$$f^-(\gamma) = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \quad \text{für } e^-$$

und mit folgender Bezeichnung der Variablen:

$$\frac{dE}{dt} : \text{Energieverlust } dE \text{ je Flächendichte } dt; [dE/dt] = (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2) / g$$

$$b = \frac{2\pi e^4 N_A}{m_e c^2} = 0.15355 (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2) / \text{mol}$$

$$e = 1.2 \cdot \sqrt{\text{MeV} \cdot \text{fm}} \quad \text{Elementarladung}$$

$$N_A = 6.0225 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \quad \text{Avogadrokonstante}$$

$$m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{Elektronenruhemasse}$$

$$c = 2.9979 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad \text{Lichtgeschwindigkeit}$$

$$\beta = v/c$$

$$v : \text{Geschwindigkeit des Teilchens}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$Z : \text{Kernladungszahl des Mediums}$$

$$A : \text{Atomgewicht des Mediums; } [A] = g/\text{mol}$$

$$I : \text{mittleres Ionisationspotential des Mediums;}$$

$$\text{kann näherungsweise berechnet werden als } I \approx 16 \cdot Z^{0.9} [\text{GEA}]$$

$$T_{max} = 2m_e c^2 \cdot \frac{E^2 - M^2 c^4}{m_e^2 c^4 + M^2 c^4 + 2m_e c^2 E}$$

maximal möglicher Energietransfer in einem einzelnen Stoßprozeß  
zwischen schwerem Teilchen und Elektron [ROS]

$$E : \text{totale Energie des schweren Teilchens; es ist } E = \gamma \cdot M$$

$$M : \text{Ruhemasse des schweren Teilchens}$$

$$\delta : \text{Sternheimer Dichtekorrekturterm; siehe Gl. 2.3}$$

Die Dichtekorrektur  $\delta$  ist abhängig von der Elektronendichte und von Eigenschaften der Elektronenhülle sowie von der Energie der einfallenden Partikel; sie ist für schwere wie für leichte Partikel gleich.  $\delta$  wird für drei Energieintervalle wie folgt angegeben [STEA]:

$$\delta(X) = \begin{cases} 0 & \text{für } X < X_0 \\ 2\ln(10) X + a(X_1 - X)^m + C & \text{für } X_0 \leq X < X_1 \\ 2\ln(10) X + C & \text{für } X_1 \leq X \end{cases} \quad (2.3)$$

mit  $X = \log_{10}(\beta\gamma)$

Die Parameter  $a$ ,  $C$  und  $m$  sowie  $X_0$  und  $X_1$  sind in [STEb] für jedes Element individuell angegeben.

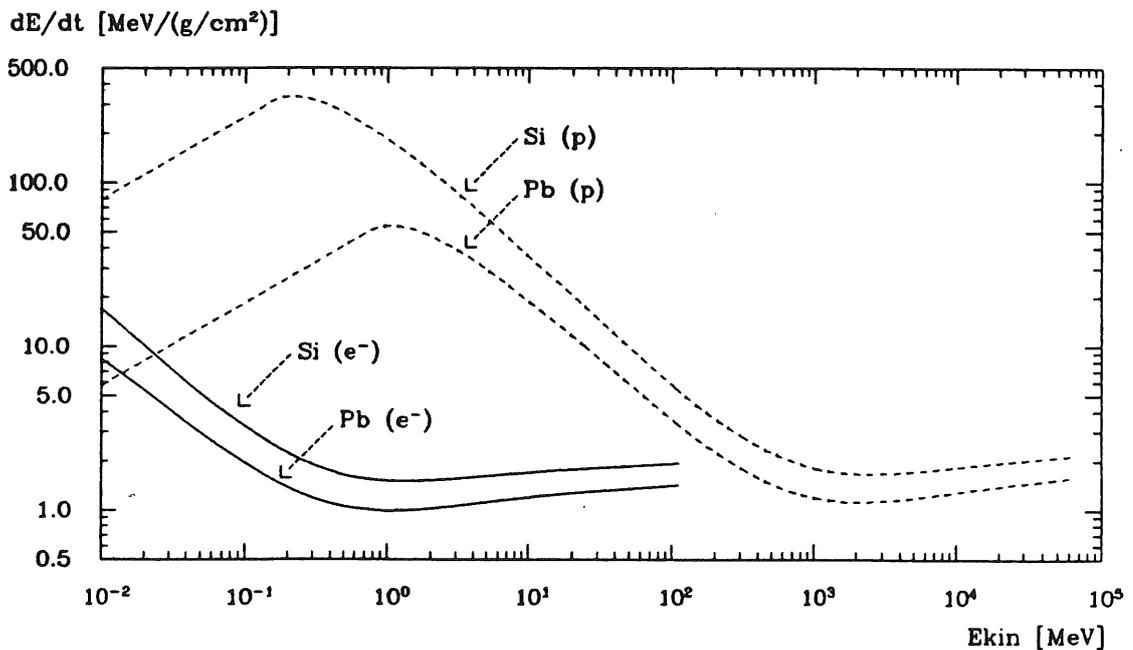


Abb. 2.1: Mittlerer Energieverlust von Protonen (gestrichelte Linien) und Elektronen (durchgezogene Linien) nach Gl. 2.1 bzw. nach Gl. 2.2 als Funktion der kinetischen Energie in Silizium und Blei

Der mittlere Energieverlust für Protonen weist ein Maximum bei niedrigen Energien ( $\approx 200 \text{ keV}$  bei Si und  $\approx 1 \text{ MeV}$  bei Pb) auf. Zu noch kleineren Energien hin fällt der Energieverlust ab, da es zu Umladungsprozessen kommt. Dabei fängt das langsame Proton für eine gewisse Zeitspanne ein Elektron ein, ist damit elektrisch neutral und verliert es evtl. wieder [BET]. Dieser Vorgang kann sich mehrfach wiederholen und hat zur Folge, daß die elektrische Ladung im zeitlichen Mittel kleiner

als eine Elementarladung ist. Hinzu kommt, und das trifft auch für Elektronen als ionisierende Partikel zu, daß bei äußerst geringen Energien die Schalenstruktur der Hüllenelektronen genauer berücksichtigt werden muß; die pauschale Zusammenfassung im mittleren Ionisationspotential  $I$  ist dann nicht mehr zulässig. Aus diesen Gründen sind die Gl. 2.1 und 2.2 bei extrem kleinen Energien nicht mehr gültig; bei  $\beta = 0$  würden sie divergieren. Zur Vermeidung der Divergenz kann für kinetische Energien kleiner als eine Grenzenergie  $E'$  statt der Bethe-Bloch-Gleichung der Ansatz  $dE/dt = k \cdot \sqrt{E_{kin}}$  gemacht werden [FERM]. Die Energie  $E'$  und die Proportionalitätskonstante  $k$  ergeben sich aus der Forderung, daß die Wurzelfunktion und die Bethe-Bloch-Gleichung stetig differenzierbar aneinander anschließen sollen<sup>2</sup>.

Nach dem Maximum fällt der mittlere Energieverlust entsprechend der  $1/\beta^2$ -Abhängigkeit wie  $1/E$  und erreicht ein breites Minimum bei einer kinetischen Energie, die etwa zwei Ruhemassen entspricht. Mit weiter zunehmender Energie steigt der Energieverlust langsam wieder an. Die Polarisation des Mediums durch die hochenergetischen, geladenen Teilchen begrenzt diesen Anstieg auf einen asymptotischen Wert, der bei Festkörpern etwa über dem Doppelten des Minimums liegt.

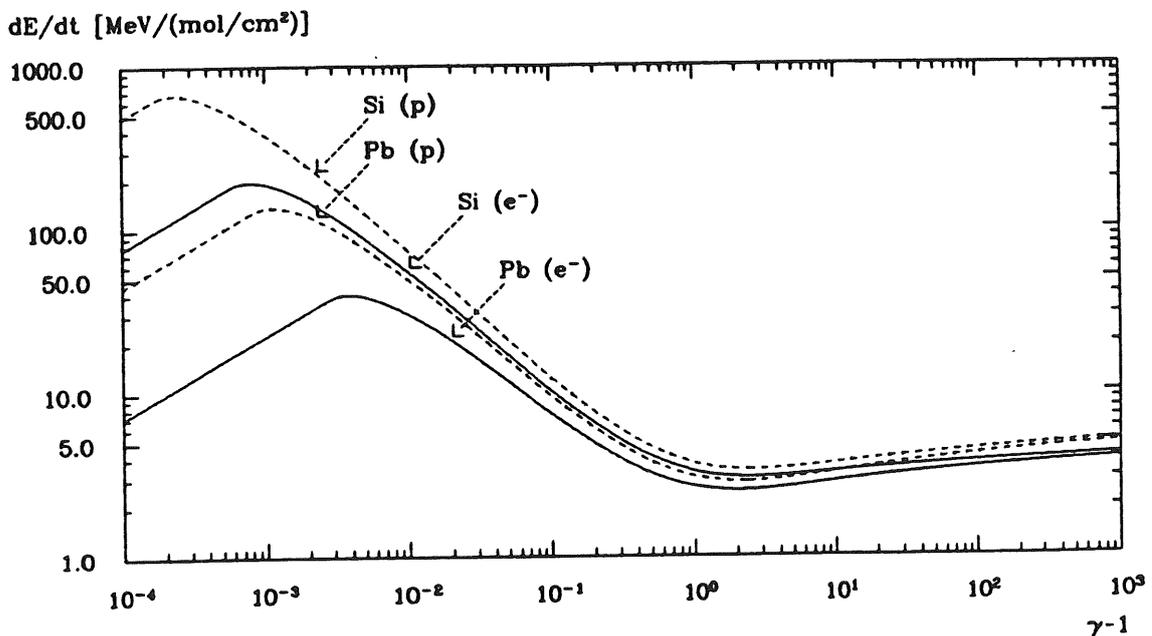


Abb. 2.2: Mittlerer Energieverlust von Protonen (gestrichelte Linien) und Elektronen (durchgezogene Linien) als Funktion von  $\gamma - 1$  in Silizium und Blei

<sup>2</sup>Man erhält dann  $E' = (16 \text{ eV} \cdot Z^{0.9} \cdot M_p \cdot e^{2/3}) / (4m_e)$  und  $k = bZ/A \cdot 2/3 \cdot M_p / (E')^{3/2}$  für Protonen. Das ergibt  $E' = 150 \text{ keV}$  für Protonen in Silizium sowie  $E' = 750 \text{ keV}$  für Protonen in Blei. Für andere Teilchen der Masse  $M$  kann man entsprechend dem Massenverhältnis  $M/M_p$  umrechnen.

Wenn der Energieverlust multipliziert mit  $A/Z$  (also in Einheiten  $MeV/(mol/cm^2)$ ) gegenüber  $E_{kin}/(mc^2) = \gamma - 1$  (wobei  $m$  die Ruhemasse des Protons bzw. Elektrons ist) aufgetragen wird, dann entfallen bei hohen Energien näherungsweise die Abhängigkeiten von Materialeigenschaften und vom Teilchentyp. Dies ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Der Energieverlust durch Ionisation ist nicht gaußförmig um den nach Gl. 2.1 und 2.2 berechneten Mittelwert verteilt. Die Schwankungen werden nämlich dominiert durch eine kleine Zahl von solchen Kollisionen, bei denen eine relativ hohe Energie auf das Hüllenelektron transferiert wird. Solche Elektronen werden als  $\delta$ -Elektronen bezeichnet. Daher folgt das Spektrum der in einem Einzelstoß übertragenen Energie der Landauverteilung [LAN], [KÖL] mit einem langen Ausläufer zu hohen Energien. Charakteristisch für die Landauverteilung ist der wahrscheinlichste Energieverlust durch Ionisation  $\Delta E_{mop}$ , der zusätzlich von der Dicke  $t$  (angegeben als Flächendichte in Einheiten  $g/cm^2$ ) der durchquerten Schicht abhängt. Der Unterschied zwischen Landauverteilung und Gaußverteilung wird mit zunehmender Schichtdicke  $t$  kleiner, da die wenigen Kollisionen mit großem Energietransfer durch viele Kollisionen mit kleinem Energietransfer ausgeglichen werden.

$$\Delta E_{mop} = \frac{bZ}{\beta^2 A} t \times \left\{ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) I^2} \frac{bZ}{\beta^2 A} t \right) - \beta^2 - \delta + 0.37 - g \right\} \quad (2.4)$$

$$\text{mit } g = 0$$

$$\text{für } \mu^\pm, \pi^\pm, p, \dots$$

$$g = -2.8 \cdot \frac{bZ}{\beta^2 A} \cdot t \cdot \frac{1}{(\gamma - 1)m_e c^2} \cdot \beta^2 \left( 2 - \frac{1}{(\gamma + 1)} \right) \quad \text{für } e^+$$

$$g = -2.8 \cdot \frac{bZ}{\beta^2 A} \cdot t \cdot \frac{1}{(\gamma - 1)m_e c^2} \cdot \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \quad \text{für } e^-$$

(Bezeichnungen der Variablen siehe bei Gl. 2.1, 2.2.)

Beim Durchdringen dünner Schichten muß unterschieden werden zwischen *Energieverlust* und *Energiedeposition*. Weil hochenergetische  $\delta$ -Elektronen zwar einen *Energieverlust* für das Primärteilchen bedeuten, diese aber eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit dafür haben, die dünne Schicht zu verlassen und damit nicht ihre gesamte Energie zu deponieren, ist die *Energiedeposition* kleiner als der *Energieverlust*. Der Unterschied ist umso größer, je dünner die Schicht ist. Um dennoch die *Energiedeposition* berechnen zu können, gibt es den Gl. 2.1 und 2.2 entsprechende Formeln für den "*Restricted Energy Loss*", bei deren Herleitung der erlaubte Energietransfer nach oben beschränkt wird [ROS].

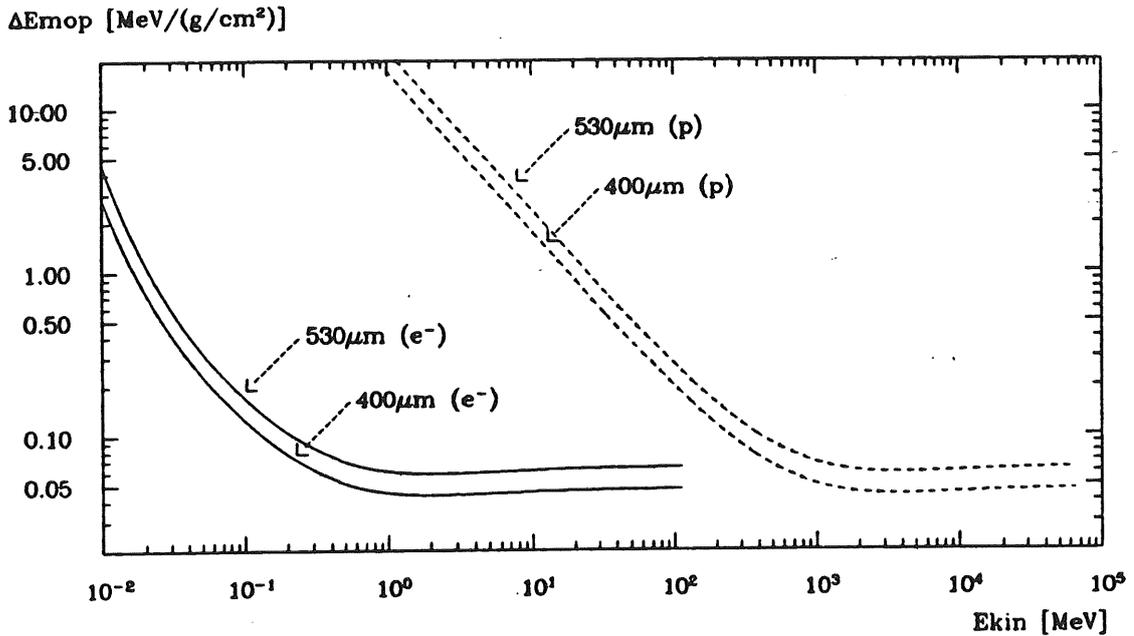


Abb. 2.3: Wahrscheinlichster Energieverlust von Protonen (gestrichelte Linien) und Elektronen (durchgezogene Linien) nach Gl. 2.4 als Funktion der kinetischen Energie beim Durchgang durch 400  $\mu\text{m}$  und 530  $\mu\text{m}$  Silizium (Diese Dicken werden in Kapitel 3 von Bedeutung sein.)

Sei  $E$  die kinetische Energie des primären Teilchens,  $T$  die in einem Einzelstoß auf das Hüllenelektron transferierte kinetische Energie und  $d\sigma/dT(E, T)$  der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Energietransfer  $T$ . Dann ist  $d\sigma/dT \cdot dT$  die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Stoß eine Energie im Intervall  $[T, T + dT]$  übertragen wird. Die Gl. 2.1 bzw. 2.2 können folglich als

$$-\frac{dE}{dt} = \int_0^{T_{max}} T \cdot \frac{d\sigma}{dT}(E, T) dT \quad (2.5)$$

formuliert werden; die Unterscheidung zwischen schweren geladenen Teilchen, Elektronen und Positronen ist im Wirkungsquerschnitt enthalten.  $T_{max}$  ist dabei die maximal transferierbare Energie<sup>3</sup>. Für die Berechnung des *Restricted Energy Loss* erstreckt sich die Integration nur bis zu einer Obergrenze  $T_0$ , die so gewählt wird, daß die Reichweite eines Sekundärteilchens mit kinetischer Energie  $T_0$  kleiner als die Schichtdicke ist.

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{restr} = \int_0^{T_0} T \cdot \frac{d\sigma}{dT}(E, T) dT \quad (2.6)$$

Der *Restricted Energy Loss* entspricht dann der in der Schicht deponierten Energie.

<sup>3</sup>Für schwere Teilchen ist  $T_{max}$  bei Gl. 2.1 angegeben; für Positronen ist  $T_{max} = E$ , aber für Elektronen ist  $T_{max} = 1/2 \cdot E$ , wegen der quantenmechanischen Identität der beiden an der Kollision beteiligten Teilchen.

## 2.2 Elektromagnetische Schauer

### 2.2.1 Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit Materie

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen die verschiedenen Komponenten des Energieverlustes von Elektronen/Positronen bzw. die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse von Photonen am Beispiel von Blei. Für Elektronen/Positronen ist der Bereich hoher Energien dominiert durch die Bremsstrahlung; bei Energien über 1 GeV spielen alle anderen Wechselwirkungsprozesse keine Rolle. Unter Bremsstrahlung versteht man die Emission eines Photons durch die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld eines Kerns oder – mit sehr viel geringerer Wahrscheinlichkeit – eines Hüllenelektrons. Bei kleinen Energien (d.h.  $\leq 10 \text{ MeV}$  für Blei) überwiegt der Energieverlust durch Ionisation; für Positronen tritt außerdem die Annihilation hinzu.

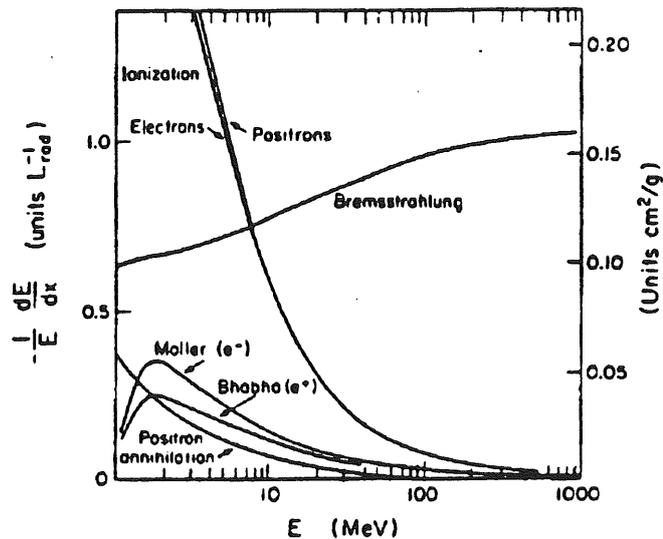


Abb. 2.4: Komponenten des Energieverlustes je Strahlungslänge (vgl. Abschnitt 2.2.3; in der Abbildung mit  $L_{rad}$  bezeichnet) als Funktion der Energie von Elektronen bzw. Positronen in Blei [PDB]  
(Der Energieverlust wird als *Ionization* betrachtet, wenn der Energietransfer kleiner ist als  $255 \text{ keV}$ ; bei größerem Energietransfer wird er der Møller- bzw. Bhabha-Streuung zugerechnet.)

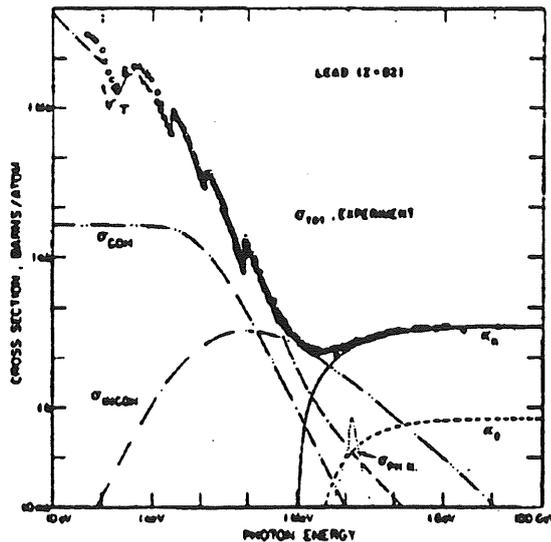


Abb. 2.5: Wirkungsquerschnitte von Photonen als Funktion ihrer Energie in Blei [PDB]

Ein weiterer Prozeß zwischen Elektronen/Positronen und dem durchquerten Material ist von Bedeutung, nämlich die elastische Streuung am Kern (Coulombstreuung). Der Energietransfer  $T$  ( $T \propto 1/A$ ; mit  $A$ : Atommassenzahl des Kerns) ist dabei unerheblich, aber wesentlich ist die Impuls- bzw. Richtungsänderung. Der Wirkungsquerschnitt für eine elementare Streuung um den Winkel  $\alpha$  in das Raumwinkelement  $d\Omega$  wird durch die Rutherford-Streuformel beschrieben [PER].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha) = \left( \frac{Ze^2}{2p\beta c} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\alpha/2)} \quad (2.7)$$

- mit  $Z$  : Kernladungszahl
- $e$  : Elementarladung
- $p$  : Impuls
- $\beta$  : Geschwindigkeit in Einheiten von  $c$
- $c$  : Lichtgeschwindigkeit
- $\alpha$  : Streuwinkel

Bei hohen Energien ist Gl. 2.7 eine gute Näherung, bei niedrigen Energien sind Korrekturen anzubringen für die Berücksichtigung von Spins, für die Abschirmung durch Hüllenelektronen sowie für die endliche Ausdehnung des Kerns.

Für Photonen ist im Bereich hoher Energien die Paarerzeugung wesentlich; hier spielen ebenfalls bei Energien über 1 GeV alle anderen Wechselwirkungsprozesse keine Rolle. Unter Paarerzeugung versteht man die Konversion eines Photons im Coulombfeld eines Kerns (er ist für die Impulserhaltung notwendig) in ein Elektron-Positron-Paar. Es handelt sich dabei um den umgekehrten Prozeß zur Bremsstrahlung. In einem mittleren Energiebereich (zwischen  $\approx 1 \text{ MeV}$  und  $\approx 10 \text{ MeV}$  bei Blei) überwiegt der Compton-Effekt. Das ist die Streuung des Photons an einem Elektron der Atomhülle. Bei Energien unter 1 MeV dominiert schließlich der fotoelektrische Effekt; dabei wird ein Elektron aus der Atomhülle durch Absorption eines Photons freigesetzt.

Die folgende Aufstellung faßt die Wechselwirkungsprozesse zusammen:

1.) $e^\pm$ - Kern	Bremsstrahlung	$(\sigma \propto Z^2)$
	Coulombstreuung	$(\sigma \propto Z^2)$
2.) $e^\pm$ - Hülle	Ionisation	$(\sigma \propto Z)$
	(mit kleinem Energietransfer)	
	Møller-Streuung	$(\sigma \propto Z)$
	Bhabha-Streuung	$(\sigma \propto Z)$
	Annihilation	$(\sigma \propto Z)$
3.) $\gamma$	Paarerzeugung	$(\sigma \propto Z^2)$
	Comptonstreuung	$(\sigma \propto Z)$
	Fotoeffekt	$(\sigma \propto Z^5)$

Die Bildung eines elektromagnetischen Schauers läuft also über die sich abwechselnden Prozesse von Bremsstrahlung und Paarerzeugung ab. Zunächst erzeugt ein Elektron oder Positron ein Photon, welches seinerseits ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Beide Sekundärteilchen generieren wieder neue Photonen, so daß es zu einer lawinenartigen Vermehrung der Teilchenzahl kommt<sup>4</sup>. Allerdings verteilt sich die Primärenergie auf immer mehr Partikel, so daß schließlich die Teilchenvervielfältigung zum Erliegen kommt. Niederenergetische Photonen mit  $E_\gamma \leq 1 \text{ MeV}$  haben nicht mehr die Fähigkeit zur Paarerzeugung und generieren durch Comptonstreuung und Fotoeffekt niederenergetische Elektronen, welche durch Ionisationsprozesse gestoppt werden.

Die Emission des Photons bei Bremsstrahlung erfolgt bei hohen Energien des Elektrons ( $E_{kin} \gg m_e c^2$ ) bevorzugt in Vorwärtsrichtung, nämlich unter einem mittlerem Winkel von  $\phi \approx m_e c^2 / E_{kin} = (\gamma - 1)^{-1}$ , und zwar unabhängig von der Energie  $E_\gamma$  des abgestrahlten Photons. Das Spektrum der Photonenenergie reicht von  $E_\gamma \approx 0$  bis  $E_\gamma \approx E_{kin}$  und ist näherungsweise rechteckig [MARM].

<sup>4</sup>Natürlich kann der Schauer auch mit einem Photon beginnen.

Ähnliches gilt für die Paarerzeugung: Der mittlere Winkel der Positron- bzw. Elektronemission ist bei hohen Photonenenergien ( $\mathcal{E} \equiv h\nu/(m_e c^2) \gg 1$ ) ebenfalls klein, und zwar  $\phi \approx \mathcal{E}^{-1}$ .

Die hochenergetischen Prozesse der Schauerentwicklung tragen folglich kaum zur lateralen Aufweitung des Schauers bei; dafür ist hauptsächlich die (vielfache) Coulombstreuung maßgeblich. Wie später in Kapitel 3 dargelegt werden wird, stellt die Vielfachstreuung einen wichtigen Aspekt für die Simulationsrechnungen dar, so daß dieser Punkt hier in einem gesondertem Abschnitt behandelt werden soll.

## 2.2.2 Molière-Theorie der Vielfachstreuung

Wie im vorausgegangenen Abschnitt ausgeführt, ist die elastische Streuung von Elektronen bzw. Positronen am Kern ausschlaggebend für die laterale Aufweitung des Schauers. Das Problem besteht darin, die Verteilung der resultierenden Streuwinkel  $\theta$  zu bestimmen, die geladene Teilchen beim Durchdringen einer Materieschicht infolge des Auftretens vieler Einzelstreuungsprozesse erhalten. In der Theorie von Molière wird dieses Problem behandelt [MOLa], [MOLb]. Wegen des verhältnismäßig häufigen Auftretens von kleinen Einzelablenkungen  $\chi$  kommen kleine Streuwinkel  $\theta$  durch eine große Zahl von Streuprozessen zustande; in der Notation von Molière ist  $\chi$  identisch mit dem Winkel  $\alpha$  aus der Rutherford-Streuformel Gl. 2.7. Für diesen Bereich kleiner Winkel  $\theta$  kann eine Gaußverteilung angegeben werden. Demgegenüber beruhen relativ große Streuwinkel  $\theta$  wesentlich auf dem Auftreten einer einzigen großen Einzelablenkung (neben vielen kleinen Ablenkungen, die praktisch ohne Einfluß sind) [MOLb]. Der Vorzug der Molière'schen Theorie besteht darin, daß eine Verteilung  $f(\theta)$  der resultierenden Streuwinkel  $\theta$  angegeben wird, die im gesamten Winkelbereich gültig ist.

Ausgangspunkt der Theorie ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(\chi)$  für den Winkel  $\chi$  nach einer Einzelstreuung.  $P(\chi)\chi d\chi$  ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einer Einzelstreuung in das Winkelintervall  $[\chi, \chi + d\chi]$  gestreut wird, und basiert auf Gl. 2.7. Da sich der Rutherford-Wirkungsquerschnitt auf ein einzelnes Streuzentrum bezieht, multipliziert man mit der Flächendichte der Atomkerne ( $N_A/A \cdot t$ ). Um das Raumwinkelelement für alle Azimut-Winkel zu erweitern, wird  $d\Omega = \sin\chi d\chi d\phi = 2\pi \sin\chi d\chi$  gesetzt. Mit der für kleine Winkel  $\chi$  gültigen Näherung  $\sin\chi \approx \chi$  bzw.  $\sin(\chi/2) \approx \chi/2$  folgt schließlich

$$P(\chi)\chi d\chi = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \cdot \frac{N_A}{A} t \cdot d\Omega = \frac{2\chi_c^2 q(\chi)}{\chi^4} \chi d\chi \quad (2.8)$$

$\chi_c$  ist die "charakteristische Winkelkonstante"; sie lautet für einfach geladene Teilchen:

$$\chi_c = \frac{Ze^2}{p\beta c} \cdot \sqrt{4\pi \cdot N_A/A \cdot t} \quad (2.9)$$

- mit  $Z$  : Kernladungszahl  
 $e$  : Elementarladung  
 $p$  : Impuls  
 $\beta$  : Geschwindigkeit in Einheiten von  $c$   
 $c$  : Lichtgeschwindigkeit  
 $N_A$  = Avogadrokonstante  
 $t$  : Schichtdicke;  $[t] = g/cm^2$   
 $A$  : Atommasse;  $[A] = g/mol$

Die Gewichtsfunktion  $q(\chi)$  beinhaltet Modifikationen des streuenden Potentials gegenüber dem ungestörten Coulombpotential des Kerns (Rutherford-Streuung). Durch eine entsprechende Wahl von  $q(\chi)$  ist also auch die Berücksichtigung von Spins (von z.B. Elektron/Positron und Kern) und Abschirmungseffekten möglich.

Das grundsätzliche Verfahren, das Molière entwickelt hat, besteht darin, zunächst einzelne Beiträge zur gesamten Winkelverteilung zu ermitteln, die von solchen Teilchen herrühren, die in der vorgegebenen Schicht gerade 0-mal, 1-mal, 2-mal, ... gestreut worden sind. Die gesamte Winkelverteilung ergibt sich dann aus der Summe aller dieser Beiträge. Innerhalb dieses Verfahrens werden u.a. auch solche Näherungen gemacht, deren Zulässigkeit auf einer Mindestanzahl von Streuprozessen beruht. Auf die genaue Herleitung, die mathematisch sehr komplex ist, wird hier nicht näher eingegangen. Aber das Resultat soll dennoch im folgenden angegeben werden; dazu ist die Erläuterung einiger Variablen notwendig.

Die mittlere Anzahl aller Einzelstreuungen ist

$$\Omega_0 = \int_0^\infty P(\chi)\chi d\chi \quad (2.10)$$

Bei der Integration ist zu bemerken, daß  $q(\chi)$  für  $\chi \rightarrow 0$  exponentiell gegen Null geht [MOLa], so daß das Integral bei  $\chi = 0$  nicht divergiert. Weiterhin wird die Größe  $B$  eingeführt, die über die transzendente Gleichung

$$\Omega_0 = \frac{\gamma^2 e^B}{e B} \quad (2.11)$$

mit  $\ln \gamma = 0.577216\dots$  (Eulersche Konstante)

definiert wird. Schließlich wird (aus mathematischen Gründen, also ohne direkte physikalische Bedeutung) der reduzierte Winkel  $\vartheta$

$$\vartheta = \frac{\theta}{\chi_c \sqrt{B}} \quad (2.12)$$

definiert. Damit läßt sich dann die gewünschte Streuwinkelverteilung als  $f(\vartheta)$  angeben:

$$f(\vartheta) \vartheta d\vartheta = \vartheta d\vartheta \times \left\{ f^{(0)}(\vartheta) + \frac{f^{(1)}(\vartheta)}{B} + \frac{f^{(2)}(\vartheta)}{B^2} + \dots \right\} \quad (2.13)$$

Nimmt man in der Reihenentwicklung nur  $f^{(0)}(\vartheta)$  mit, so ergibt dies die Gauß'sche Näherung, die für den Bereich kleiner Winkel  $\theta$  bzw.  $\vartheta$  gültig ist. Der zweite Summand ist eine Korrektur des ersten für den Bereich kleiner Winkel und der dritte

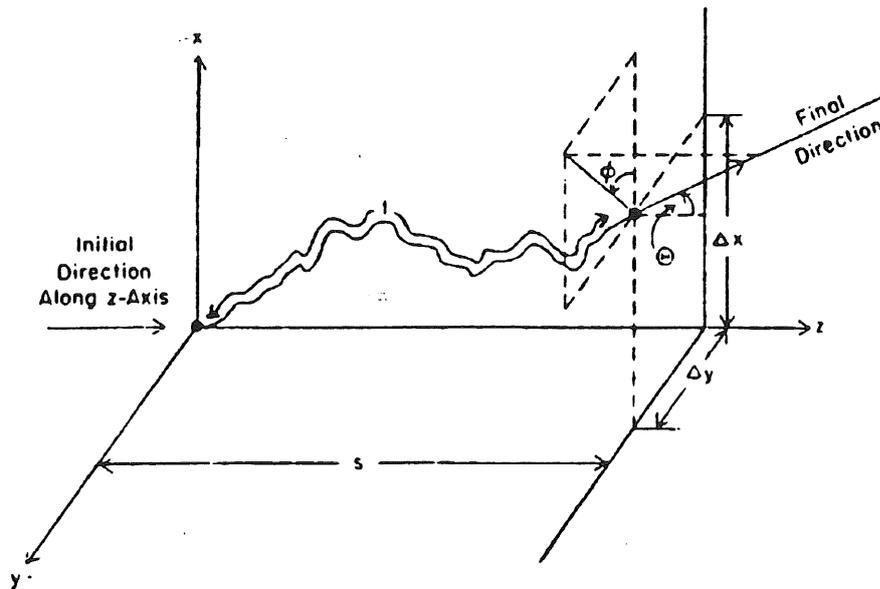


Abb. 2.6: Zur Erläuterung des zurückgelegten Weges bei Vielfachstreuung [EGS]

Summand repräsentiert den Beitrag einzelner Streuungen mit großer Ablenkung. Der Abbruch der Reihenentwicklung nach dem dritten Term führt zu einem relativen Fehler in der Größenordnung von 1 %.

Molière gibt für den Gültigkeitsbereich seiner Theorie an, daß  $\Omega_0 \geq 20$  bzw.  $B \geq 4.5$  erfüllt sein muß. Das ist diejenige Grenze, unterhalb derer nicht mehr *Vielfach*-Streuung<sup>5</sup>, sondern *Mehrfach*-Streuung<sup>6</sup> vorliegt.

Ein Aspekt, der bei Molière nicht berücksichtigt wird, ist die Tatsache, daß ein Teilchen, welches mit einem Impuls in Richtung der z-Achse bei den x- und y-Koordinaten (0;0) in die Schicht eindringt, beim Austritt aus der Schicht veränderte x-, y-Koordinaten hat (vgl. dazu Abb.2.6). Außerdem hat der zurückgelegte Weg die Länge  $t$ , die größer ist, als die Schichtdicke  $s$  (Bezeichnungen nach Abb.2.6). Sowohl der Lateralversatz als auch die Wegverlängerung sind in der Molière'schen Theorie nicht enthalten.

<sup>5</sup>mehr als 20 Streuprozesse

<sup>6</sup>weniger als 20 Streuprozesse

## 2.2.3 Parametrisierung

Für die Bildung des elektromagnetischen Schauers sind Bremsstrahlung und Paarerzeugung die entscheidenden Prozesse, da es durch diese beiden Wechselwirkungen zu der Vervielfachung der Teilchenzahl kommt<sup>7</sup>. Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung (für einfach geladene Teilchen der Ruhemasse  $M$ ) strebt für relativistische Energien  $E$  asymptotisch folgendem Grenzwert [JAC] zu<sup>8</sup>:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{brems}} = - \left[ \frac{16}{3} N \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \cdot \ln\left(\frac{233 M}{Z^{1/3} m_e}\right) \right] \cdot E \quad (2.14)$$

- mit  $\frac{dE}{dt}$  : Energieverlust  $dE$  je Flächendichte  $dt$ ;  $[dE/dt] = (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2) / g$   
 $N = \rho/A \cdot N_A$  (Dichte der Atomkerne)  
 $\rho$  : Volumendichte des Mediums  
 $A$  : Atomgewicht des Mediums;  $[A] = g/mol$   
 $N_A$  : Avogadro-Konstante  
 $Z$  : Kernladungszahl des Mediums  
 $e$  : Elementarladung  
 $\hbar = h/2\pi$   
 $h$  : Planck'sches Wirkungsquantum  
 $c$  : Lichtgeschwindigkeit  
 $M$  : Ruhemasse des abstrahlenden Teilchens  
 $m_e$  : Ruhemasse des Elektrons  
 $E$  : Totale Energie des abstrahlenden Teilchens

Betrachtet man für Elektronen den mittleren Energieverlust durch Bremsstrahlung, d.h. setzt in Gl. 2.14  $M = m_e$ , dann wird mittels der abgekürzten Schreibweise

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{brems}} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.15)$$

bzw.

$$E(t) = E_0 \cdot e^{-t/X_0} \quad (2.16)$$

die "Strahlungslänge"  $X_0$  definiert [PER]. Es ist diejenige Länge (angegeben in Einheiten  $g/cm^2$ ), bei der die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlungsverluste auf

<sup>7</sup>Im folgenden sei mit dem Begriff "Elektron" auch gleichermaßen das Positron gemeint; Ausnahmen werden gekennzeichnet.

<sup>8</sup>Bezüglich des numerischen Koeffizienten im Logarithmus gibt es Unsicherheiten; Heitler [HEI] gibt statt 233 den Wert 183 an.

$1/e$  der Primärenergie  $E_0$  abgefallen ist. Der Paarbildungsprozeß skaliert ebenfalls mit der Strahlungslänge; die Abschwächungslänge  $\mu$  hochenergetischer Photonen<sup>9</sup> beim Durchqueren von Materie beträgt  $\mu = 9/7 \times X_0$  [PER]. Somit ist  $X_0$  eine charakteristische Länge für die longitudinale elektromagnetische Schauerentwicklung.

Aus der Gl. 2.14 ist erkennbar, daß der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung von der Teilchenmasse im wesentlichen nur über  $M^{-2}$  abhängt. Daher ist Bremsstrahlung unwesentlich für Myonen; sie können praktisch keinen Schauer auslösen<sup>10</sup>.

Neben  $X_0$  ist die "kritische Energie"  $\epsilon_c$  eine wichtige Größe elektromagnetischer Schauer; sie ist wie folgt definiert [PER]:

$$\epsilon_c = -X_0 \cdot \left( \frac{dE}{dt} \right)_{ion}(\epsilon_c) \quad (2.17)$$

Der Energieverlust durch Ionisation von Elektronen der Energie  $\epsilon_c$  wird als näherungsweise konstant angenommen, und diese Konstante wird gleich der kritischen Energie dividiert durch die Strahlungslänge gesetzt. Daraus und mit Gl. 2.15 folgt im Rahmen der Näherung

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{brems}(\epsilon_c) = \left( \frac{dE}{dt} \right)_{ion}(\epsilon_c), \quad (2.18)$$

d.h. bei der Energie  $\epsilon_c$  der Elektronen ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung gleich dem Energieverlust durch Ionisation. Dadurch bekommt die kritische Energie folgende Interpretation: Solange die mittlere Energie der Schauerteilchen größer als  $\epsilon_c$  ist, verlieren die Elektronen ihre Energie hauptsächlich durch die Generierung von Photonen, und jedes Photon erzeugt mehr als ein geladenes Teilchen. Sinkt die mittlere Energie der Schauerteilchen unter  $\epsilon_c$ , so erfolgt der Energieverlust der Elektronen hauptsächlich durch Ionisation und die Anzahl der Sekundärteilchen nimmt exponentiell ab.

Die kritische Energie läßt sich näherungsweise berechnen. Aus den Proportionalitäten

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{brems} \propto Z^2 \cdot E \quad \text{und} \quad \left( \frac{dE}{dt} \right)_{ion} \propto Z$$

(der Energieverlust wird ja als energieunabhängig betrachtet) folgt

<sup>9</sup>Die Intensität  $I$  der Photonen in Abhängigkeit von der durchquerten Materialdicke  $t$  wird beschrieben mittels  $I = I_0 \cdot e^{-t/\mu}$  [PER].

<sup>10</sup>Die Masse eines Myons beträgt  $m_\mu = 207 \cdot m_e$ . Um die gleiche Energie durch Bremsstrahlung wie ein Elektron mit  $E_e = 1 \text{ GeV}$  zu verlieren, müßte ein Myon also etwa  $E_\mu = 207^2 \text{ GeV} = 43 \text{ TeV}$  haben (Abschätzung ohne Berücksichtigung des logarithmischen Terms).

$$\frac{(dE/dt)_{\text{brems}}}{(dE/dt)_{\text{ion}}} \propto Z \cdot E$$

und speziell für  $E = \epsilon_c$  wird dieser Quotient gleich Eins (vgl. Gl. 2.18). Folglich gilt  $\epsilon_c \propto Z^{-1}$ , und eine quantitative Abschätzung ergibt nach [AMA]

$$\epsilon_c \approx \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (2.19)$$

mit einem relativen Fehler kleiner = 10 % für  $13 \leq Z \leq 92$ .

Die longitudinale Schauerentwicklung ist in Einheiten von  $X_0$  näherungsweise materialunabhängig und läßt sich folgendermaßen parametrisieren [LON]:

$$\frac{dE}{dt}(t) = E_0 \cdot b^{a-1} \cdot \frac{t^a \cdot e^{-bt}}{\Gamma(a-1)} \quad (2.20)$$

mit  $E_0$  : Primärenergie

$t = x/X_0$ , Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge

$\Gamma$  : Gammafunktion

$a, b$  : empirische Parameter;  $a$  dimensionslos,  $b = 1/X_0$

Auch für die laterale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers, die ja wesentlich durch Vielfachstreuung bedingt ist, gibt es eine Abschätzung. Dazu wird der "Molière-Radius"  $R_M$  definiert<sup>11</sup> [AMA].

$$R_M = \sqrt{4\pi \frac{\hbar c}{e^2} \cdot \frac{m_e c^2}{\epsilon_c} \cdot X_0} = \frac{E_S}{\epsilon_c} \cdot X_0 \quad (2.21)$$

Für Primärenergien in der Größenordnung von 10 GeV gilt die Faustregel, daß innerhalb eines Radius von  $1 \cdot R_M$  90 % und innerhalb von  $2 \cdot R_M$  95 % der Primärenergie deponiert wird [AMA].

<sup>11</sup>Der Ausdruck  $E_S := \sqrt{4\pi \cdot \hbar c / e^2} \cdot m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$  ist eine Konstante aus der Vielfachstreuungstheorie.

## 2.3 Hadronische Schauer

### 2.3.1 Schauerentwicklung

Während bei elektromagnetischen Schauern nur zwei elementare und theoretisch gut verstandene Prozesse von Bedeutung sind und auch nur zwei Typen von Teilchen (nämlich Elektronen/Positronen und Photonen) vorkommen, gibt es bei hadronischen Schauern eine Fülle verschiedener Reaktionen sowie eine größere Anzahl von Teilchenarten, und für die meisten Reaktionen gibt es keine detaillierte theoretische Beschreibung.

Ein hadronischer Schauer beginnt mit einer inelastischen Streuung des einlaufenden Hadrons an einem einzelnen Nukleon (Proton oder Neutron) des Kerns. Dieser Prozeß kann als quasi-frei angesehen werden<sup>12</sup>. Obwohl es an einer theoretischen Beschreibung im Einzelnen fehlt, lassen sich doch die Merkmale einer solchen hadronischen Wechselwirkung aufgrund von experimentellen Beobachtungen zusammenfassen.

- Wie man den Abb.2.7 und Abb.2.8 entnehmen kann, verändert sich der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  für die Hadron-Proton-Streuung bei Energien  $> 5 \text{ GeV}$  nur sehr langsam. Bei kleineren Energien, insbesondere unter  $1 \text{ GeV}$ , kommt es zu ausgeprägten Resonanzerscheinungen [SEG]. Die inelastische Streuung ( $\sigma_{inel}$ ) überwiegt gegenüber der elastischen Streuung ( $\sigma_{inel} \approx 0.8 \cdot \sigma_{tot}$ ).
- Die mittlere Zahl von sekundären Hadronen, die bei der inelastischen Reaktion produziert werden (Multiplizität), ist nicht sehr hoch. Die Multiplizität geladener Hadronen beträgt etwa 3 bei  $s = 10 \text{ GeV}^2$  und steigt nur logarithmisch mit  $s$  (vgl. Abb.2.9). Dabei bedeutet  $s$  das Quadrat der im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie; es ist  $s = (E_1^{cms} + E_2^{cms})^2$ , wenn  $E_1^{cms}$  und  $E_2^{cms}$  die totalen Energien (im Schwerpunktsystem) der beiden beteiligten Teilchen sind<sup>13</sup>. Die Verteilung der Energie  $\sqrt{s}$  auf relativ wenige Teilchen bedeutet, daß  $\sqrt{s}$  im wesentlichen in kinetische Energie der Sekundärhadronen umgewandelt wird.
- Bei den sekundären Hadronen handelt es sich überwiegend um  $\pi$ -Mesonen ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ); in zweiter Linie werden Protonen und K-Mesonen erzeugt (vgl. Abb.2.9) [SEG].

---

<sup>12</sup>Die Bindungsenergien der Nukleonen im Kern betragen größenordnungsmäßig  $10 \text{ MeV}$  und sind damit sehr viel geringer als die Energie, die für das primäre Hadron hier angenommen werden kann ( $> 1 \text{ GeV}$ ).

<sup>13</sup>Wenn im Laborsystem eines der beiden Teilchen ruht (es sei  $p_2 = 0$  sowie  $E_2^{lab} = m_2 c^2$ ) und das andere die totale Energie  $E_1^{lab}$  aufweist, so gilt  $s = 2E_1^{lab} \cdot m_2 c^2 + (m_1^2 + m_2^2)c^4$ ;  $m_1$ ,  $m_2$  sind die jeweiligen Ruhmassen.

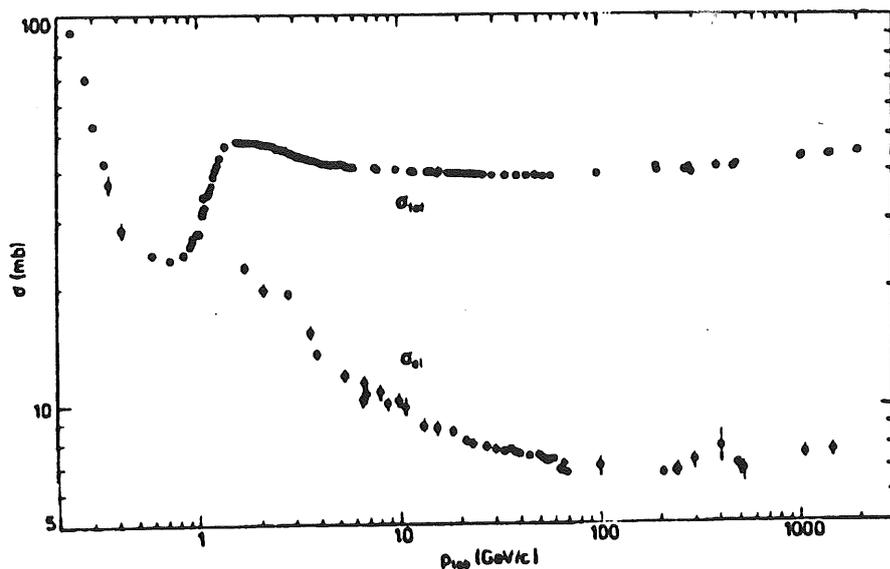


Abb. 2.7: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für die  $p$ - $p$ -Streuung als Funktion der Energie [PER]

- Die jeweiligen transversalen Impulse der Sekundärhadronen sind klein; der Mittelwert beträgt  $\approx 0.4 \text{ GeV}/c$  [SEG]. Dies gilt unabhängig vom Typ und der Energie des primären Hadrons. Das bedeutet zusammen mit dem vorangegangenen Punkt, daß die Impulse der hochenergetischen Sekundärhadronen im wesentlichen in Vorwärtsrichtung orientiert sind.

Die gerade beschriebene hadronische Wechselwirkung spielt sich innerhalb des Kerns ab. Die sekundären Hadronen können noch innerhalb des selben Kerns eine weitere Wechselwirkung auslösen; man spricht dann von einer "intranuklearen Kaskade" [BRÜ]. Jene Hadronen, die den Kern verlassen, können an anderen Kernen den beschriebenen Vorgang wiederholen ("internukleare Kaskade") [BRÜ].

Nach einer intranuklearen Kaskade verbleibt ein hochangeregter Kern, der Ausgangspunkt für niederenergetische Prozesse ist. Es kommt dann entweder zum Zerfall der Kerne durch die Verdampfung insbesondere von Neutronen (keine Coulomb-Barriere) sowie von Protonen und Kernfragmenten (z.B. Deuteronen und Alpha-Teilchen), verbunden mit der Emission von Photonen, oder es kommt zur Spaltung der Kerne in zwei kleinere Bruchstücke, die anschließend ihrerseits Neutronen, Protonen und Photonen emittieren.

Während die Zeitskala für die intranukleare Kaskade größenordnungsmäßig  $10^{-22} \text{ s}$  beträgt (das ist die Durchflugzeit eines Hadrons), ist der entsprechende Wert für die Evaporation etwa  $10^{-18} \text{ s}$ . Dabei weisen die evaporierten Partikel eine isotrope Impulsverteilung auf, die nicht mehr mit der Impulsrichtung des primären Hadrons korreliert ist [BRÜ].

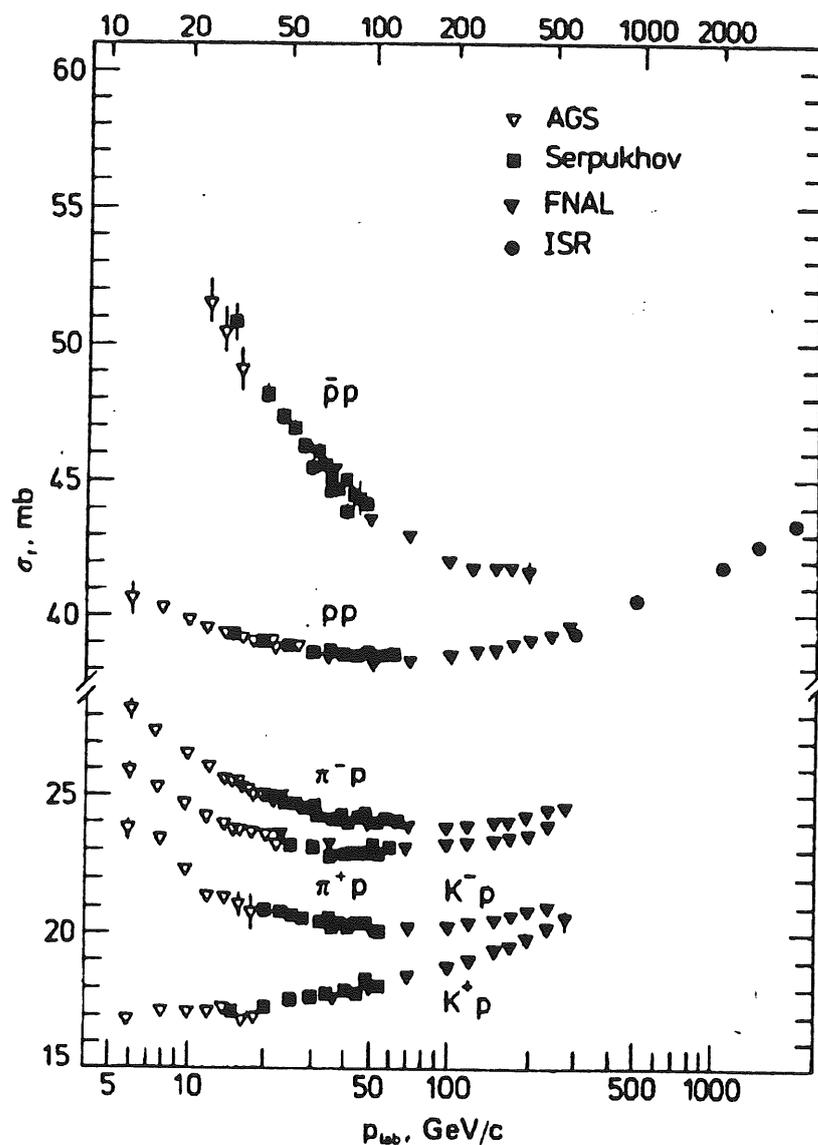


Abb. 2.8: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Streuung verschiedener Teilchen am Proton [PER]

Neben den beiden soeben beschriebenen Schritten gibt es zwei weitere Beiträge zum hadronischen Schauer. Zum einen ist der Zerfall von Hadronen zu nennen [WIGa], durch den Myonen und Neutrinos entstehen (z.B.  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  oder  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ ; Zerfallszeit  $\approx 10^{-8} s$ ) mit weiterem Zerfall der Myonen  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu}$  (Zerfallszeit  $\approx 10^{-6} s$ ). Zum anderen kann es zu verzögertem Neutroneneinfang kommen (siehe weiter unten).

Die Sekundärhadronen aus hochenergetischen Prozessen werden maßgeblich zu Beginn des Schauers generiert, und es handelt sich überwiegend um  $\pi$ -Mesonen. Die

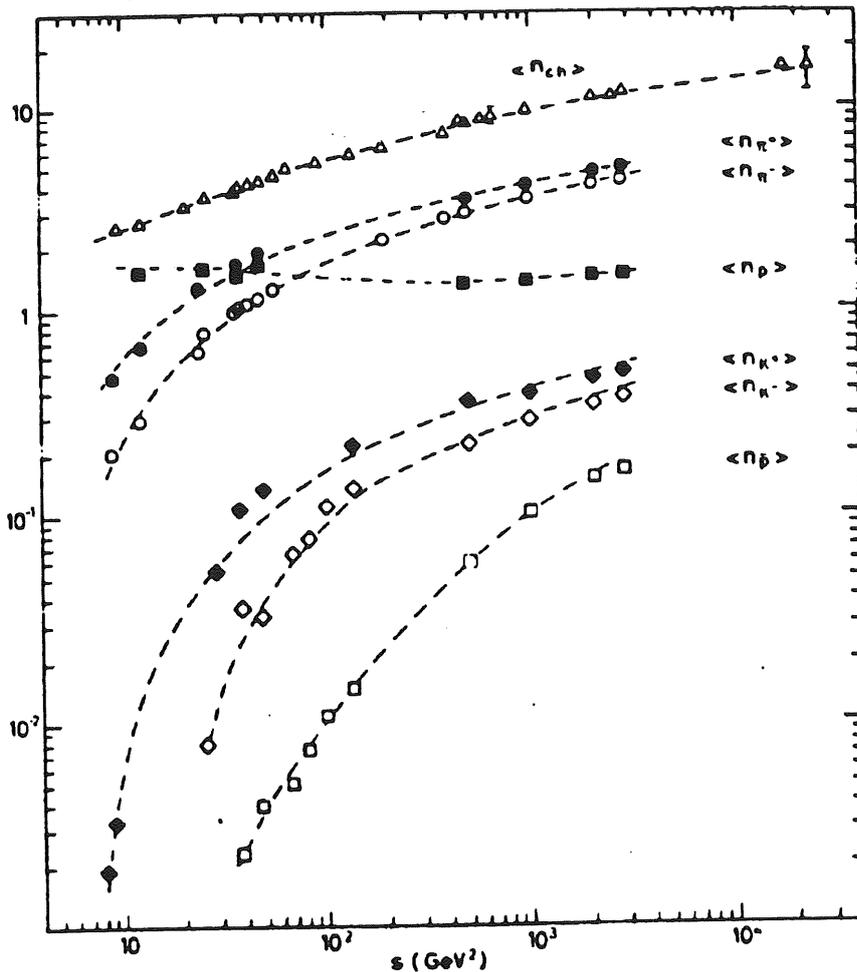


Abb. 2.9: Mittlere Multiplizität von geladenen Teilchen aus der  $p$ - $p$ -Streuung [SEG]

neutralen  $\pi$ -Mesonen zerfallen (Zerfallszeit  $\approx 10^{-16}$  s) in meistens zwei hochenergetische Gammaquanten [PER], die je einen elektromagnetischen Schauer auslösen<sup>14</sup>. Ein "hadronischer" Schauer hat also auch immer eine elektromagnetische Komponente; die nicht-elektromagnetische Komponente wird "intrinsisch" oder "rein-hadronisch" genannt. Der mittlere Anteil der Energie, der für die Erzeugung neutraler  $\pi$ -Mesonen aufgewendet wird, ist ungefähr  $f_{\pi^0} \approx 0.1 \cdot \ln(E[\text{GeV}])$ , für  $E > 10 \text{ GeV}$  [FAB]. Die Fluktuation um diesen Wert ist sehr groß und nicht normalverteilt. Das liegt daran, daß schon die erste Wechselwirkung allein wesentlich über das Gewicht der elektromagnetischen Komponente entscheiden kann [WIGa]. Handelt es sich z.B. um eine Ladungsaustauschreaktion ( $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ), so kann nahezu die gesamte Energie in elektromagnetischer Form erscheinen.

<sup>14</sup> Außer  $\pi^0$ 's lösen auch andere Mesonen, wie  $\eta$ 's und  $K$ 's, durch ihren Zerfall in  $\gamma$ 's elektromagnetische Schauer aus. Diese Mesonen werden jedoch so selten erzeugt, daß sie vernachlässigbare Bedeutung haben.

Der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang ist  $\propto 1/v$  (mit  $v$ : Geschwindigkeit des Neutrons) [MAY]; daher müssen Neutronen erst auf thermische Energie moderiert werden, bevor der Einfang wirkungsvoll werden kann. Die Moderation geschieht sowohl über  $(n, 2n)$ - und  $(n, 3n)$ - Reaktionen (bis  $E_{kin}^n \approx 1.5 \text{ MeV}$  möglich) [WIGa] als auch durch elastische Streuungen am Kern. Der maximale Energietransfer ist dabei etwa

$$T_{max} = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot E_{kin}^n = \begin{cases} 1.00 \cdot E_{kin}^n & \text{für H } (A = 1) \\ 0.13 \cdot E_{kin}^n & \text{für Si } (A = 28) \\ 0.10 \cdot E_{kin}^n & \text{für Ar } (A = 40) \end{cases} \quad (2.22)$$

wobei  $A$  die Atommassenzahl des moderierenden Mediums und  $E_{kin}^n$  die kinetische Energie des Neutrons ist. Je höher die Atommassenzahl ist, je länger dauert es, bis die Neutronen auf thermische Energien moderiert sind; die typische Zeitspanne reicht von  $10^{-9} \text{ s}$  bis  $10^{-6} \text{ s}$  [BRÜ]. Der Rückstoßkern liefert im allgemeinen (Ausnahme Wasserstoff im Detektormedium selbst) keinen Beitrag zum meßbaren Signal. Nach dem Neutroneneinfang kommt es zur Emission von Photonen mit einer Gesamtenergie von größenordnungsmäßig  $10 \text{ MeV}$ .

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, bei denen die gesamte Energie des einfallenden Partikels auf nachweisbare Sekundärteilchen übertragen wird, geht bei hadronischen Schauern ein deutlich merkbarer Anteil verloren. Dabei handelt es sich im wesentlichen um Energie, die zur Freisetzung von Hadronen aus dem Kern aufgewendet werden muß ("Bindungsenergieverluste"), sowie um Energie, die auf solche Teilchen übertragen wird, welche das Kalorimeter verlassen (das sind insbesondere Neutrinos, aber auch Myonen oder Neutronen). Für die Kalorimetrie bedeutet es, daß weniger Energie zum Nachweis im Detektormedium zur Verfügung steht. So ist es zu erklären, daß im allgemeinen ein primäres Hadron ein geringeres Signal erzeugt als ein Elektron gleicher Energie, und daß somit das  $e/h$ -Verhältnis größer als Eins ist.

Weiterhin ist von Bedeutung, daß die Bindungsenergieverluste von Schauer zu Schauer fluktuieren, so daß die Energieauflösung für hadronische Schauer wegen des zusätzlichen Beitrages prinzipiell schlechter ist als für elektromagnetische Schauer, bei denen es kein Äquivalent zu den Bindungsenergieverlusten gibt (siehe auch Abschnitte 2.4.2 und 2.4.3).

Die nachweisbare Energie in einem hadronischen Schauer stammt also aus folgenden Mechanismen:

- Elektromagnetische Schauerkomponente, hauptsächlich durch den Zerfall von  $\pi^0$ 's verursacht.
- Energieverlust von geladenen Hadronen (z.B.  $\pi^\pm$ ,  $p$ , ...) sowie Myonen ( $\mu^\pm$ ) durch Ionisation.

- Weitere elektromagnetische Energiedeposition von Photonen, die durch Abregung und Spaltung von Kernen erzeugt werden (im folgenden "nukleare Photonen" genannt).
- Abregung und Spaltung von Kernen erzeugen auch Neutronen, die via Neutroneneinfang oder über Rückstoßprotonen bei wasserstoffhaltigem Detektormaterial zum Signal beitragen (im folgenden "nukleare Neutronen" genannt).

### 2.3.2 Parametrisierung

Die Längenskala eines hadronischen Schauers stellt die "Wechselwirkungslänge"  $\lambda$  dar. Sie ist als mittlere freie Weglänge eines hochenergetischen Protons definiert und ist (in Einheiten  $g/cm^2$ ) näherungsweise proportional zu  $A^{0.3}$ , wobei  $A$  die Kernmassenzahl bedeutet<sup>15</sup> [PDB]. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$ , auf dem  $\lambda$  basiert, hat für die Wechselwirkungslänge eine ähnliche Bedeutung, wie bei elektromagnetischen Schauern der Bremsstrahlungsquerschnitt für die Strahlungslänge  $X_0$ .

Die Energiedeposition  $dE/d\tau$  als Funktion des Abstandes  $\tau$  vom Schauervertex kann materialunabhängig wie folgt parametrisiert werden [CAT]:

$$\frac{dE}{d\tau}(\tau) = E_0 \times \left\{ \alpha \cdot b^{a+1} \cdot \frac{\tau^a \cdot e^{-b\tau}}{\Gamma(a+1)} + (1 - \alpha) \cdot c \cdot e^{-c\tau} \right\} \quad (2.23)$$

mit  $E_0$  : Primärenergie

$\tau = x/\lambda$  Schauertiefe in Einheiten der Wechselwirkungslänge

$\alpha =$  elektromagnetischer Schaueranteil

$a, b, c$  : empirische Parameter;  $a$  dimensionslos,  $[b] = [c] = 1/\lambda$

Der erste Summand in der geschweiften Klammer gibt die elektromagnetische Komponente wieder (vgl. auch mit Gl. 2.20. Der Parameter  $b$  bzw.  $c$  der Gl. 2.20 ist identisch mit dem Parameter  $b$  bzw.  $c$  der Gl. 2.23; nur eine Umrechnung der Dimension von  $1/X_0$  nach  $1/\lambda$  ist notwendig.) Der elektromagnetische Anteil an der Energiedeposition  $dE/d\tau$  wird mit  $\alpha$  bezeichnet. Der zweite Summand gibt somit den hadronischen Anteil  $1 - \alpha$  wieder. Um das longitudinale Profil in Abhängigkeit von der Kalorimetertiefe  $t$  (in Einheiten der Wechselwirkungslänge) zu beschreiben, muß der Ausdruck der Gl. 2.23 noch mit  $e^{-\tau'}$  gefaltet werden;  $e^{-\tau'} d\tau'$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich der Schauervertex in der Kalorimetertiefe zwischen  $\tau'$  und  $\tau' + d\tau'$  befindet. Damit erhält man also [BAR]

$$\frac{dE}{dt}(t) = \int_0^t e^{-\tau'} \frac{dE}{d\tau'}(t - \tau') d\tau' . \quad (2.24)$$

Für die laterale Ausdehnung des hadronischen Schauers gibt es keine Parametrisierung. Es wird aber angenommen, daß es zwei Schauerkomponenten gibt, nämlich einen aus hochenergetischen, geladenen Partikeln bestehenden zentralen Teil, mit

<sup>15</sup>Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  ist näherungsweise proportional zum Quadrat des Kernradius  $R$ , für den ungefähr  $R \approx A^{1/3}$  gilt. Der makroskopische Wirkungsquerschnitt  $\Sigma_{tot}$  ergibt sich zu  $\Sigma_{tot} = \sigma_{tot} \cdot N_A/A$ , wobei  $N_A$  die Avogadrokonstante bedeutet; der Faktor  $N_A/A$  gibt die Anzahl Atomkerne je Gramm an. Die Wechselwirkungslänge  $\lambda$  ist der Kehrwert von  $\Sigma_{tot}$ , und es ist  $\lambda = \Sigma_{tot}^{-1} \propto A/\sigma_{tot} \propto A/R^2 \propto A^{1/3}$  mit  $[\lambda] = g/cm^2$ .

einer Ausdehnung von etwa  $0.1 \lambda$  bis  $0.5 \lambda$ , die mit der Schauertiefe anwächst, und einen umgebenden Teil aus niederenergetischen, geladenen Partikeln. Innerhalb eines Radius' von ca.  $1 \lambda$  wird 95 % der Primärenergie deponiert; dies gilt näherungsweise unabhängig von der Primärenergie [FAB]. Der Einfang langsamer, moderierter Neutronen wird mit diesem Ansatz nicht erfaßt. Auch die zeitliche Abhängigkeit der Energiedeposition geht nicht in die Gleichung ein. Beide Aspekte entziehen sich einer allgemein formulierten Parametrisierung.

## 2.4 Sampling-Kalorimeter

### 2.4.1 Messung der Energie und das $e/h$ -Verhältnis

In den Abschnitten 2.2 bis 2.3 wurden alle relevanten Aspekte diskutiert, die zur Bildung eines elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauers beitragen. Es soll nun beschrieben werden, wie mit einem *Sampling-Kalorimeter*<sup>16</sup> die Energie eines primären Teilchens bestimmt wird.

Für das Verständnis, wie durch die Wahl von Konstruktionsparametern das  $e/h$ -Verhältnis beeinflusst werden kann, erscheint es nützlich, alle Sekundärteilchen eines hadronischen Schauers in Anlehnung an die in Abschnitt 2.3.1 genannten Mechanismen in vier Klassen einzuteilen (Neutrinos entfallen, da sie keine Energiedeposition verursachen):

- i) Hochenergetische Elektronen und Photonen der elektromagnetischen Komponente
- ii) Geladene Hadronen ( $\pi^\pm$ ,  $p$ , ...) sowie Myonen ( $\mu^\pm$ )
- iii) Nukleare Photonen
- iv) Nukleare Neutronen

Da es im Silizium (fast) keine Sättigungseffekte bzgl. der Ladungssammlung gibt<sup>17</sup>, wie sie z.B. bei LAr oder Szintillationszählern existieren<sup>18</sup>, hängt das meßbare Signal nur von jenem Anteil der Primärenergie  $E_0$  ab, der zur Ionisation des Siliziums verwendet wird. Dieser Anteil kann für die vier Teilchentypen separat angegeben werden. Als Maßstab dient gewöhnlich das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens, kurz "mip" genannt. Das mip ist ein hypothetisches Partikel, das nur durch Ionisation einen Energieverlust erfährt, der dem geringstmöglichen Wert der Gl. 2.1 bzw. 2.2 entspricht. In der Praxis kommen Myonen, wenn sie nicht zu hochenergetisch sind, den mip's am nächsten.

Für die folgenden Diskussionen ist es nützlich, die sogenannte "*Sampling-Fraction*" zu definieren [BRÜ]:

$$S_{smp}^{part} := \frac{\epsilon_{vis}^{part}}{\epsilon_{vis}^{part} + \epsilon_{abs}^{part}} \quad (2.25)$$

<sup>16</sup>Im folgenden werden "*Sampling-Kalorimeter*" einfach als "Kalorimeter" bezeichnet.

<sup>17</sup>Nur für geladene Silizium-Rückstoßkerne gibt es Sättigung; diese ist aber vernachlässigbar.

<sup>18</sup>Dort werden Sättigungseffekte durch das Birks'sche Gesetz [BIR] beschrieben; für Silizium als Halbleiter kann der sogenannte "kB-Faktor" gleich Null gesetzt werden.

Dabei steht der Index "part" für einen der vier Teilchentypen, mit folgenden Bezeichnungen:

- i) e für die elektromagnetische Schauerkomponente
- ii) ion für die geladenen Hadronen
- iii)  $\gamma$  für die nuklearen Photonen
- iv) n für die nuklearen Neutronen

Weiterhin bedeutet  $\epsilon_{vis}^{part}$  die von der betrachteten Teilchensorte in allen Detektorschichten des Kalorimeters deponierte Energie ("Visible Energy") und  $\epsilon_{abs}^{part}$  ist entsprechend die in allen Absorberschichten deponierte Energie. Summiert man über alle vier Teilchentypen, so erhält man die Größen  $\epsilon_{vis}$  bzw.  $\epsilon_{abs}$ . Wenn die gesamte Primärenergie  $E_0$  im Kalorimeter deponiert wird, also  $\epsilon_{vis} + \epsilon_{abs} = E_0$  gilt, dann nennt man das Kalorimeter "hermetisch"; anderenfalls treten Leckverluste ("Leakage") auf. Der Einfachheit halber wird für  $S_{samp}^{part}$  einfach *part* geschrieben.

Die *Sampling-Fractions* der vier Typen von Sekundärteilchen sollen unter Bezug auf die *Sampling-Fraction* eines mip's kurz erläutert werden [WIGb].

i) Das  $e/mip$ -Verhältnis ist stets kleiner als Eins. Wenn die Kernladungszahlen von Detektor und Absorber etwa gleich sind, wie z.B. bei LAr/Fe, dann ist  $e/mip$  nahe bei Eins; sonst ist ein Wert zwischen 0.6 und 0.8 typisch. Dies ist eigentlich ein erstaunlich niedriger Wert, da man annehmen könnte, daß ein elektromagnetischer Schauer im wesentlichen aus mip's (und unsichtbaren  $\gamma$ 's) bestehe und somit  $e/mip \approx 1$  sei. Die Erklärung dafür wird aus historischen Gründen als "Transition Effect" bezeichnet. Die tatsächliche Begründung liegt in dem Verhalten von Photonen mit Energien  $E_\gamma \leq 1 \text{ MeV}$ . Da die dominierende Wechselwirkung der Fotoeffekt ist, und dieser proportional zu  $Z^5$  ist, findet er mit sehr viel größerer Wahrscheinlichkeit im Absorber als im Detektor statt. Die so im Absorber erzeugten Elektronen haben eine relativ zur typischen Absorberdicke kleine Reichweite, so daß sie nur dann in den Detektor gelangen können, wenn sie unmittelbar an der Oberfläche des Absorbers erzeugt werden. Daher ist das Signal des Kalorimeters, das durch einen elektromagnetischen Schauer hervorgerufen wird, unterdrückt verglichen mit dem Signal, das ein mip erzeugt. Dies bedeutet, daß sowohl durch eine Vergrößerung der Absorberdicke, als auch durch eine Verringerung der Detektordicke das  $e/mip$ -Verhältnis reduziert werden kann.

ii) Das  $ion/mip$ -Verhältnis, bei dem sich *ion* auf die Ionisation von geladenen Hadronen bezieht, ist für Kalorimeter, die mit Siliziumdetektoren instrumentiert sind, nahezu Eins. Das liegt daran, daß fast alle geladenen Hadronen so hochenergetisch sind, daß sie als mip's betrachtet werden können; dies sind hauptsächlich  $\pi^\pm$ - und Protonen. Durch eine Vergrößerung der Detektordicke ist noch eine geringfügige Erhöhung von  $ion/mip$  möglich, da dann ein größerer Anteil an niederenergetischen Hadronen (insbesondere Protonen) im Detektor gestoppt wird.

iii) Die nuklearen Photonen weisen ein Energiespektrum auf, das im Detail von der Struktur der Energieniveaus der Kerne abhängt. Aber generell richtig ist, daß ihre Energie kaum  $\approx 8 \text{ MeV}$  übersteigt, und daß die Mehrheit aller Gammaquanten eine Energie  $\leq 2 \text{ MeV}$  hat [WIGb]. Daher ist der in Punkt i) beschriebene *Transition Effect* sogar noch stärker ausgeprägt, so daß  $\gamma/mip$  kleiner ist als  $\epsilon/mip$ . Zu den nuklearen Photonen zählen auch jene Photonen, die nach dem Einfang thermischer Neutronen emittiert werden. Daher hängt  $\gamma/mip$  auch von der "Gate"-Zeit der Nachweiselektronik ab. Das ist diejenige Zeitspanne, innerhalb derer das Signal eines Ereignisses registriert wird, und außerhalb derer das Datenaufnahmesystem gesperrt ist. Je größer das Gate ist, umso mehr Gammaquanten können registriert werden. Da aber bei den zukünftigen Beschleunigern die Tendenz zu immer kürzeren "Bunch Crossing Rates" geht, ist es praktisch nicht möglich, die Gate-Zeit beliebig auszudehnen.

Besonders bei Uran als Absorbermaterial könnte der Nachweis von nuklearen Photonen eine mögliche Quelle sein, um Bindungsenergieverluste wieder zurückzugewinnen. Da aber die Nachweiseffizienz schlecht ist, muß diese Quelle für U/Si-Kalorimeter als nicht ausreichend betrachtet werden [WIGb].

iv) Niederenergetische Neutronen sind eine besonders wichtige Komponente hadronischer Schauer. Da Neutronen selbst nicht ionisieren, aber unterhalb von etwa  $1 \text{ MeV}$  einen hohen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung aufweisen, ist man im Hinblick auf die Kompensationsbedingung auf den Nachweis der geladenen Rückstoßkerne angewiesen. Im Absorbermaterial erzeugte Rückstoßkerne haben im allgemeinen eine so kurze Reichweite, daß sie praktisch nicht nachzuweisen sind. Für Kerne mit großer Massenzahl  $A$  ist die bei einem Stoß im Mittel übertragene Energie  $\propto 1/A$  (vgl. Gl. 2.22). Besteht der Detektor aus Silizium, so ist aus diesem Grund die auf Siliziumkerne übertragene Energie gering. Bei Argon als Detektormaterial ist die kinematische Restriktion sogar noch strenger, und zusätzlich verringert Rekombination das Signal. Diese Situation ändert sich erheblich, wenn Wasserstoff im Detektormaterial vorhanden ist, wie es bei organischen Szintillationszählern der Fall ist. Dann wird je Kollision durchschnittlich die halbe Neutronenenergie auf ein Rückstoßproton übertragen, und ihre Energie wird meistens vollständig nachgewiesen<sup>19</sup>. Dies stellt eine sehr effiziente Quelle dar, um die Neutronenenergie in nachweisbare Energie umzuwandeln, obwohl auch hier eine ähnliche einschränkende Abhängigkeit von der Gate-Zeit gilt wie bei den nuklearen Photonen. Weil niederenergetische Protonen sehr dicht ionisierende Teilchen sind, kommt es bei Szintillatoren zu Sättigungseffekten, die die nachweisbare Energie wieder etwas reduzieren. Bei Verwendung von Siliziumdetektoren als aktives Medium kann wasserstoffhaltiges Material (z.B. das bereits erwähnte G10-oder auch Polyethylen<sup>20</sup>) in die Nähe des Siliziums gebracht werden, indem dünne Schichten zwischen Absorber und Detektor eingefügt werden. Dann können Protonen ausschlagen und im Silizium (ohne reduzierende Sättigungseffekte) nachgewiesen werden. Bei wachsender

<sup>19</sup>Rückstoßprotonen werden also nicht "gesampelt".

<sup>20</sup>Polyethylen ist ein Kohlenwasserstoff-Polymer, bestehend aus  $\text{CH}_2$ -Ketten.

Absorberdicke, aber konstanter Detektordicke ist im  $n/mip$ -Quotienten  $n$  praktisch konstant, aber  $mip$  nimmt ab, so daß  $n/mip$  größer wird. Im Gegensatz zu den anderen drei Signalverhältnissen ist  $n/mip$  der einzige Quotient, der durch Variation der Materialdicken auch größer als Eins werden kann.

Bezogen auf die vier Schauerkomponenten läßt sich das hadronische Signal nun wie folgt darstellen [WIGb]:

$$\frac{h}{mip} = f_e \cdot \frac{\epsilon}{mip} + f_{ion} \cdot \frac{ion}{mip} + f_\gamma \cdot \frac{\gamma}{mip} + f_n \cdot \frac{n}{mip} \quad (2.26)$$

Dabei sind  $f_{part}$  die relativen mittleren Anteile am hadronische Schauer; ihre Addition ergibt Eins.

Ein elektromagnetisches Signal wird einfach durch  $\epsilon/mip$  repräsentiert, so daß sich das  $\epsilon/h$ -Verhältnis folgendermaßen schreiben läßt:

$$\frac{\epsilon}{h} = \frac{\frac{\epsilon}{mip}}{f_e \cdot \frac{\epsilon}{mip} + f_{ion} \cdot \frac{ion}{mip} + f_\gamma \cdot \frac{\gamma}{mip} + f_n \cdot \frac{n}{mip}} \quad (2.27)$$

Dieses  $\epsilon/h$ -Verhältnis ist wegen des  $\pi^0$ -Anteils ( $f_e$ ) energieabhängig; es nähert sich mit steigender Primärenergie Eins an. Daher ist es aus Gründen der Eindeutigkeit bei der quantitativen Angabe eines  $\epsilon/h$ -Verhältnisses sinnvoll, das sogenannte "intrinsische" Verhältnis  $(\epsilon/h)_{intr}$  zu nennen, worin für das hadronische Signal nur die nicht-elektromagnetischen Komponenten herangezogen werden. Die Anteile  $f'_{ion}$ ,  $f'_\gamma$  und  $f'_n$  beziehen sich nun auf diesen "rein-hadronischen" Schauerbeitrag.

$$\left(\frac{\epsilon}{h}\right)_{intr} = \frac{\frac{\epsilon}{mip}}{f'_{ion} \cdot \frac{ion}{mip} + f'_\gamma \cdot \frac{\gamma}{mip} + f'_n \cdot \frac{n}{mip}} \quad (2.28)$$

Wenn  $(\epsilon/h)_{intr} = 1$  gilt, dann ist auch  $(\epsilon/h) = 1$  für alle Primärenergien.

Aus den bisher gemachten Erläuterungen ist erkennbar, welche Effekte ausgenutzt werden können, um Kompensation zu erreichen. Um das hadronische Signal zu erhöhen, können zwei Wege eingeschlagen werden.

- Bei einem Absorbermaterial mit hoher Kernladungszahl kann es nach dem Neutroneneinfang zur Spaltung des Kerns unter Freisetzung weiterer Neutronen kommen. Der Energiegewinn, der damit erzielt werden kann, ist besonders hoch bei Uran. Ein Neutron mit 2 MeV kinetischer Energie, das die Spaltung eines  $^{238}\text{U}$ -Kerns induziert, generiert im Mittel 2.5 neue Neutronen, die ebenfalls etwa 2 MeV haben, sowie Gammaquanten mit zusammen 7.4 MeV [WIGa].
- Bei einem wasserstoffhaltigen Detektormaterial können die bei der Neutronenmoderation auftretenden Rückstoßprotonen nachgewiesen werden.

Beide Punkte werden in sehr effektiver Weise kombiniert bei Uran-Kalorimetern, die mit organischen Szintillationszählern ausgelesen werden. Das hadronische Signal kann durch geeignete Wahl der Dicken von Uran bzw. Szintillator so weit erhöht werden, bis es gleich dem elektromagnetischen Signal ist [BRÜ]. Es soll aber betont werden, daß Kompensation nicht ausschließlich an Uranabsorber oder organische Szintillationszähler gebunden ist [WIGa].

Andererseits gibt es den Ansatz, das elektromagnetische Signal zu reduzieren. Durch das Einfügen einer zusätzlichen passiven Materialschicht mit niedrigerer Kernladungszahl zwischen den eigentlichen Absorbern und den Detektorschichten, kann das  $e/mip$ -Verhältnis wirkungsvoll reduziert werden [WIGb], [BORa], [BORc]. Dieses zusätzliche Material verhindert, daß Fotoelektronen aus den Absorberoberflächen in die Detektorschichten gelangen, ohne daß in dem Zusatzmaterial sehr viele neue Fotoelektronen generiert werden (weil der Wirkungsquerschnitt für Fotoeffekt  $\propto Z^5$  ist). Als zusätzliches Material kommt für siliziuminstrumentierte Kalorimeter insbesondere G10 in Frage, weil auf diesem glasfaserverstärktem Epoxidharz die Siliziumdetektoren im allgemeinen montiert werden.

Beide Maßnahmen, also die Erhöhung von  $h$  und die Reduzierung von  $\epsilon$ , können natürlich auch kombiniert werden, um  $\epsilon/h = 1$  zu erreichen. Es ist auch denkbar, daß beide Maßnahmen zu stark eingesetzt werden. Dann ist  $e/h < 1$ , und man nennt ein solches Kalorimeter "überkompensierend".

## 2.4.2 Beiträge zur Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters

### (a) Intrinsische Fluktuation

Im Falle eines homogenen und unendlich ausgedehnten Kalorimeters treten nur statistische Fluktuationen der Anzahl Schauerteilchen  $N_s$  auf;  $N_s$  folgt der Poissonstatistik [ENG]. Es ist also  $\sigma = \sqrt{N_s}$ , und der relative Fehler  $\sqrt{N_s}/N_s = 1/\sqrt{N_s}$ . Stellt man sich einen fiktiven Block Silizium als homogenes Kalorimeter vor, so ist  $N_s = E_0/3.6 \text{ eV}$ , wobei  $E_0$  die Energie des Primärteilchens und  $3.6 \text{ eV}$  diejenige Energie ist, die im Mittel benötigt wird, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Schon bei der Energie von  $E_0 = 1 \text{ MeV}$  wird  $1/\sqrt{N_s} = 0.002$  und damit vernachlässigbar klein gegenüber den folgenden Beiträgen. Auch bei Kalorimetern mit flüssigem Argon ist dieser Beitrag sehr klein, nämlich  $1/\sqrt{N_s} = 0.005$  [MARK]. Bei organischen Szintillatoren muß zusätzlich die Elektronenvervielfachung in den "Photomultipliern" berücksichtigt werden, womit man etwa  $1/\sqrt{N_s} \approx 0.02 \dots 0.03$  erhält [BERN].

### (b) Sampling-Fluktuation

Die aktiven Schichten eines Kalorimeters vermessen den Schauer nur stichprobenartig. Nimmt man vereinfachend an, daß der elektromagnetische Schauer nur aus  $mip$ 's besteht, die je Strahlungslänge  $X_0$  des Absorbers die kritische Energie  $\epsilon_c$  durch Ionisation deponieren, und daß die gesamte Primärenergie  $E_0$  im Kalorimeter absorbiert wird, so ist die mittlere Zahl von "Crossings" [AMA]

$$N_{cr} = \frac{E_0/\epsilon_c}{x/X_0} \quad (\text{mit } x : \text{Absorberdicke}). \quad (2.29)$$

Da  $N_{cr}$  ebenfalls der Poissonstatistik folgt und proportional zu  $\epsilon_{vis}$ , der in allen Detektorlagen deponierten Energie, ist, folgt

$$\frac{\sigma_{samp}}{\epsilon_{vis}} = \frac{1}{\sqrt{N_{cr}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c}{E_0} \frac{x}{X_0}} \quad (2.30)$$

Üblicherweise wird die Energieauflösung nach Gl. 2.31 angegeben, so daß alle Variablen, die für das Kalorimeter typisch sind, auf der rechten Seite der Gleichung stehen, wobei außerdem noch  $\tau := x/X_0$  gesetzt wird.

$$\frac{\sigma_{samp}}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} = \sqrt{\epsilon_c \cdot \tau} \quad (2.31)$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß die Sampling-Fluktuationen umso kleiner sind, je kleiner die kritische Energie ist, und da näherungsweise  $\epsilon_c \propto 1/Z$  gilt, ist es vorteilhaft, einen Absorber mit hoher Kernladungszahl zu verwenden. Weiterhin wird deutlich, daß die Sampling-Fluktuation von der Absorberdicke (in Einheiten der Strahlungslänge) abhängt. Für  $\tau = 1 X_0$  ergeben sich beispielsweise für Kupfer bzw. Blei  $\sigma_{samp}^{Cu}/\epsilon_{vis} \cdot \sqrt{E_0} = 14 \text{ \%} \sqrt{GeV}$  bzw.  $\sigma_{samp}^{Pb}/\epsilon_{vis} \cdot \sqrt{E_0} = 8 \text{ \%} \sqrt{GeV}$ .

Gl. 2.31 stellt eine zu einfache Berechnung dar und unterschätzt die Energieauf-  
lösung. Hinzu kommen [FAB]:

- Winkelfluktuationen:

Die Schauerpartikel durchqueren eine effektive Detektordicke  $d/\langle \cos \Theta \rangle$ . Eine  
Abschätzung aus der Molière'schen Theorie der Vielfachstreuung liefert

$$\langle \cos \Theta \rangle \approx \cos \left( \frac{E_S}{\pi \epsilon_c} \right) \quad (2.32)$$

$$\text{mit } E_S = \sqrt{4\pi \hbar c / e^2} \cdot m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$$

Die Gl. 2.31 muß deshalb auf der rechten Seite um den Faktor  $1/\sqrt{\langle \cos \Theta \rangle}$   
ergänzt werden, der größenordnungsmäßig 1.2 beträgt.

- Paarkorrelation:

Da Elektronen und Positronen nur paarweise erzeugt werden, sind die *Cros-*  
*sings* nicht statistisch unabhängig voneinander, was die *Sampling*-Fluktuation  
um einen weiteren Faktor  $f_{corr}$  mit  $1 \leq f_{corr} \leq \sqrt{2}$  verschlechtert, je nach-  
dem, welche Korrelation tatsächlich vorhanden ist.

#### (c) Landau-Fluktuation

Der mittlere Energieverlust  $dE/dx$  im Detektormaterial unterliegt Schwankungen,  
die als Landau-Fluktuationen bezeichnet werden. Sie können nach [FAB] abgeschätzt  
werden, wobei  $\delta$  die mittlere in einer Detektorschicht deponierte Energie eines *mip*'s  
ist.

$$\frac{\sigma_{landau}}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} \propto \frac{1}{\ln(13 \cdot \delta / keV)} \quad (2.33)$$

Bei dünnen Detektoren (gemessen in Einheiten der Flächendichte) macht die Landau-  
Fluktuation einen sehr erheblichen Beitrag aus, der sogar den Beitrag der *Sampling*-  
Fluktuation übersteigen kann.

#### (d) Weglängen-Fluktuation

Es kann Elektronen geben, die so in den Detektor gestreut werden, daß sie nahezu  
parallel zu den Detektoroberflächen laufen und sehr viel mehr Energie deponieren  
als etwa bei senkrechtem Durchgang. Dieser Beitrag ist tendenziell bei Detektoren  
mit hoher Dichte ( $\rho$ ) eher klein, aber bei geringer Detektordicke ( $d$ ) eher groß [FAB],  
und seine Energieabhängigkeit ist durch

$$\frac{\sigma_{weagl}}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} \propto f(\rho, d) \quad (2.34)$$

gegeben [AMA].

Die experimentell erreichbare Auflösung wird durch folgende Beiträge zusätzlich verschlechtert:

(e) *Leakage*-Fluktuation

Wenn das Kalorimeter nicht groß genug ist, um den Schauer vollständig zu erfassen, kommt es zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Dabei hat das laterale *Leakage* geringere Auswirkung als das longitudinale *Leakage*, weil die laterale Aufweitung des Schauers hauptsächlich durch Vielfachstreuung verursacht wird, und dieser Prozeß hat eine sehr hohe Statistik und ist damit nur kleinen Schwankungen unterworfen. Das longitudinale *Leakage* ist dagegen in der Energieauflösung eher bemerkbar. Dieser Beitrag kann quantitativ kaum abgeschätzt werden, ist aber proportional zur verlorenen Energie überhaupt, die ihrerseits wieder proportional zum Logarithmus der Primärenergie  $E_0$  ist [ENG].

$$\frac{\sigma_{leak}}{\varepsilon_{vis}} \propto \ln(E_0) \quad (2.35)$$

(f) Rauschen der Elektronik

Wenn die sichtbare Energie gering ist, z.B. bei niedriger Primärenergie, oder bei Verwendung von Detektoren, die eine geringe Signalhöhe liefern (z.B. TMP<sup>21</sup>), kann das elektronische Rauschen auch merklich zur Energieauflösung beitragen [ENG]. Es ist im allgemeinen konstant ohne Abhängigkeit von der Primärenergie.

(g) Strahlenergieunschärfe

Bei Experimenten mit Testkalorimetern, wie sie in dieser Arbeit ausschließlich beschrieben werden, kommt noch die Unsicherheit über die Energie des Teststrahls hinzu. Sie beträgt meist 1 – 3 % von der Primärenergie  $E_0$ .

Alle genannten Beiträge zur Energieauflösung lassen sich gemäß ihrer Abhängigkeit von  $E_0$  zusammenfassen und ergeben schließlich folgende Summe:

$$\frac{\sigma_{exp}}{\varepsilon_{vis}} = \left[ \left( \frac{\sigma_{intr}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{samp}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{landau}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{wegl}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{leak}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{noise}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{beam}}{\varepsilon_{vis}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

Faßt man die ersten vier Terme zusammen und betont die Abhängigkeit von der Primärenergie, so erhält man

$$\frac{\sigma_{exp}}{\varepsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} = \left[ c_1^2 + c_2^2 \cdot E_0 \cdot \ln^2(E_0) + c_3^2 \cdot \frac{1}{E_0} + c_4^2 \cdot E_0 \right]^{1/2} \quad (2.37)$$

<sup>21</sup>Tetramethylpentan, ein bei Raumtemperatur flüssiger Kohlenwasserstoff

Abschließend soll betont werden, daß die Terme mit  $c_2$ ,  $c_3$  und  $c_4$  auf experimentelle Unzulänglichkeiten zurückzuführen sind, und die rein physikalisch begründeten Fluktuationen

$$\frac{\sigma_{phys}}{\varepsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} = constant \quad (2.38)$$

erwarten lassen. Insgesamt kann bei  $\tau = 1 X_0$  für Kupfer mit  $\sigma_{phys}^{Cu}/\varepsilon_{vis} \cdot \sqrt{E_0} \approx 23\% \sqrt{GeV}$  und für Blei mit  $\sigma_{phys}^{Pb}/\varepsilon_{vis} \cdot \sqrt{E_0} \approx 18\% \sqrt{GeV}$  gerechnet werden.

### 2.4.3 Beiträge zur Energieauflösung eines hadronischen Kalorimeters

Bei Kalorimetern für hadronische Schauer gibt es prinzipiell alle Beiträge, die auch für elektromagnetische Kalorimeter genannt wurden, aber es existieren zwei zusätzliche Beiträge von erheblicher Bedeutung, nämlich [BRÜ]:

- Fluktuation der Bindungsenergieverluste
- Fluktuation des elektromagnetischen Schaueranteils ( $\pi^0$ -Zerfall)

Der erste Fluktuationsbeitrag führt zu einer intrinsischen Energieauflösung von etwa [FAB]

$$\frac{\sigma_{intr}}{\varepsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} \approx 45\% \sqrt{GeV} \quad , \quad (2.39)$$

und ist damit — ganz im Gegensatz zur intrinsischen elektromagnetischen Auflösung — von erheblicher Bedeutung. Eine Sonderstellung nimmt hier allerdings Uran ein, da für Uran die intrinsische Auflösung nur  $\sigma_{intr}/\varepsilon_{vis} \cdot \sqrt{E_0} \approx 22\% \sqrt{GeV}$  beträgt [FAB].

Da jeder hadronische Schauer einen elektromagnetischen Anteil enthält, der mit wachsender Energie des primären Hadrons steigt, folgt bei nicht-kompensierenden Kalorimetern die Auflösung nicht mehr dem Gesetz  $\sigma_\varepsilon/\varepsilon \propto 1/\sqrt{E_0}$ . Zwar verhält sich sowohl die intrinsische als auch die elektromagnetische Energieauflösung jeweils proportional zu  $1/\sqrt{E_0}$ , aber die intrinsischen bzw. elektromagnetischen Einträge im Spektrum der deponierten Energie erfolgen entsprechend dem Faktor  $e/h_{intr}$  an unterschiedlichen Stellen. In der Praxis macht sich dies durch einen konstanten Summanden zur Energieauflösung bemerkbar, der bei sehr hohen Primärenergien schließlich dominiert [WIGa].

In Anlehnung an die in Gl. 2.36 gewählten Bezeichnungen ist die gesamte physikalische hadronische Energieauflösung gegeben durch:

$$\frac{\sigma_{phys}}{\varepsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} = c_1 + f \left( \frac{e}{h} \right) \cdot \sqrt{E_0} \quad (2.40)$$

Der erste Term beinhaltet insbesondere die intrinsische Fluktuation sowie die *Sampling*-Fluktuation, und der zweite Summand gibt den Beitrag der  $\pi^0$ -Fluktuation wieder, der nur für  $e/h = 1$  verschwindet.

# Kapitel 3

## Monte-Carlo-Rechnungen und Experimente

### 3.1 Einführung

Die Monte-Carlo-Methode ist ein numerisches Verfahren zur Lösung von Problemen, die einer analytischen Betrachtung nur schwer oder gar nicht zugänglich sind. Da die Wechselwirkungen von Elementarteilchen mit Materie statistischer Natur sind, liegt die Verwendung eines stochastischen Verfahrens zur Simulation der Teilchenkaskaden nahe. Tatsächlich haben analytische Lösungsansätze<sup>1</sup> nur begrenzte Aussagekraft. Voraussetzung ist aber, daß leistungsfähige Computer zur Verfügung stehen. Daher hat sich — unter anderem für die Simulation von Schauern — während der letzten zwei Jahrzehnte die Monte-Carlo-Methode zu einem mächtigen Hilfsmittel in der Hochenergiephysik entwickelt, und sie wird vermutlich in Zukunft noch an Bedeutung zunehmen.

Im allgemeinen ist man an Verteilungsfunktionen derjenigen Größen interessiert, die das System beschreiben. Zunächst werden mittels eines Zufallszahlengenerators<sup>2</sup> aus einem vorzugebenden Paar von Startwerten gleichverteilte Zufallszahlen (eigentlich "Pseudo-Zufallszahlen") im Intervall  $[0,1]$  erzeugt. Obwohl deren Folge durch die Startwerte genau determiniert ist, gibt es Iterationsformeln, deren Ergebnisse die statistische Qualität von echten Zufallszahlen besitzen. Das bedeutet, daß zwei Simulationen, die mit dem gleichen Paar von Startwerten begonnen werden, und auch sonst unter unveränderten Bedingungen ablaufen, identische Resultate liefern. So hat man die Möglichkeit, zwei Simulationen mit der gleichen Folge von Zufallszahlen auszuführen.

Die gleichverteilten Zufallszahlen werden mittels eines Inversionsverfahrens

---

<sup>1</sup>Für elektromagnetische Schauer dürften die bekanntesten die "Rossi'schen Approximationen A und B" [ROS] sein.

<sup>2</sup>In der Entstehungsphase der Monte-Carlo-Verfahren, als noch keine Computer existierten, wurden tatsächlich Tabellen von Roulette-Ergebnissen genutzt.

[FERB] in eine Verteilung transformiert, die die Zufallsvariable des gerade betrachteten Elementarprozesses repräsentiert. Als Grundlage dieser Verteilungen dienen die jeweiligen Wirkungsquerschnitte.

Inversionsverfahren: Sei  $X$  eine Zufallsvariable (z.B. die Länge des Weges eines Teilchens bis zum nächsten Wechselwirkungspunkt), dann wird mit  $x$  ein möglicher Wert bezeichnet, den  $X$  annehmen kann (z.B.  $x = 0.1 \text{ mm}$ ). Als Verteilungsfunktion  $F(x)$  der Zufallsvariablen  $X$  bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, daß die Zufallsvariable einen Wert annimmt, der kleiner als  $x$  ist ( $F(x) = P(X < x)$ ). Eine Zufallsvariable ist durch ihre Verteilungsfunktion wahrscheinlichkeitstheoretisch vollständig charakterisiert [GRE]. Für die Verteilungsfunktion einer beliebigen Zufallsvariablen gilt  $\lim_{x \rightarrow -\infty} F(x) = 0$  und  $\lim_{x \rightarrow +\infty} F(x) = 1$ .

Weiterhin sei  $U$  eine auf dem Intervall  $[0,1]$  gleichverteilte Zufallsvariable, d.h.  $u \in [0,1]$ . Für jede Zufallszahl  $u$  wird die Gleichung  $u = F(x)$  nach  $x$  aufgelöst, also  $x = F^{-1}(u)$  gesucht. Dies kann häufig nur mit numerischen Näherungsmethoden geschehen. Die so gewonnenen Werte  $x$  sind Zufallszahlen bezüglich der Verteilungsfunktion  $F$ .

Für die Simulation von elektromagnetischen und hadronischen Schauern kommen in dieser Arbeit die beiden Programmpakete EGS4 [EGS] und GEANT3 [GEA] zur Anwendung. EGS<sup>3</sup> eignet sich für den Transport von Elektronen, Positronen und Photonen, während GEANT<sup>4</sup> darüberhinaus auch Hadronen sowie Myonen und Neutrinos behandeln kann. EGS und GEANT sind dreidimensionale, analoge Simulationsprogramme. Das bedeutet, daß Kaskaden simuliert werden, indem die Historie jedes einzelnen Teilchens Schritt für Schritt in einer räumlich dreidimensionalen Geometrie behandelt wird (in GEANT steht zusätzlich die zeitliche Information zur Verfügung). Alle Teilchen einer Kaskade werden von ihrem Entstehungsort (und -zeitpunkt) bis zum Ende ihrer Historie nacheinander verfolgt. Der Transport erfolgt in einzelnen Schritten, deren Länge durch die zutreffenden freien Weglängen oder durch Randbedingungen (Geometrie oder Parameter) gegeben ist.

Für beide Programmpakete ist es erforderlich, daß der Benutzer einige Subroutinen schreibt, in denen die Geometrie angelegt wird und in denen relevante Ergebnisdaten definiert, abgespeichert oder ausgewertet werden ("User Code").

Die Adaption der Programme auf die Simulation von Schauern in *Sampling-Kalorimetern* mit dünnen Siliziumdetektoren erfolgt in mehreren Schritten.

- Es wird mit dem einfachsten Fall begonnen, nämlich mit der EGS4-Simulation des Spektrums der deponierten Energie, welches monoenergetische Elektronen bei der Transmission durch eine  $530 \mu\text{m}$  dicke Siliziumschicht hervorrufen.

---

<sup>3</sup>Electron-Gamma-Shower

<sup>4</sup>GEANT ist kein Akronym

Zuvor werden alle relevanten Parameter in EGS4 erläutert, die den Simulationsablauf steuern. Durch den Vergleich des mit verschiedenen eingestellten Parametern simulierten Spektrums mit dem entsprechenden experimentellen Spektrum ergibt sich ein Satz von optimalen Parametern, mit dem eine möglichst realitätsnahe Simulation erreicht wird.

- Anschließend wird mit den optimalen Parametern das Ansprechverhalten von verschiedenen elektromagnetischen Si-Kalorimetern simuliert, von denen experimentelle Daten vorliegen. Der Vergleich zwischen simulierten und experimentell ermittelten Daten zeigt, in welchem Ausmaß das EGS4-Programm zuverlässige Resultate liefert.
- Im dritten Schritt wird versucht, die EGS4-Rechnungen mit GEANT zu reproduzieren, denn ohne eine korrekte Behandlung des elektromagnetischen Teils kann auch kein korrektes Ergebnis bei der Simulation eines hadronischen Schauers erwartet werden. Die mit GEANT erhaltenen Resultate werden sowohl mit den experimentellen Ergebnissen als auch mit den EGS4-Rechnungen verglichen. Dabei stellt sich in Abschnitt 3.3.2 heraus, daß ein optimales Einstellen der zur Verfügung stehenden Parameter allein nicht ausreicht, um weitestgehende Analogie beim Transport von Elektronen bzw. Positronen zwischen EGS4 und GEANT zu erreichen, da die Behandlung der Vielfachstreuung in GEANT ungenügend ist. Deshalb wird der GEANT-Code entsprechend modifiziert. Weiterhin sind einige eher technische (also nicht physikalisch begründete) Änderungen zu vollziehen, die mit der Tatsache zusammenhängen, daß den sehr dünnen Schichten des Silizium bei der Spurverfolgung von Teilchen Rechnung getragen werden muß.
- Schließlich werden dann hadronische Simulationen durchgeführt, wobei zunächst insbesondere der Neutronentransport untersucht wird. Dabei stellt sich wiederum heraus, daß einige Modifikationen des Codes erforderlich sind, die den Transport nicht nur von Neutronen, sondern auch von anderen Hadronen beeinflussen. Diese Untersuchungen basieren auf der offiziellen CERN-Version GEANT3.12. In der später von R. Brun und anderen am CERN entwickelten Version GEANT3.13 sind die wichtigsten hadronischen Modifikationen implementiert worden, die bereits im Laufe dieser Arbeit entwickelt worden sind. Alle übrigen notwendigen (auch elektromagnetischen) Änderungen sind von mir in diese Version übertragen worden; diese modifizierte Fassung wird GEANT3.13*mod* genannt. Damit werden dann verschiedene experimentelle Geometrien simuliert, und der Vergleich zwischen simulierten und experimentell ermittelten Daten zeigt die Grenzen der Zuverlässigkeit solcher Berechnungen auf. Einige Ergebnisse der GEANT-Simulationen werden auch mit den Ergebnissen anderer Codes, nämlich CALOR[GAB] und FLUNEV[ZAZb], verglichen.

## 3.2 Elektromagnetische Simulationen mit EGS

### 3.2.1 Simulationsparameter

Simulationsparameter sind solche Größen, durch deren Setzen bzw. Ändern der Benutzer den Simulationsablauf beeinflussen kann. Es gibt zweierlei Arten von Parametern, nämlich einerseits Energiegrenzen<sup>5</sup>, oberhalb derer die Teilchen und ihre Wechselwirkungen diskret simuliert werden, und unterhalb derer eine kontinuierliche bzw. gemittelte Berücksichtigung stattfindet. Andererseits handelt es sich um Schrittgrößen, mit denen die Teilchen durch die Materie transportiert werden. Alle Parameter des EGS4-Codes werden im folgenden kurz beschrieben [EGS]:

- AE, AP      Zulässiger Wertebereich:  $AE \geq 10 \text{ keV}$ ;  $AP \geq 1 \text{ keV}$   
AE und AP sind Grenzenergien für die Erzeugung von Sekundärteilchen. AE gilt für die Produktion von Elektronen und Positronen und AP gilt entsprechend für die Produktion von Gammaquanten. Wechselwirkungen, die Sekundärteilchen mit einer kleineren Energie als AE bzw. AP zur Folge hätten, werden nicht diskret gerechnet. Dem Energieverlust und der Richtungsänderung des verfolgten Elektrons durch diese Prozesse wird in gemittelter Form Rechnung getragen mit dem kontinuierlichen Energieverlust (nach Bethe-Bloch-Gl. 2.2) und dem Vielfachstreualgorithmus nach Molière (s. Abschnitt 2.2.2).
- ECUT, PCUT      Zulässiger Wertebereich:  $ECUT \geq 10 \text{ keV}$ ;  $PCUT \geq 1 \text{ keV}$   
ECUT (für Elektronen und Positronen) und PCUT (für Photonen) sind untere Energiegrenzen, bis zu der eine Teilchenspur verfolgt wird. Fällt die Energie eines Teilchens unter die betreffende Grenze, so wird (außer bei Positronen) die momentane kinetische Energie sofort und vollständig deponiert; bei Positronen werden zwei Annihilationsquanten<sup>6</sup> generiert.
- ESTEPE      Zulässiger Wertebereich:  $0.0 < ESTEPE \leq 1.0$   
ESTEPE ist derjenige Anteil an kinetischer Energie eines Elektrons, der maximal in einem Schritt durch den kontinuierlichen Energieverlust verloren werden darf. Auf diese Weise wird eine energieabhängige maximale Schrittlänge festgelegt.

Die von EGS für die Bestimmung des nächsten Wechselwirkungspunktes benötigte mittlere freie Weglänge ist eine Funktion von AE und AP. Dies ist der Fall, weil der

<sup>5</sup>Definitionsgemäß beinhalten in EGS alle Angaben zur Energie die Ruhemasse des betreffenden Teilchens, aber aus Gründen der Übersichtlichkeit werden im folgenden stets kinetische Energien angegeben.

<sup>6</sup>Dies entsprechend der Annahme einer  $e^+e^-$ -Vernichtung in zwei Gammaquanten; die ebenfalls mögliche Vernichtung unter Emission von drei Gammaquanten wird vernachlässigt.

Kehrwert der entsprechenden mittleren freien Weglänge, bzw. der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Schauerteilchen,  $\int_{E_1}^{E_2} (\frac{d\sigma}{dE}) dE$ , von der unteren Grenze (nämlich AE bzw. AP) abhängt. Der Zusammenhang ist in Abb. 3.1 beispielhaft für Elektronen in Silizium dargestellt. Hohe Werte von AE bzw. AP führen zu weit auseinander liegenden diskreten Wechselwirkungen, so daß das Elektron seine Energie hauptsächlich auf kontinuierliche Weise verliert. Da EGS4 auf diesen Energieverlust keine Landauverteilung faltet, treten mit steigendem AE bzw. AP immer geringere Fluktuationen des Energieverlustes auf, wodurch die Simulation unrealistischer wird. Es ist also ein möglichst niedriger Wert für AE bzw. AP anzustreben.

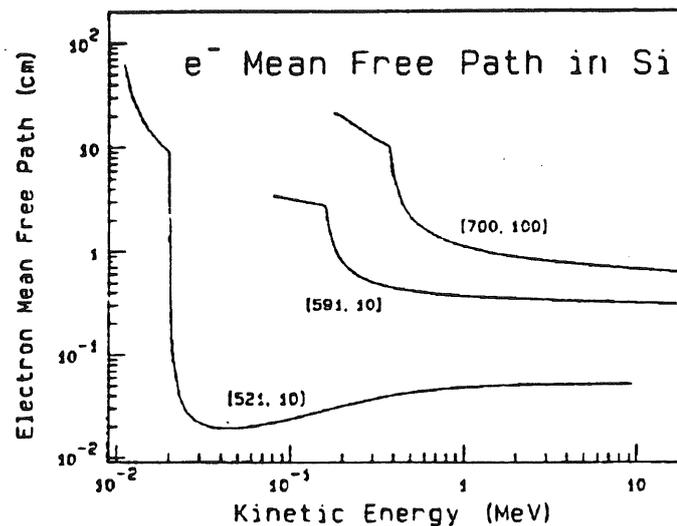


Abb. 3.1: Mittlere freie Weglänge von Elektronen in Silizium für verschiedene Werte der Parameter AE (Angabe inklusive Elektronenruhemasse) und AP [ROG]

Je höher die Werte von ECUT bzw. PCUT sind, umso größer wird der Fehler durch die Nichtbeachtung der Restweglänge und durch das Deponieren der gesamten Restenergie an einem Punkt. Besonders in Bezug auf *Sampling*-Kalorimeter ergibt sich daraus die Schlußfolgerung, daß ECUT so gewählt werden sollte, daß die Reichweite eines Elektrons der Energie ECUT klein ist verglichen mit den typischen Schichtdicken. Es ist gezeigt worden, daß bei nicht zu großen Abweichungen von dieser Regel zwar der errechnete Mittelwert der in allen Detektorlagen eines *Sampling*-Kalorimeters deponierten Energie ( $\epsilon_{vis}$ ) nahezu unverändert bleibt, daß aber die errechnete Energieauflösung dieses Kalorimeters deutlich verschlechtert wird [EBEb].

Kleine Werte von ESTEPE erzwingen kleine Transportschritte, was eine realistischere Simulation für die niederenergetischen Elektronen bedeutet, für die Vielfachstreuung und der Energieverlust durch Ionisation die dominierenden Prozesse sind. Je kleiner die Schritte, umso geringer sind die Ungenauigkeiten, die mit den Näherungen der gemittelten Behandlung verbunden sind.

Als Beispiel sei der Energieverlust von Elektronen genannt, der unterhalb  $\approx 2 \text{ MeV}$  stark von der kinetischen Energie des Elektrons abhängt (vgl. Abb. 2.1 zur Bethe-Bloch-Gleichung). Der Energieverlust wird durch  $\frac{dE}{dx} \cdot \Delta x$  berechnet, wobei  $\frac{dE}{dx}$  der differentielle Energieverlust vor der Subtraktion des aktuellen Energieverlustes nach Gl. 2.2 und  $\Delta x$  die Schrittlänge ist. Wenn der differentielle Energieverlust nach der Subtraktion eine merkliche Änderung erfahren hat, ist das eine schlechte Näherung für das Integral  $\int \frac{dE}{dx} dx$  über den zurückgelegten Weg.

Zur Illustration sind in Abb. 3.2 die größtmöglichen Schrittlängen für Elektronen in Silizium (als "TMXS" bezeichnet) ohne und mit einer ESTEPE-Begrenzung von 1% dargestellt. Für eine realitätsnahe Simulation ist ESTEPE möglichst klein zu wählen. Da aber die benötigte CPU-Zeit etwa proportional zu  $1/\text{ESTEPE}$  ist, muß ein Kompromiß gefunden werden. Es stellt sich heraus, daß ESTEPE umso kleiner bleiben muß, je größer die Kernladungszahl des Materials ist [EBEb].

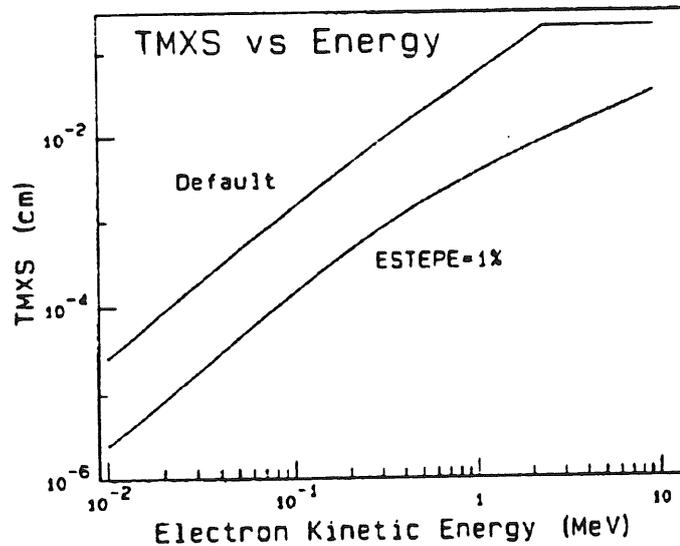


Abb. 3.2: Maximal mögliche Schrittlänge (TMXS) für Elektronen in Silizium ohne und mit einer ESTEPE-Begrenzung von 1% [ROG]

### 3.2.2 Energiedeposition in einem einzelnen Siliziumdetektor

Für einen ersten Test der Zuverlässigkeit von EGS4 wird die Energiedeposition von monoenergetischen Elektronen beim Durchgang durch eine dünne Siliziumschicht betrachtet. Als Experiment wird die Transmission von Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV durch einen Siliziumdetektor der Dicke 530  $\mu\text{m}$  aus der Literatur ausgewählt [BERG], denn gerade bei dieser Kombination von Energie und Dicke ist die vollständige Absorption der Elektronen zwar möglich, aber nicht übermäßig stark wahrscheinlich. Ferner sind niederenergetische Elektronen auch in einem *Sampling*-Kalorimeter von großer Bedeutung; so werden z.B. in dem Cu/Si-Kalorimeter (vgl. Abschnitt 3.2.3) 40 % (70 %) der sichtbaren Energie von Elektronen mit einer kinetischen Energie  $\leq 1 \text{ MeV}$  ( $\leq 10 \text{ MeV}$ ) deponiert [EBEb].

Aus dem experimentell ermittelten Spektrum der deponierten Energie lassen sich Mittelwert, Lage der wahrscheinlichsten Energiedeposition ("MOP"<sup>7</sup>), Häufigkeit der wahrscheinlichsten Energiedeposition sowie Häufigkeit der totalen Absorption ("FAP"<sup>8</sup>) ableiten und zu einem Vergleich mit simulierten Daten heranziehen.

Für die Simulation wurden folgende Parameter verwendet:

AE	=	10 keV
AP	=	1 keV
ECUT	=	10 keV
PCUT	=	1 keV
ESTEPE	=	0.01

Tab. 3.1: Parameter für die Simulation der Energiedeposition in einem einzelnen Siliziumdetektor mit EGS4

Der Erfolg der Parameterabstimmung wird durch Abb. 3.3 dokumentiert: Die beiden Spektren sind nahezu identisch. Da kein Rauschen in der Simulation enthalten ist, fällt der Absorptionspeak schärfer aus als im Experiment; die Peakinhalte stimmen aber gut überein. Tab. 3.2 gibt die experimentellen und simulierten Daten im Vergleich wieder.

Die ausgezeichnete Übereinstimmung beider Spektren beweist, daß bei sorgfältiger Wahl der Parameter das Verhalten niederenergetischer Elektronen mit EGS4 sehr exakt simuliert werden kann. Damit ist eine wesentliche Voraussetzung für eine realitätsnahe Simulation der in einem Silizium-*Sampling*-Kalorimeter durch elektromagnetische Schauer deponierten Energie gegeben.

---

<sup>7</sup>Abkürzung für "Most Probable Energy Loss"

<sup>8</sup>Abkürzung für "Full Absorption Peak"

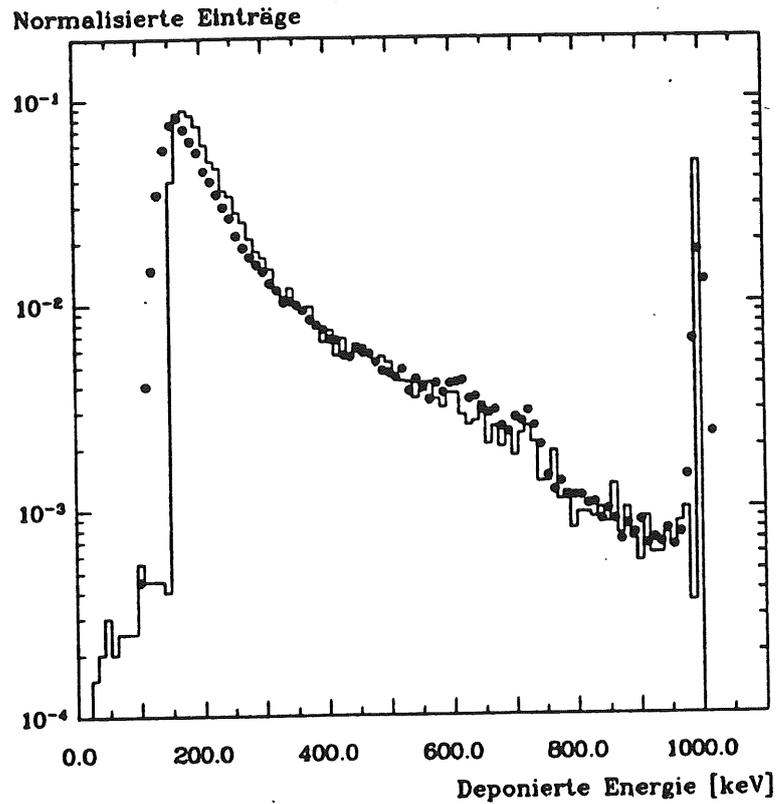


Abb. 3.3: Spektrum der deponierten Energie für die Transmission von 1 MeV Elektronen durch 530  $\mu\text{m}$  Silizium  
 Punkte: Experimentelles Spektrum  
 Histogramm: EGS4-Simulation

	Experiment	EGS4
Mittelwert	$(304 \pm 1.5) \text{keV}$	$(313 \pm 1.5) \text{keV}$
MOP	$(169 \pm 10) \text{keV}$	$(174 \pm 10) \text{keV}$
Einträge MOP	8.2 %	8.8 %
Einträge FAP	4.1 %	4.8 %

Tab. 3.2: Experimentell ermittelte sowie mit EGS4 simulierte Daten für die Transmission von 1 MeV Elektronen durch 530  $\mu\text{m}$  Silizium

### 3.2.3 Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter

Im folgenden werden Testexperimente beschrieben, die von der Gruppe "Nukleare Meßtechnik" des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg (siehe Seite 3) am DESY durchgeführt worden sind [EBEa], [LIN]. Dabei werden Elektronen bekannter Energie im Intervall zwischen 2 GeV und 6 GeV mit Silizium-Sampling-Kalorimetern nachgewiesen. Das Absorbermaterial ist Kupfer bzw. Blei mit einer Dicke von 15 mm ( $\tau_{Cu} = 1.04 X_0$ ) bzw. 6 mm ( $\tau_{Pb} = 1.07 X_0$ ); die lateralen Maße betragen  $9 \times 9 \text{ cm}^2$ . Die Siliziumdetektoren<sup>9</sup> sind kreisförmig mit einem Radius von  $r = 3.3 \text{ cm}$  und weisen eine mittlere Dicke von  $395 \mu\text{m}$  auf. Die Feldzone, in der Ionisation nachgewiesen werden kann, (dort ist die Konzentration an freien Ladungsträgern minimal), erstreckt sich über die gesamte geometrische Dicke ("vollständige Verarmung"). Sie sind mit einem Rahmen aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik umfaßt, so daß sich kein anderes Material vor oder hinter dem Silizium befinden muß. Das Cu/Si-Kalorimeter besteht aus 12 Absorber-Detektor-Paaren ("Sandwiches"), das Pb/Si-Kalorimeter aus 18 Sandwiches. Zusätzlich zu diesen Basisgeometrien besteht die Möglichkeit, eine Platte aus G10 (Dicke  $1.5 \text{ mm} \equiv 0.01 X_0$ ) vor oder hinter oder sowohl vor als auch hinter jeden Detektor zu setzen. Damit soll die Reduktion des elektromagnetischen Signals untersucht werden (vgl. Abschnitt 2.4.1).

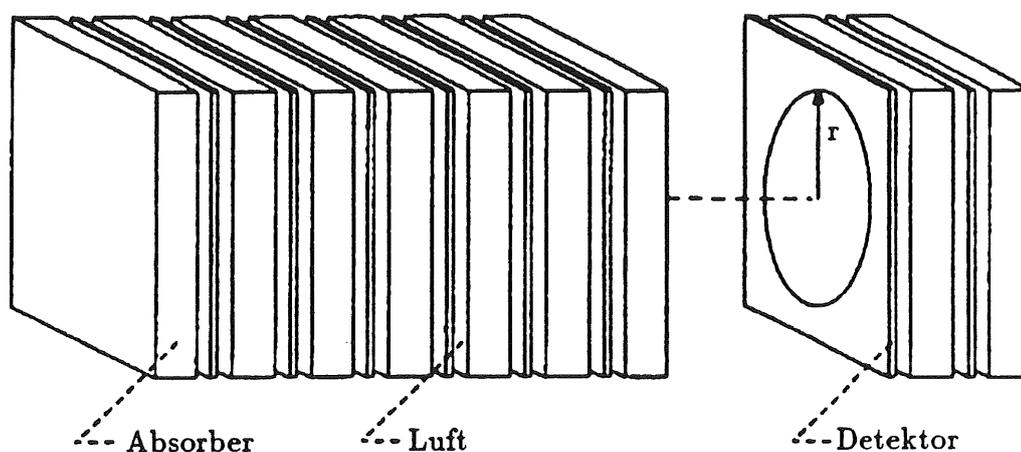


Abb. 3.4: Experimentelle Geometrie des Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeters

Zur Simulation wird als Absorberdicke genau  $1 X_0$  verwendet<sup>10</sup>, und die Siliziumdicke wird auf  $400 \mu\text{m}$  gesetzt; die experimentell ermittelten Resultate werden für den Vergleich mit simulierten Daten entsprechend korrigiert. D.h. die sichtbare Energie wird mit dem Faktor  $\tau_{Cu} \cdot \frac{400}{395}$  bzw.  $\tau_{Pb} \cdot \frac{400}{395}$  multipliziert. Die relative Breite  $\sigma/\epsilon_{vis}$  der Spektren ändert sich dadurch nicht, aber die experimentelle Energieauflösung  $\sigma/\epsilon_{vis} \cdot \sqrt{E_0}$  muß mit  $1/\sqrt{\tau_{Cu}}$  bzw.  $1/\sqrt{\tau_{Pb}}$  multipliziert werden (vgl.

<sup>9</sup>hergestellt im Labor der Gruppe "Nukleare Meßtechnik"

<sup>10</sup>Cu:  $1 X_0 = 1.436 \text{ cm}$ ; Pb:  $1 X_0 = 0.5613 \text{ cm}$ ; vgl. auch Tab. A.1

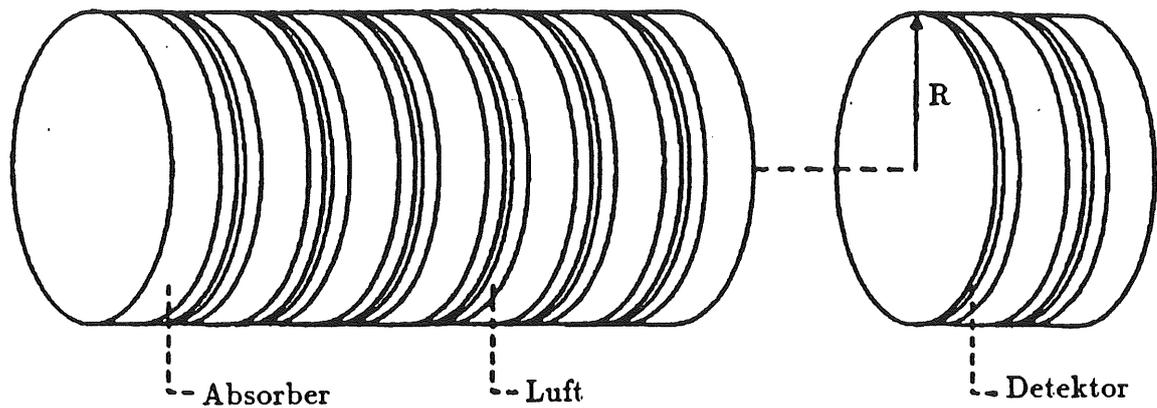


Abb. 3.5: Simulationsgeometrie für das Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeter

Gl. 2.31). Abgesehen von dem geringen Dickenunterschied ist die Abfolge von Materialien in longitudinaler Richtung in der für die Simulation verwendeten Geometrie identisch mit der experimentellen Anordnung (einschließlich der Luftspalte), aber die Außenmaße der simulierten Geometrie sind sehr viel größer. Es handelt sich um eine zylindrische Geometrie mit einem Radius von  $R = 20 \text{ cm}$  und einer Länge entsprechend 20 Sandwiches; eine Begrenzung auf die realistische Größe erfolgt in der späteren Auswertung<sup>11</sup>. Die primären Elektronen haben eine Energie von 2, 4 und 6 GeV, und sie treffen ohne räumliche Streuung exakt auf die Mitte des Kalorimeters ("Pencil-Beam"). Die Wahl der Simulationsparameter orientiert sich an den in Abschnitt 3.1 festgestellten Kriterien. Da die sichtbare Energie wesentlich von niederenergetischen Elektronen bestimmt wird, sind niedrige Werte für ECUT und AE auch im Absorber notwendig. Um aber die benötigte CPU-Zeit gering zu halten, werden die Absorberplatten (logisch) in zwei Oberflächenschichten von je 0.5 mm Dicke und einen mittleren Part aufgeteilt. Die notwendige 'feine' Simulation (d.h. mit niedrigen Energiegrenzen und kleinen Schrittlängen) wird nur in den Absorberoberflächen durchgeführt, während im mittleren Absorberteil ohne Beeinflussung des Gesamtergebnisses 'grob' simuliert werden darf [EBEb].

Tab. 3.3 faßt die zur Simulation der Kalorimetergeometrien verwendeten Parameter zusammen. Diese werden im Sinne einer realitätsnahen Simulation als optimal beurteilt [EBEb]. Die Dicke der Oberflächenschicht ist so gewählt, daß Elektronen mit einer kinetischen Energie von 500 keV ganz sicher nicht aus dem mittleren Absorberebereich in den Detektor gelangen.

Die experimentellen Ergebnisse beinhalten die sichtbare Energie  $\epsilon_{vis}$  und die Energieauflösung  $\frac{\sigma}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0}$ .  $\epsilon_{vis}$  und  $\sigma$  werden aus den gemessenen Spektren durch

<sup>11</sup>In der Simulationsgeometrie erstreckt sich das Silizium der Detektorebenen über die gesamte laterale Ausdehnung; die Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Keramik ist vernachlässigt worden.

	AE [keV]	ECUT [keV]	ESTEPE	AP [keV]	PCUT [keV]
Silizium	10	100	0.010	1	1
Kupfer (Oberfläche)	10	100	0.005	1	1
Kupfer (Mitte)	500	500	0.005	1	1
Blei (Oberfläche)	10	100	0.004	1	1
Blei (Mitte)	500	500	0.004	1	1
G10	10	10	0.010	1	1
Luft	10	10	0.010	1	1

Tab. 3.3: Parameter für EGS4-Simulationen für Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter

einen (iterativen) Gaußfit innerhalb des Intervalls  $[-3\sigma, +3\sigma]$  um den Mittelwert ermittelt. Anschließend erfolgen die bereits angeführten Korrekturen ( $1 X_0$  Absorberdicke,  $400 \mu m$  Siliziumdicke). Bei den Monte-Carlo-Rechnungen muß die Beschränkung der sehr großen Simulations-Geometrie auf realistische Abmessungen berücksichtigt werden. In einem dafür geeigneten Auswerteprogramm werden nur Energiedepositionen innerhalb der realistischen Größe zugelassen. Die Monte-Carlo-Ergebnisse werden dann durch die gleiche Fitprozedur ermittelt; die Korrekturen ( $1 X_0, 400 \mu m$ ) entfallen natürlich. Die angegebenen Fehler sind ausschließlich statistischer Natur; dies gilt auch für alle weiteren Angaben in dieser Arbeit.

Zum statistischen Fehler [GRE], [HAR]: Es werden  $n$  Schauer ("Events") experimentell registriert oder simuliert, und jedes *Event* ergibt einen Wert  $\epsilon_i$  für die *Visible Energy*. Daraus erhält man einen Mittelwert

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \epsilon_i$$

und eine Standardabweichung

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2} .$$

$\bar{\epsilon}$  und  $s$  sind selbst Stichproben einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, deren Parameter  $\mu$  (Mittelwert) und  $\sigma$  (Standardabweichung) bestimmt werden sollen. Bei den in dieser Arbeit auftretenden Fällen kann immer angenommen werden, daß es sich bei den Wahrscheinlichkeitsverteilungen wenigstens näherungsweise um Normalverteilungen handelt. Als beste Schätzung, die angegeben werden kann, gilt

$$\mu = \bar{\epsilon} \text{ und } \sigma = s$$

Der absolute Fehler des Mittelwertes ist

$$\Delta \bar{\epsilon} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} ,$$

und für den absoluten Fehler der Standardabweichung gilt

$$\Delta\sigma = \frac{\sigma}{\sqrt{2 \cdot (n-1)}}$$

Der absolute Fehler des Mittelwertes hängt also von der Standardabweichung ab und strebt für  $n \rightarrow \infty$  gegen Null, aber die Verteilungsfunktion behält natürlich ihre endliche Breite (nämlich  $\sigma$ ). Der relative Fehler  $\Delta\sigma/\sigma$  der Standardabweichung hängt ausschließlich von  $n$  ab. Beide Fehler verhalten sich für große  $n$  proportional zu  $1/\sqrt{n}$ ; d.h. für eine Reduzierung der Fehler beispielsweise um einen Faktor 2 ist eine 4-fache Erhöhung der Anzahl der *Events* notwendig.

Die Abb 3.6 und 3.7 repräsentieren sowohl die gemessenen als auch die mit EGS4 simulierten sichtbaren Energien für alle G10-Konfigurationen beider Kalorimeter. Die Abb 3.8 und 3.9 zeigen die gemessene Energieauflösung für das Cu/Si- und das Pb/Si-Kalorimeter jeweils ohne G10.

Für einen Vergleich faßt die Tab.3.4 diese Ergebnisse, gemittelt über alle Primärenergien, zusammen. Die ersten beiden Spalten geben das elektromagnetische Signal wieder (es wäre das  $e$ -Signal, wenn die Kalorimeter hermetisch wären), die dritte Spalte zeigt, daß die mit EGS4 ermittelte sichtbare Energie für das Cu/Si-Kalorimeter im Mittel um 2.4 % und für das Pb/Si-Kalorimeter im Mittel um 4.3 % zu niedrig ist. Die folgenden beiden Spalten geben die Auflösungen der sichtbaren Energien an, wobei die EGS-Werte stets niedriger als die experimentellen Werte sind, da kein zusätzliches Rauschen addiert wurde.

Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten ist ausgezeichnet. Der Effekt durch das G10 wird sogar noch besser beschrieben als die sichtbare Energie selbst, da die Diskrepanz zwischen experimentellen und simulierten Werten für alle G10-Konfigurationen eines Absorbermaterials durch einen konstanten Faktor gegeben ist. Insbesondere soll hervorgehoben werden, daß sowohl im Experiment als auch in der EGS-Simulation die G10-Scheiben hinter den Detektoren deutlich wirkungsvoller sind als vor den Detektoren. Eine Diskussion dieses Effekts findet im Zusammenhang mit den entsprechenden GEANT-Simulationen in Abschnitt 3.3.5 statt.

Die systematischen Abweichungen der sichtbaren Energien von 2.4 % bzw. 4.3 % können folgende Ursachen haben:

- Sehr wahrscheinlich ist das im Experiment eingesetzte Kupfer bzw. Blei nicht vollkommen rein. Durch die möglichen Beimischungen, über die allerdings keine Informationen vorliegen, ändern sich sowohl die chemische Zusammensetzung (mit Auswirkung auf Elektronendichte und Wirkungsquerschnitte) als auch die tatsächliche Dichte.

- Im experimentellen Aufbau befindet sich vor dem eigentlichen Kalorimeter etwas Material (Trigger aus Szintillator, Kalorimetergehäuse; insgesamt  $\approx 0.05 X_0$ ) im Strahl, das in der Simulation nicht enthalten ist.
- Nicht auszuschließen ist auch eine Ungenauigkeit der Kalibration.

Kalorimeter-Konfiguration	$\epsilon_{vis} / E_0$ [MeV/GeV]		$\frac{(\epsilon_{vis}/E_0)_{EGS4}}{(\epsilon_{vis}/E_0)_{Exp.}}$	$\frac{\sigma}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0}$ [% $\sqrt{GeV}$ ]	
	Exp.	EGS4		Exp.	EGS4
<b>Cu/Si</b>					
ohne G10	$6.85 \pm 0.08$	$6.70 \pm 0.01$	$0.979 \pm 0.012$	$25.9 \pm 0.6$	$23.9 \pm 0.3$
1.5 mm G10 vorne	$6.53 \pm 0.09$	$6.41 \pm 0.02$	$0.981 \pm 0.014$	$24.8 \pm 0.6$	$22.7 \pm 0.4$
1.5 mm G10 hinten	$6.33 \pm 0.08$	$6.21 \pm 0.02$	$0.981 \pm 0.013$	$25.1 \pm 0.6$	$23.3 \pm 0.4$
1.5 mm G10 vorne & hinten	$6.12 \pm 0.07$	$5.90 \pm 0.02$	$0.964 \pm 0.011$	$24.5 \pm 0.6$	$22.7 \pm 0.5$
<b>Pb/Si</b>					
ohne G10	$14.44 \pm 0.17$	$13.94 \pm 0.03$	$0.965 \pm 0.011$	$20.9 \pm 0.5$	$18.5 \pm 0.3$
1.5 mm G10 vorne	$12.91 \pm 0.15$	$12.29 \pm 0.03$	$0.953 \pm 0.011$	$20.3 \pm 0.5$	$18.4 \pm 0.3$
1.5 mm G10 hinten	$12.13 \pm 0.14$	$11.64 \pm 0.03$	$0.960 \pm 0.011$	$20.7 \pm 0.5$	$18.1 \pm 0.3$
1.5 mm G10 vorne & hinten	$11.04 \pm 0.13$	$10.58 \pm 0.02$	$0.959 \pm 0.011$	$20.3 \pm 0.5$	$17.0 \pm 0.3$

Tab. 3.4: Vergleich von experimentellen und mit EGS4 simulierten Ergebnissen für verschiedene G10-Konfigurationen des Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeters (bezogen auf  $1 X_0$  Absorberdicke,  $400 \mu m$  Siliziumdicke und realistische Außenmaße)

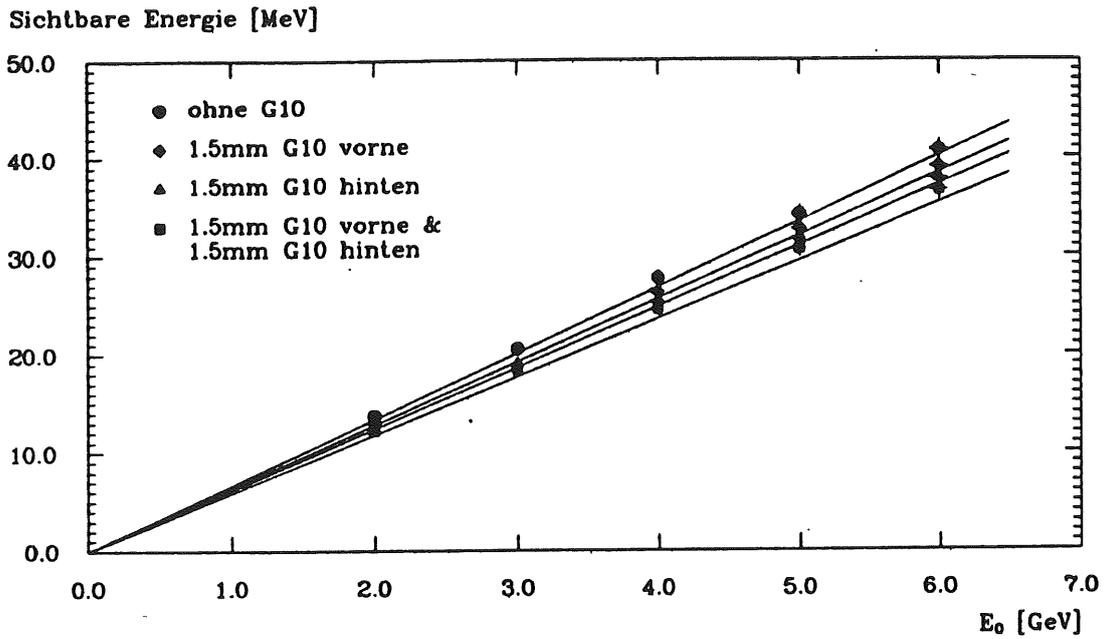


Abb. 3.6: Sichtbare Energie für das Cu/Si-Kalorimeter  
Symbole: Experiment  
Linien: EGS4

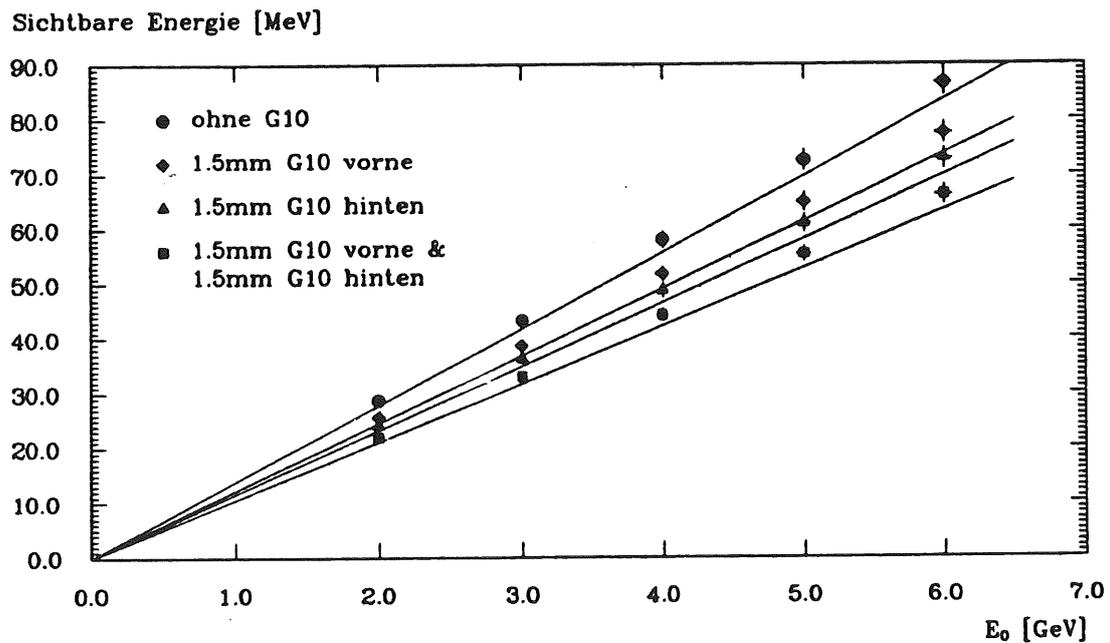


Abb. 3.7: Sichtbare Energie für das Pb/Si-Kalorimeter  
Symbole: Experiment  
Linien: EGS4

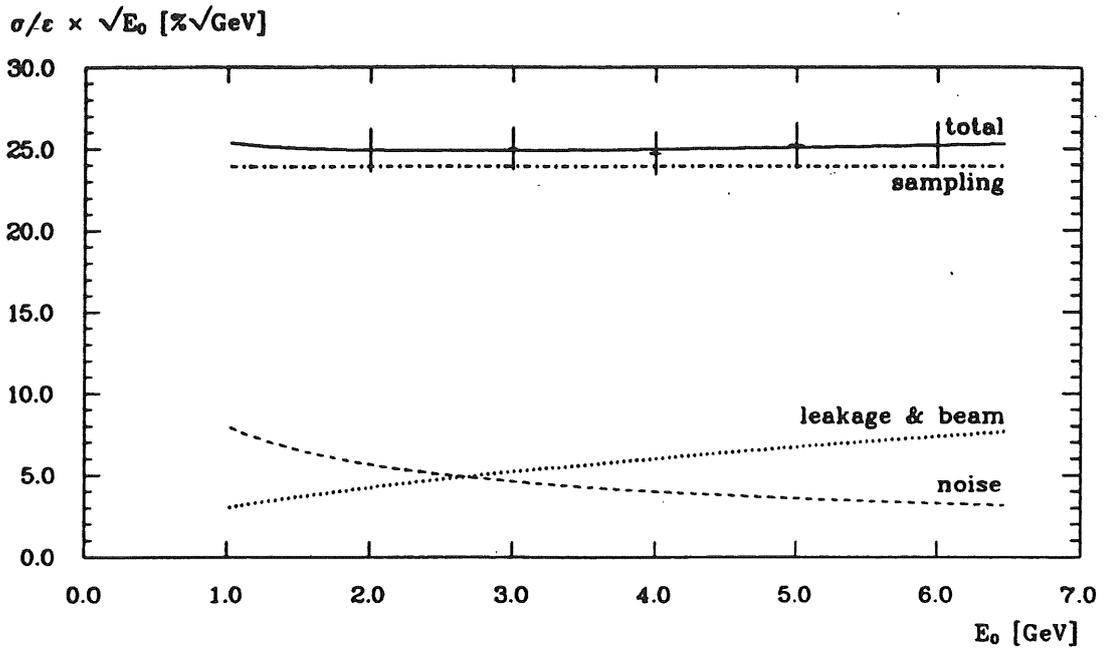


Abb. 3.8: Experimentell ermittelte Energieauflösung und ihre Komponenten für das Cu/Si-Kalorimeter ("sampling" steht für alle Komponenten, deren Beitrag zu  $\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E_0}$  konstant ist.)

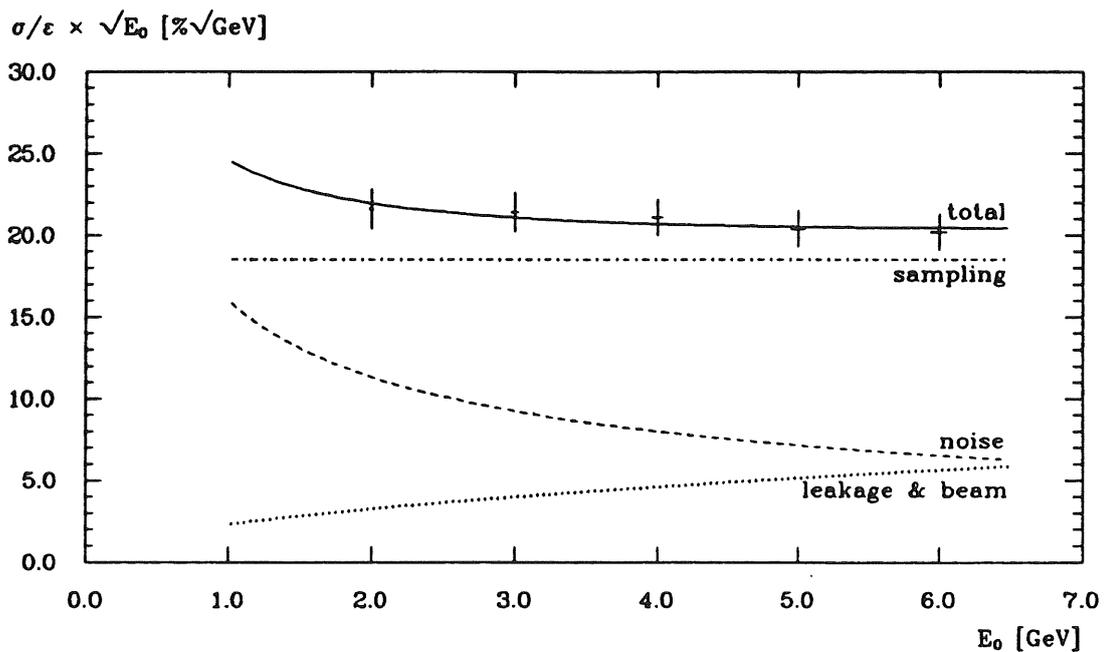


Abb. 3.9: Experimentell ermittelte Energieauflösung und ihre Komponenten für das Pb/Si-Kalorimeter ("sampling" steht für alle Komponenten, deren Beitrag zu  $\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E_0}$  konstant ist.)

Die Abb 3.8 und 3.9 enthalten neben den gemessenen Energieauflösungen auch ihre jeweiligen Komponenten gemäß Abschnitt 2.4.2 nach Gl. 2.37 (Seite 36). Für  $c_1$  wird der jeweils mit EGS4 ermittelte Wert eingesetzt, da dieser Term im wesentlichen die physikalisch begründeten Fluktuationen beschreibt. Die logarithmische Abhängigkeit der *Leakage*-Fluktuation wird vernachlässigt, so daß dieser Beitrag mit dem Beitrag der Strahlunschärfe zu  $c_2$  zusammengefaßt werden kann.  $c_3$  schließlich gibt den Rauschbeitrag wieder. Damit ergibt sich vereinfacht die Gl. 3.1 für die Energieauflösung.

$$\frac{\sigma_{exp}}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0} = \left[ c_1^2 + c_2^2 \cdot E_0 + c_3^2 \cdot \frac{1}{E_0} \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

Durch einen Fit an die gemessenen Energieauflösungen werden  $c_2$  und  $c_3$  ermittelt; die Ergebnisse zeigt die folgende Tabelle:

	Cu/Si	Pb/Si
$c_1$ [% $\sqrt{GeV}$ ]	23.9	18.5
$c_2$ [%]	3.0	2.3
$c_3$ [% $GeV$ ]	8.0	16.0

Tab. 3.5: Komponenten der Energieauflösung für das Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter; Konfigurationen jeweils ohne G10

Der Unterschied von  $c_1$  spiegelt die unterschiedliche kritische Energie von Kupfer und Blei wieder.  $c_2$  ist, wie erwartet, etwa gleich für beide Absorbermaterialien. Die Werte für  $c_3$  sind (insbesondere für Blei) unerwartet hoch. Der typische Rauschbeitrag eines einzelnen Detektors beträgt  $\sigma_{noise,det} \approx 50 \text{ keV}$ . Damit ist für das Kalorimeter mit einem Rauschbeitrag von  $\sigma_{noise}^{Cu} \approx \sqrt{12} \cdot 50 \text{ keV} \approx 180 \text{ keV}$  bzw.  $\sigma_{noise}^{Pb} \approx \sqrt{18} \cdot 50 \text{ keV} \approx 210 \text{ keV}$  zu rechnen. Bei einem Signal von  $\epsilon_{vis}/E_0 = 6.85 \text{ MeV}/\text{GeV}$  (Cu) bzw.  $\epsilon_{vis}/E_0 = 14.44 \text{ MeV}/\text{GeV}$  (Pb) würde dieser Rauschbeitrag allein zu einem Wert für  $c_3$  von nur 2.6 % $GeV$  (Cu) bzw. 1.5 % $GeV$  (Pb) führen. Der dominierende Beitrag zu  $c_3$  entsteht durch elektromagnetisch eingestrahlte Störungen, sogenanntes "*Pick-up Noise*". Der große Unterschied bzgl.  $c_3$  läßt sich dadurch erklären, daß für die Messungen mit den beiden Kalorimetern (Cu/Si bzw. Pb/Si) unterschiedliche Hauptverstärker verwendet worden sind<sup>12</sup>.

Insgesamt erscheint die Zuverlässigkeit dieser Simulation sehr hoch, so daß aus den Monte-Carlo-Daten zur weiteren Interpretation folgende Informationen extrahiert werden können:

<sup>12</sup>Tatsächlich ist das Experiment mit dem Pb/Si-Kalorimeter begonnen worden, und wegen des erheblichen Rauschens ist die analoge Elektronik vor den Messungen mit dem Cu/Si-Kalorimeter ausgetauscht worden.

1. Wie hoch ist der laterale und longitudinale Verlust an sichtbarer Energie durch die begrenzten Kalorimetermaße, und wie hoch wäre das gemessene Signal  $e$ , wenn keine Leckverluste existieren würden? Durch die Auswertung der EGS-Daten mit realistischen und nahezu unendlichen Außenmaßen der Kalorimeterkonfigurationen lassen sich diese Leckverluste ermitteln. Außerdem kann festgestellt werden, in welchem Umfang die Energieauflösung durch Leckverluste beeinträchtigt wird.

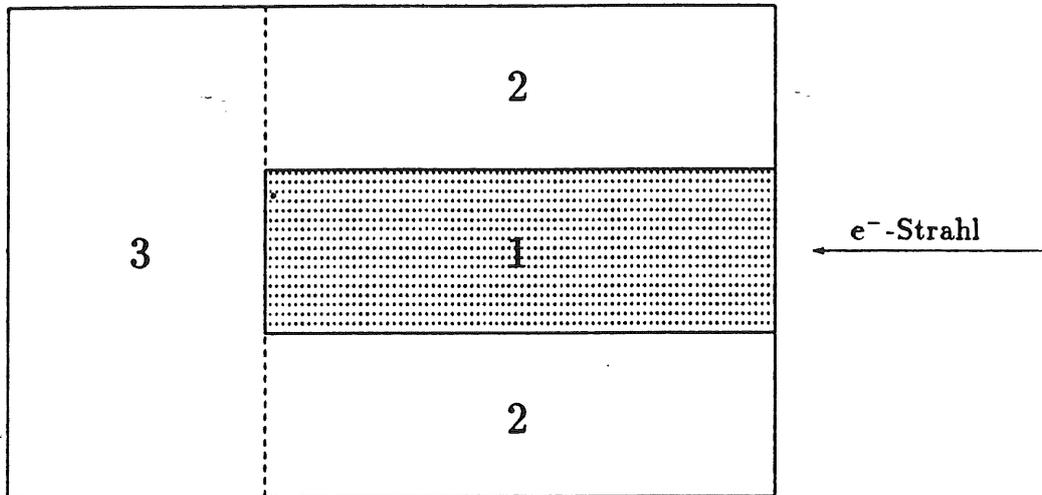


Abb. 3.10: Schematische Skizze eines Kalorimeters (Seitenansicht) zur Definition von lateralen und longitudinalen Leckverlusten

Die Abb.3.10 zeigt ein fiktives, nahezu unendlich großes Testkalorimeter in Seitenansicht; es sei symmetrisch um die Achse des Strahls aufgebaut, der von rechts kommend auf das Kalorimeter trifft. Ein Kalorimeter realistischer Größe ist als Volumen (1) gekennzeichnet. Energiedepositionen im Volumen (2) werden als laterale und Energiedepositionen im Volumen (3) als longitudinale Leckverluste bezeichnet. Die Simulationsrechnungen ergeben:

- Die lateralen Leckverluste betragen bei allen G10-Konfigurationen des Cu/Si-Kalorimeters etwa 10 % und im Pb/Si-Kalorimeter etwa 12 %. Die effektiven Molière-Radien für die Kalorimeter werden unter Berücksichtigung der Struktur aus allen verschiedenen Materialien<sup>13</sup> (mit individuellen Molière-Radien  $R_{M,i}$  und jeweiliger Dicke  $d_i$ ) nach Gl. 3.2 berechnet.

$$R_{M,e\text{ff}} = \frac{\sum_i d_i}{\sum_i \frac{d_i}{R_{M,i}}} \quad (3.2)$$

<sup>13</sup>einschließlich der Luftspalte

Für die Kupfer- bzw. Blei-Kalorimeter ergeben sich folgende effektiven Molière-Radien:

Kalorimeter-Konfiguration	$R_{M,\text{eff}}^{\text{Cu}}$	$R_{M,\text{eff}}^{\text{Pb}}$
ohne G10	2.01 cm	2.86 cm
1 × 1.5 mm G10	2.11 cm	3.08 cm
2 × 1.5 mm G10	2.21 cm	3.28 cm

Der tatsächlich vorhandene Radius beträgt etwa 3.3 cm, so daß das laterale Maß für das Cu/Si-Kalorimeter  $1.5 \cdot R_M$  bzw. für das Pb/Si-Kalorimeter  $1.1 \cdot R_M$  beträgt. Nach der Parametrisierung (vgl. Abschnitt 2.2.3) lassen sich damit die lateralen Leckverluste zu 5 % für die Cu/Si-Konfigurationen bzw. zu 7 % für die Pb/Si-Konfigurationen abschätzen. Damit stimmen die Angaben von EGS4 und der Parametrisierung im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit überein.

- Die longitudinalen Leckverluste beim Cu/Si-Kalorimeter (Länge etwa  $12 X_0$ ) wachsen zwar mit zunehmender Primärenergie, aber eine deutliche Proportionalität zu  $\ln(E_0)$  ist nicht erkennbar (aber auch nicht auszuschließen). Beim Pb/Si-Kalorimeter (Länge etwa  $18 X_0$ ) sind die longitudinalen Leckverluste sehr viel geringer (kleiner als 1 %), so daß keine Aussage zur Abhängigkeit von  $E_0$  möglich ist.
  - Das Signal  $e$  aus den Simulationsrechnungen für hermetische Kalorimeterkonfigurationen wird in Tab. 3.6 angegeben.
  - Die Energieauflösungen (angegeben in Tab. 3.7) werden durch die Leckverluste nur geringfügig beeinträchtigt. Dabei zeigt das laterale *Leakage* bei beiden Kalorimetern keinen signifikanten Einfluß auf die Energieauflösung. Sie bleibt beim Pb/Si-Kalorimeter, bei dem es praktisch keine longitudinalen, sondern nur laterale Leckverluste gibt, unverändert. Beim Cu/Si-Kalorimeter sind die Energieauflösungen der hermetischen Geometrien um rund  $2 \%\sqrt{\text{GeV}}$  besser als bei den realistischen Geometrien. Eine Auswertung mit großer Länge (d.h. mit 20 *Sandwiches*), aber mit realistischem Radius ergibt auch schon diese verbesserten Werte. Die Energieauflösung wird also mehr durch longitudinales als durch laterales *Leakage* beeinträchtigt; dies wird auch so erwartet (vgl. Seite 36).
2. Da eine Reduktion des Signals allein durch das Einfügen zusätzlichen Absorbmaterials bewirkt wird, dies aber mit keinem besonderen Effekt verbunden wäre, wird die Reduktion mittels des  $e/mip$ -Verhältnisses angegeben. Als Reduktion  $R$  wird definiert:

$$R\left(\frac{\epsilon}{mip}\right) := 1 - \frac{(e/mip)_{\text{mit G10}}}{(e/mip)_{\text{ohne G10}}} \quad (3.3)$$

D.h. in  $R\left(\frac{\epsilon}{mip}\right)$  kommt der wahre Effekt durch den leichten Absorber zum Ausdruck. Für  $e$  ist allerdings das Signal eines hermetischen Kalorimeters zu benutzen, und daher wird die Reduktion basierend auf den Monte-Carlo-Ergebnissen ermittelt.

Die Tab. 3.6 gibt neben  $e$  die *Sampling-Fraction* (vgl. Abschnitt 2.2) eines mip's (zur Vergleichbarkeit mit  $e$  um einen Faktor  $10^3$  erhöht), das Verhältnis  $e/mip$ , und die Reduktion  $R$  nach Gl. 3.3 an.

Kalorimeter-Konfiguration	$e$ [MeV/GeV]	$mip \times 10^3$	$\frac{\epsilon}{mip}$	$R\left(\frac{\epsilon}{mip}\right)$
<b>Cu/Si</b>				
ohne G10	$7.90 \pm 0.02$	8.52	$0.927 \pm 0.002$	—
1.5 mm G10 vorne	$7.61 \pm 0.02$	8.31	$0.916 \pm 0.002$	$0.012 \pm 0.004$
1.5 mm G10 hinten	$7.28 \pm 0.02$	8.31	$0.876 \pm 0.002$	$0.055 \pm 0.004$
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	$7.01 \pm 0.02$	8.11	$0.864 \pm 0.003$	$0.068 \pm 0.004$
<b>Pb/Si</b>				
ohne G10	$15.89 \pm 0.04$	21.22	$0.749 \pm 0.002$	—
1.5 mm G10 vorne	$14.11 \pm 0.03$	19.97	$0.707 \pm 0.002$	$0.056 \pm 0.003$
1.5 mm G10 hinten	$13.26 \pm 0.03$	19.97	$0.664 \pm 0.002$	$0.113 \pm 0.003$
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	$12.11 \pm 0.02$	18.86	$0.642 \pm 0.001$	$0.142 \pm 0.003$

Tab. 3.6: Mit EGS4 ermittelte Reduktionseffekte in hermetischen G10-Konfigurationen des Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeters

Kalorimeter- Konfiguration	$\frac{\sigma}{\varepsilon_{111}} \cdot \sqrt{E_0} [\% \sqrt{\text{GeV}}]$
-------------------------------	--

---

**Cu/Si**

ohne G10	22.8±0.3
1.5 mm G10 vorne	20.4±0.3
1.5 mm G10 hinten	21.3±0.4
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	20.8±0.4

**Pb/Si**

ohne G10	18.6±0.3
1.5 mm G10 vorne	17.8±0.3
1.5 mm G10 hinten	18.1±0.3
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	16.9±0.3

Tab. 3.7: Mit EGS4 ermittelte Energieauflösungen in hermetischen G10-Konfigurationen des Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeters

### 3.2.4 W/Si- und U/Si-Kalorimeter

Bei diesen Kalorimetern handelt es sich ebenfalls um elektromagnetische Testkalorimeter, die von der SICAPO-Kollaboration, an der unsere Hamburger Gruppe beteiligt ist, am CERN untersucht werden [LEMa]. Die Ergebnisse dieser Kalorimeter bieten sich für einen weiteren EGS-Test an, weil andere Absorbermaterialien, nämlich Wolfram und Uran<sup>14</sup>, von etwa  $2X_0$  Dicke (damit etwa doppelt so stark wie bei den Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimetern) verwendet werden, und weil Siliziumdetektoren<sup>15</sup> anderer Art eingesetzt werden. Diese Detektoren weisen eine geometrische Dicke von  $300\ \mu\text{m}$  auf, aber die Verarmungszone ( $D_{Depl}$ ) erstreckt sich nur über  $200\ \mu\text{m}$ . Dies wird über die in Sperrichtung angelegte Spannung  $U_{Det}$  eingestellt ( $D_{Depl} \propto \sqrt{U_{Det}}$ ). Die restlichen  $100\ \mu\text{m}$  verbleiben als feldfreie Zone. Die Tatsache, daß der Detektor also aus einer aktiven und einer passiven Schicht besteht, muß in zweierlei Hinsicht beachtet werden:

- i) Um eine gewünschte Verarmungszone zu erreichen, muß die dafür erforderliche Sperrspannung bekannt sein, und da der Proportionalitätsfaktor zwischen  $D_{Depl}$  und  $\sqrt{U_{Det}}$  von individuellen Detektoreigenschaften, nämlich vom spezifischen Materialwiderstand abhängt, kann diese Spannung für jeden einzelnen Detektor unterschiedlich sein. Außerdem muß sie zeitlich langfristig konstant sein, da sich sonst das Detektorsignal, das linear von  $D_{Depl}$  abhängt, verändert. Bei den Messungen der SICAPO-Kollaboration mit den W/Si- und U/Si-Kalorimetern kann man von einer zeitlichen Stabilität von  $\pm 1\ \mu\text{m}$  und von einer Fluktuation der Verarmungszone von  $\pm 6\ \mu\text{m}$  ausgehen [PEN].
- ii) Elektronen bzw. Löcher, die zwar innerhalb der feldfreien Zone, aber in der Nähe der positiven Elektrode bzw. in der Nähe der Raumladungszone generiert werden, können in diese benachbarten Bereiche diffundieren ("Charge Migration Effect") [CRO]. Es tragen also Ladungsträger zum Signal bei, die in der passiven Zone erzeugt worden sind, so daß es selbst ohne Sperrspannung noch ein meßbares Signal gibt [CRO], [PEN]. Bei einer Zeitkonstanten von  $\tau \approx 1\ \mu\text{s}$  der nachfolgenden Elektronik, wie sie für diese SICAPO-Messung typisch ist, entspricht der Beitrag aus der feldfreien Zone einer zusätzlichen Verarmung um  $(23.7 \pm 2.3)\ \mu\text{m}$  [CRO] bzw.  $(23 \pm 2)\ \mu\text{m}$  [PEN]. Dieser Effekt muß bei der Diskussion der Monte-Carlo-Ergebnisse berücksichtigt werden.

Sowohl die Detektoren als auch die Absorberplatten sind lateral  $5 \times 5\text{cm}^2$  groß. Auch hier waren die Detektoren mit Rahmen umfaßt, so daß sich kein weiteres Material vor oder hinter den Detektoren befinden muß. Als Absorbermaterial kommen Wolfram mit einer Beimischung von 1.5 % Eisen und 1.5 % Nickel [RAN] sowie Uran zum Einsatz. Die Absorberdicken betragen  $7.2\ \text{mm}$  ( $\equiv 1.95 X_0$ ) beim Wolfram und

<sup>14</sup>abgereichertes Uran  $^{235}\text{U}$

<sup>15</sup>hergestellt von der Firma Ansaldo, Italien

6.2 mm ( $\equiv 1.96 X_0$ ) beim Uran. Beide Kalorimeter bestehen aus 12 *Sandwiches* (Gesamtlänge also ca.  $24 X_0$ ). Die Siliziumdetektoren sind mit der Verarmungszone zum Strahl hin und mit der feldfreien Zone nach rückwärts zeigend angeordnet.

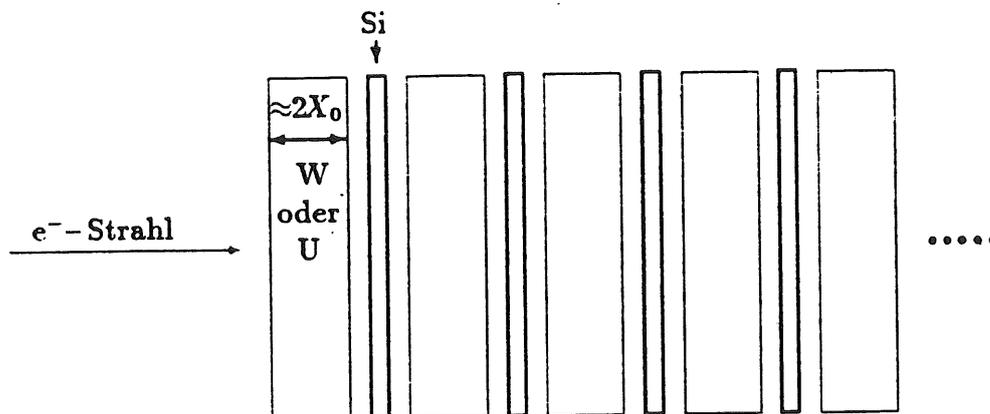


Abb. 3.11: Schematische Skizze des W/Si- bzw. U/Si-Kalorimeters

Dieses und alle anderen in dieser Arbeit beschriebenen Experimente, die am CERN stattgefunden haben, sind am t9-Strahl des Protonensynchrotrons (PS) durchgeführt worden. Dort besteht der Trigger im wesentlichen aus einem Čerenkovzähler zur Identifizierung der Elektronen sowie drei Szintillationszählern zur Definition der Strahlachse, von denen der letzte nur  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  groß ist und sich unmittelbar an der Frontseite des Kalorimetergehäuses befindet.

In der Simulation besteht jeder Siliziumdetektor aus einer aktiven Zone von  $200 \mu\text{m}$  und einer passiven Zone von  $100 \mu\text{m}$ . Das Absorbermaterial wird, wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, in zwei Oberflächenschichten von je  $0.5 \text{ mm}$  und den verbleibenden Mittelteil unterteilt. Die lateralen Dimensionen entsprechen der Realität. Die Parameter werden wie in Tab. 3.3 gewählt, mit Ausnahme von ESTEPE, welches für Wolfram und Uran<sup>16</sup> auf 0.003 und für alle anderen Materialien (aktives und passives Silizium, Luft, G10) auf 0.01 gesetzt wird.

Es werden für beide Absorbermaterialien folgende G10-Konfigurationen untersucht:

- ohne G10
  - G10 nur auf der Rückseite;
- Dicken:
- 0.5 mm
  - 1.0 mm
  - 3.0 mm
  - 5.0 mm

<sup>16</sup>Eine Parametervariation von ESTEPE für das U/Si-Kalorimeter ergab für  $0.0005 \leq \text{ESTEPE} < 0.003$  keine signifikante Veränderung des Ergebnisses.

- G10 sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite;  
Dicken (für jeweils eine Schicht):
  - 0.5 mm
  - 1.0 mm
  - 1.5 mm

Die Energie der Elektronen beträgt 2, 4 und 6 GeV.

Die Analyse der experimentellen Daten besteht aus der Addition der 12 einzeln ausgelesenen Detektorsignale, die vor der Messung individuell kalibriert worden sind, und anschließendem Gaußfit. Die so erhaltenen Mittelwerte für die sichtbare Energie für die drei Primärenergien werden einer linearen Regression unterzogen. Als Resultat werden die Steigung  $a$  (Einheit  $MeV/GeV$ ) und der Ordinatenabschnitt  $b$  (Einheit  $MeV$ ) in Tab. 3.8 angegeben. Bemerkenswerterweise ist  $b$  für die experimentellen Daten systematisch von Null verschieden, was nicht erklärt werden kann. Bei den Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimetern weisen sowohl die Experimente als auch die EGS-Rechnungen keine signifikant von Null abweichenden Ordinatenabschnitte auf. Der Effekt des G10's wird auf die Steigung  $a$  bezogen. Für die Konfiguration mit G10 sowohl auf der Vorder- wie auch auf der Rückseite werden nur die Reduktionen angegeben [BORA]. Experimentelle Daten zur Energieauflösung stehen leider nicht zur Verfügung.

Die EGS-Ergebnisse werden durch die gleiche Prozedur ( $\pm 3\sigma$ -Gaußfit) ermittelt, wie im Abschnitt 3.2.3 beschrieben. Als Resultat wird  $\langle \epsilon_{vis}/E_0 \rangle$  angegeben; da keine nennenswerten Leckverluste auftreten, gilt  $\langle \epsilon_{vis}/E_0 \rangle = \epsilon$  in guter Näherung. Weil der *Charge Migration Effect* nicht simuliert wird, werden diese Monte-Carlo-Ergebnisse mit dem experimentell ermittelten Faktor von  $(1 + \frac{23}{200})$  multipliziert (siehe Seite 59), um dem Signalbeitrag aus der feldfreien Zone gerecht zu werden.

Die Tab. 3.8 und 3.9 geben eine Gegenüberstellung von experimentellen und mit EGS4 simulierten Resultaten an, und die Abb. 3.12 bis Abb. 3.15 stellen die jeweiligen Reduktionen graphisch dar.

Die experimentellen Daten sind mit einem relativen Fehler von 5–6 % behaftet, so daß jeder Quotient  $q$  mit

$$q = \frac{(a/mip)_{\text{mit G10}}}{(a/mip)_{\text{ohne G10}}}$$

mit einer relativen Unsicherheit von 7–8 % verbunden ist. Der absolute Fehler von  $q$  ist gleichzeitig der absolute Fehler von  $R = 1 - q$  (vgl. Gl. 3.3), wodurch der relative Fehler von  $R$  beträchtlich hoch werden kann (er beträgt 30 – 100 %).

Sowohl beim W/Si- als auch beim U/Si-Kalorimeter stellen die experimentellen Reduktionen bei der Konfiguration '1.0 mm G10 hinten' Ausreißer nach oben

bzw. nach unten dar. Ansonsten verhält sich  $R$  für beide Absorbermaterialien im wesentlichen gleich. Man erkennt, daß die Reduktion bei zunächst geringer G10-Stärke stark einsetzt, dann aber bei zunehmender Dicke in eine Sättigung einmündet. Die EGS4-Rechnungen folgen diesem Verlauf, weisen aber bei den Konfigurationen 'hinten' stets eine kleinere, bei den Konfigurationen 'vorne & hinten' jedoch eine größere Reduktion auf. Aber aufgrund der hohen Fehler sollte diesem Sachverhalt keine zu große Relevanz beigemessen werden. Zum Vergleich ist in den beiden Abbildungen 3.14 und 3.15 auch die Reduktion für das Pb/Si-Kalorimeter angegeben, da die Kernladungszahl von Blei ( $Z = 82$ ) zwischen denen von Wolfram ( $Z = 74$ ) und Uran ( $Z = 92$ ) liegt. Da die Reduktion stets auf die *Sampling-Fraction* eines mip's bezogen wird, ist die Vergleichbarkeit gegeben. Man stellt für beide G10-Konfigurationen fest, daß die quantitativen Angaben für die Reduktion bei diesen drei Absorbermaterialien mit vergleichbar hoher Kernladungszahl sehr gut übereinstimmen. Damit ist der Reduktionseffekt in zwei völlig unterschiedlichen experimentellen Situationen gemessen und mit EGS4 entsprechend simuliert worden.

Kalorimeter-Konfiguration	$a$ [MeV/GeV]	$b$ [MeV]	$mip \times 10^3$	$\frac{a}{mip}$	$R\left(\frac{a}{mip}\right)$
<b>W/Si</b>					
ohne G10	$4.25 \pm 0.25$	-0.88	5.59	$0.760 \pm 0.044$	—
0.5 mm G10 hinten	$3.94 \pm 0.22$	-0.95	5.54	$0.712 \pm 0.039$	$0.064 \pm 0.075$
1.0 mm G10 hinten	$3.42 \pm 0.19$	+0.34	5.48	$0.624 \pm 0.035$	$0.179 \pm 0.066$
3.0 mm G10 hinten	$3.29 \pm 0.18$	-0.56	5.28	$0.623 \pm 0.034$	$0.180 \pm 0.065$
5.0 mm G10 hinten	$3.08 \pm 0.17$	-0.70	5.09	$0.605 \pm 0.033$	$0.204 \pm 0.064$
0.5 mm G10 vorne & 0.5 mm G10 hinten			5.48		0.116
1.0 mm G10 vorne & 1.0 mm G10 hinten			5.38		0.140
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten			5.28		0.159
<b>U/Si</b>					
ohne G10	$5.08 \pm 0.30$	-1.14	6.75	$0.753 \pm 0.044$	—
0.5 mm G10 hinten	$4.66 \pm 0.26$	-1.15	6.67	$0.699 \pm 0.039$	$0.072 \pm 0.057$
1.0 mm G10 hinten	$4.74 \pm 0.26$	-2.20	6.59	$0.719 \pm 0.035$	$0.045 \pm 0.058$
3.0 mm G10 hinten	$3.88 \pm 0.22$	-0.92	6.30	$0.616 \pm 0.034$	$0.182 \pm 0.070$
5.0 mm G10 hinten	$3.63 \pm 0.20$	-0.60	6.03	$0.602 \pm 0.033$	$0.200 \pm 0.064$
0.5 mm G10 vorne & 0.5 mm G10 hinten			6.59		0.122
1.0 mm G10 vorne & 1.0 mm G10 hinten			6.44		0.145
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten			6.30		0.159

Tab. 3.8: Experimentell ermittelte Daten zur Reduktion der sichtbaren Energie für verschiedene G10-Konfigurationen des W/Si- bzw. U/Si-Kalorimeters

Kalorimeter-Konfiguration	$e$ [MeV/GeV]	$e/mip$	$R\left(\frac{e}{mip}\right)$
<b>W/Si</b>			
ohne G10	$4.13 \pm 0.02$	$0.739 \pm 0.004$	—
0.5 mm G10 hinten	$3.83 \pm 0.02$	$0.692 \pm 0.004$	$0.063 \pm 0.007$
1.0 mm G10 hinten	$3.67 \pm 0.02$	$0.669 \pm 0.004$	$0.094 \pm 0.007$
3.0 mm G10 hinten	$3.31 \pm 0.02$	$0.627 \pm 0.004$	$0.151 \pm 0.007$
5.0 mm G10 hinten	$3.13 \pm 0.02$	$0.615 \pm 0.004$	$0.167 \pm 0.007$
0.5 mm G10 vorne & 0.5 mm G10 hinten			0.115
1.0 mm G10 vorne & 1.0 mm G10 hinten			0.149
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten			0.182
<b>U/Si</b>			
ohne G10	$4.64 \pm 0.03$	$0.688 \pm 0.004$	—
0.5 mm G10 hinten	$4.32 \pm 0.03$	$0.648 \pm 0.005$	$0.058 \pm 0.009$
1.0 mm G10 hinten	$4.06 \pm 0.03$	$0.616 \pm 0.005$	$0.104 \pm 0.009$
3.0 mm G10 hinten	$3.70 \pm 0.02$	$0.588 \pm 0.003$	$0.146 \pm 0.007$
5.0 mm G10 hinten	$3.36 \pm 0.02$	$0.557 \pm 0.003$	$0.190 \pm 0.007$
0.5 mm G10 vorne & 0.5 mm G10 hinten			0.132
1.0 mm G10 vorne & 1.0 mm G10 hinten			0.188
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten			0.209

Tab. 3.9: Mit EGS4 simulierte Daten zur Reduktion der sichtbaren Energie für verschiedene G10-Konfigurationen des W/Si- bzw. U/Si-Kalorimeters

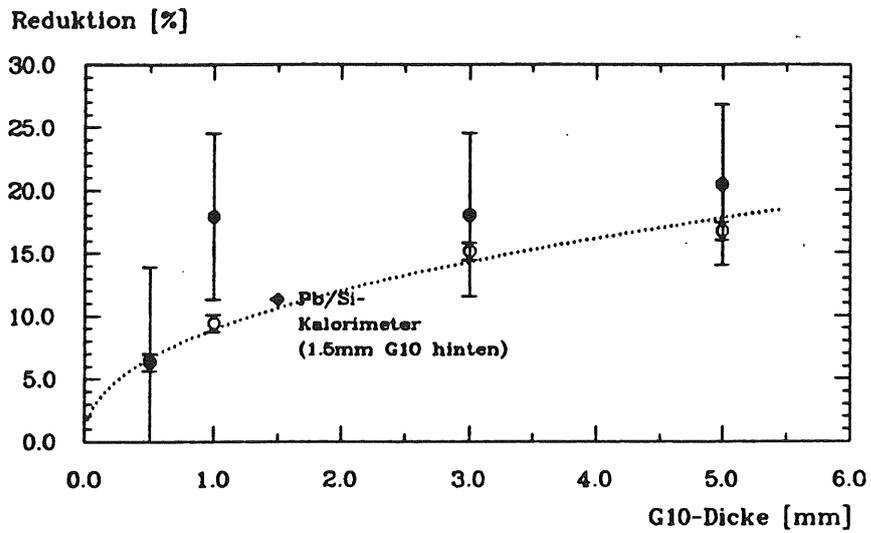


Abb. 3.12: Reduktion der sichtbaren Energie für verschiedene Schichten von G10 auf der Rückseite der Detektoren für das W/Si-Kalorimeter  
 Volle Symbole: Experiment  
 Offene Symbole: EGS4 (gepunktete Linie, um das Auge zu führen)

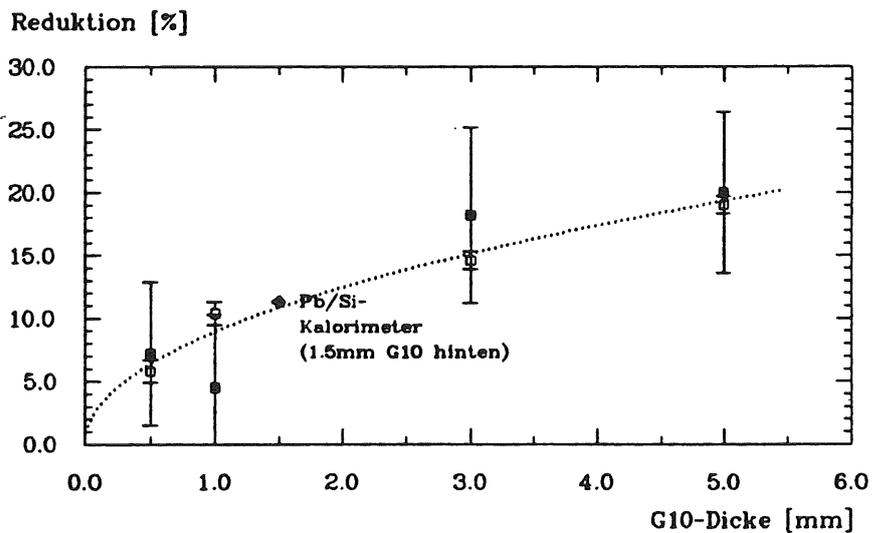


Abb. 3.13: Reduktion der sichtbaren Energie für verschiedene Schichten von G10 auf der Rückseite der Detektoren für das U/Si-Kalorimeter  
 Volle Symbole: Experiment  
 Offene Symbole: EGS4 (gepunktete Linie, um das Auge zu führen)

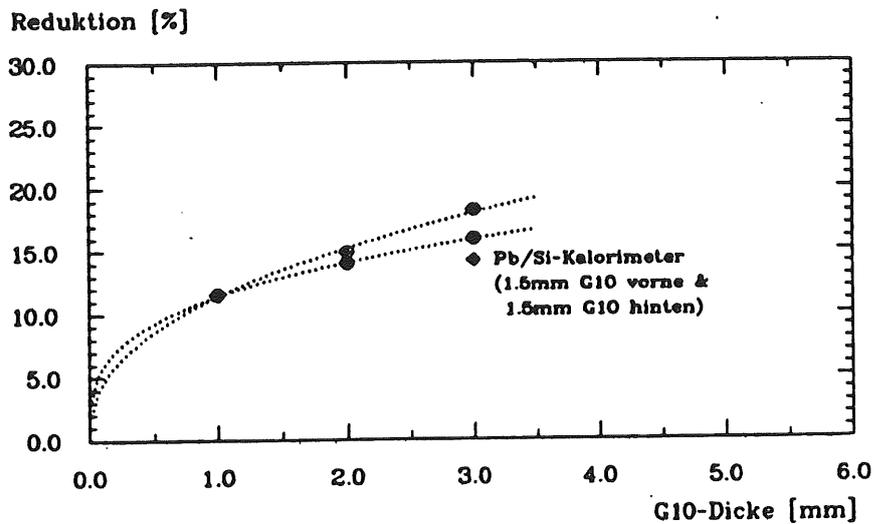


Abb. 3.14: Reduktion der sichtbaren Energie für verschiedene Schichten von G10 sowohl auf der Rückseite als auch auf der Vorderseite der Detektoren für das W/Si-Kalorimeter  
 Volle Symbole: Experiment (gepunktete Linie, um das Auge zu führen)  
 Offene Symbole: EGS4 (gepunktete Linie, um das Auge zu führen)

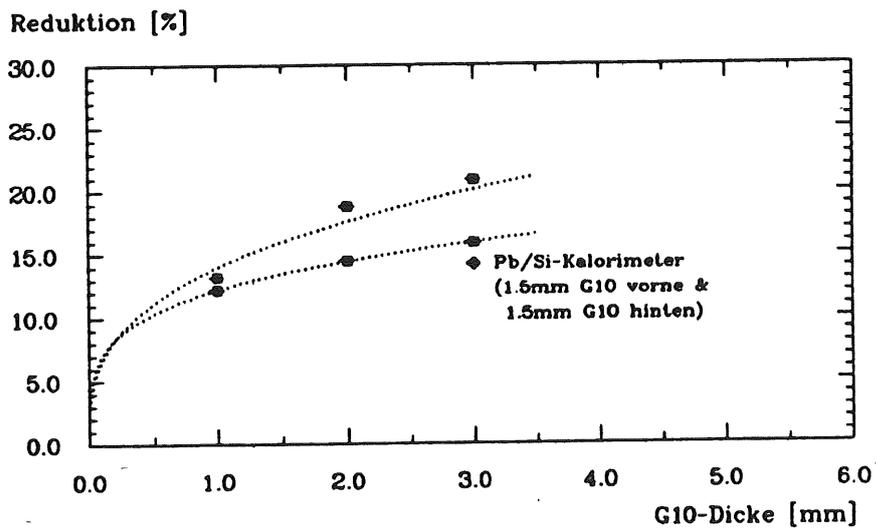


Abb. 3.15: Reduktion der sichtbaren Energie für verschiedene Schichten von G10 sowohl auf der Rückseite als auch auf der Vorderseite der Detektoren für das U/Si-Kalorimeter  
 Volle Symbole: Experiment (gepunktete Linie, um das Auge zu führen)  
 Offene Symbole: EGS4 (gepunktete Linie, um das Auge zu führen)

### 3.2.5 Laterale und longitudinale Schauerentwicklung im W/Si-Kalorimeter

In einer ergänzenden Messung der SICAPO-Kollaboration wird ein Silizium-Streifendetektor<sup>17</sup> verwendet, um die laterale Schauerentwicklung im W/Si-Kalorimeter, das im vorhergehenden Abschnitt beschrieben worden ist (siehe auch Abb 3.11), für Elektronen mit 6 GeV Energie zu vermessen [LEMa]. Der Detektor weist eine Fläche von  $48 \times 48 \text{ mm}^2$  auf, die in 48 (vertikale) Streifen von je 1 mm Breite und 48 mm Länge unterteilt ist; diese Streifen werden einzeln ausgelesen. Innerhalb des Kalorimeteraufbaus wird er nacheinander an die Positionen von ungefähr 2, 4, 6, 8, 10 und 12  $X_0$  gesetzt. Zwei Konfigurationen werden untersucht, nämlich

- ohne G10
- nach je  $\approx 2 X_0$  des Wolframabsorbers werden 5 mm G10 eingefügt; an der Position des Detektors befindet sich das G10 hinter diesem.

Die Abb. 3.16 und 3.17 zeigen die lateralen Schauerverteilungen in den verschiedenen Tiefen für beide G10-Konfigurationen in willkürlichen Einheiten. Es sind jeweils die experimentellen [LEMa] und die mit EGS simulierte Verteilungen angegeben. Diese Abbildungen machen deutlich, daß die Breite des Schauers mit zunehmender Tiefe anwächst, und daß die experimentellen Profile viel breiter sind als die mit EGS simulierte Profile. Außerdem ist erkenntlich, daß die Verteilungsmaxima nicht zwischen dem 24. und 25. Streifen liegen, sondern um zwei Streifen (also 2 mm) nach rechts verschoben sind.

Im Experiment enthält der Triggeraufbau unter anderem den ortsdefinierenden Szintillationszähler mit einer Fläche von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , der sich unmittelbar vor dem Kalorimeter befindet. Es ist durchaus möglich, daß die Anordnung um 2 mm dejustiert gewesen ist.

Die EGS4-Simulationen sind mit einem zentralen *Pencil Beam* durchgeführt worden. Bei der sich anschließenden Auswertung wird die Verschiebung um zwei Streifen berücksichtigt, und die Ortsposition der einfallenden Elektronen wird innerhalb eines (horizontalen) Bereiches von  $\pm 2.5 \text{ mm}$  gemäß einer Gleichverteilung gewählt. Die auf diese Weise den experimentellen Bedingungen angepaßten EGS-Profilen sind in den genannten Abbildungen dargestellt. Es ist sehr wahrscheinlich auf experimentelle Gründe zurückzuführen, daß die gemessenen Profile breiter sind als die EGS-Profilen. Dies wird durch die Tatsache unterstützt, daß die Summe über jene Streifen, die etwa  $1R_M$  entsprechen<sup>18</sup>, bei den gemessenen Profilen 75 % bzw. 90 % und bei den

<sup>17</sup>hergestellt von der Firma Hamamatsu, Japan

<sup>18</sup>Es ist:  $R_{M,\text{eff}}^{\text{W, ohne G10}} = 1.24 \text{ cm}$  und  $R_{M,\text{eff}}^{\text{W, 5mm G10}} = 1.76 \text{ cm}$

simulierten Profilen 95 % bzw. 98 % für die beiden Konfigurationen betragen<sup>19</sup>. Vermutlich kann trotz Verwendung des  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  kleinen Szintillationszählers nicht ausgeschlossen werden, daß auch solche Elektronen, die außerhalb dieses Triggers das Kalorimeter erreichen, registriert werden.

In Abb. 3.18 werden die totalen Verteilungen dargestellt, die man nach der Summation über alle sechs Positionen erhält. Man erkennt auch hier deutlich den Unterschied zwischen den experimentellen und simulierten Profilen, aber auch, daß das zusätzliche G10 keinen nennenswerten Einfluß auf die laterale Schauerentwicklung hat.

Man kann die relativ breiten experimentellen Verteilungen hypothetisch so interpretieren, daß sie aus einer Überlagerung vom eigentlichen Profil mit einem Untergrund hervorgehen. Um dies zu testen, ist bei allen sechs Einzelverteilungen ein konstanter Untergrund subtrahiert worden. Anschließend wird wieder über alle Tiefen zum totalen Profil summiert und erneut normiert; dies wird für beide G10-Konfigurationen getan. Das Ergebnis ist in Abb. 3.19 gezeigt. Die experimentellen Profile stimmen nun wesentlich besser mit den simulierten Profilen überein als vor dem Untergrundabzug.

Da das Vermessen eines rotationssymmetrischen Profils mit rechteckigen Streifen die Interpretation der Daten erschwert [BORc], werden die (über alle Tiefen summierten) EGS-Daten (ohne Verschiebungskorrektur und ohne Verschmierung des *Pencil Beams*) nochmals in konzentrischen Ringen mit zunehmendem Radius ausgewertet und in Abb. 3.20 dargestellt. Erst in dieser Darstellung ist der logarithmische Verlauf des lateralen Profils und die Zusammensetzung aus zwei Komponenten ersichtlich, wobei wiederum kaum ein Unterschied zwischen den beiden Konfigurationen erkennbar ist. Die eingezeichnete Linie folgt der Gleichung  $y = c_1 \cdot \exp(-r/r_1) + c_2 \cdot \exp(-r/r_2)$  mit  $c_1 = 0.11 \text{ mm}^{-2}$ ,  $c_2 = 0.13 \text{ mm}^{-2}$ ,  $r_1 = 23 \text{ mm}$  und  $r_2 = 64 \text{ mm}$ , und ist an das Histogramm für die Konfiguration ohne G10 angepaßt.

Trotz der genannten Vorbehalte können die Simulationsdaten noch zu einer longitudinalen Schauerentwicklung ausgewertet werden, indem die Summe über alle Streifen gegen die Detektorposition aufgetragen wird. Wie den Abb. 3.21 und 3.22 entnommen werden kann, ergeben sich dabei ausgezeichnete Übereinstimmungen. Zusätzlich sind in den Graphiken jeweils ein Fit für die longitudinale Schauerentwicklung gemäß Gl. 2.20 (Seite 20) angegeben. Sowohl die gemessenen als auch die simulierten Werte folgen in guter Übereinstimmung dem Funktionsverlauf der longitudinalen Parametrisierung. Der Vollständigkeit halber werden die Fitergebnisse in der Tabelle 3.10 angegeben.

---

<sup>19</sup>Selbstverständlich ist es nicht ganz korrekt, bei der Streifengeometrie den Molière-Radius heranzuziehen. Daher sind die Prozentangaben auch nicht direkt mit der Parametrisierung nach Abschnitt 2.2.3 zu vergleichen.

Parameter	ohne G10		5 mm G10	
	Exp.	EGS4	Exp.	EGS4
$a$	$2.66 \pm 0.14$	$2.92 \pm 0.13$	$2.76 \pm 0.13$	$3.04 \pm 0.13$
$b[1/X_0]$	$0.465 \pm 0.024$	$0.525 \pm 0.024$	$0.511 \pm 0.024$	$0.549 \pm 0.024$

Tab. 3.10: Fitergebnisse für die Parameter  $a$  und  $b$  der longitudinalen Schauerentwicklung für 6 GeV Elektronen nach Gl. 2.20 für beide Konfigurationen des W/Si-Kalorimeters

Sowohl die experimentellen [BORc] als auch die mit EGS4 simulierten Daten lassen erkennen, daß das Einfügen von G10 keinen Einfluß weder auf die laterale noch auf die longitudinale Schauerentwicklung hat.

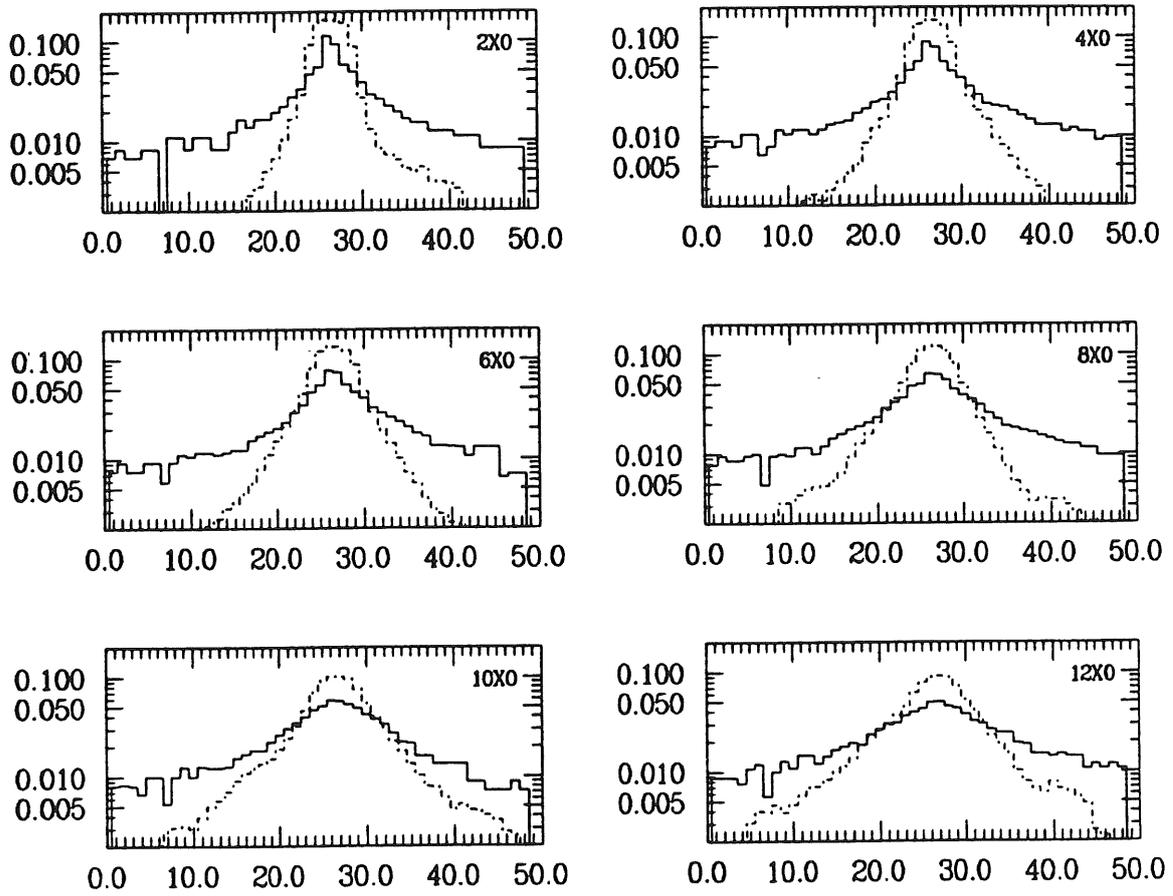


Abb. 3.16: Laterale Schauerprofile für 6 GeV Elektronen in verschiedenen Tiefen des W/Si-Kalorimeters (ohne G10)  
 Ordinate: Streifen-Nummer  
 Abszisse: Willkürliche Einheiten  
 Durchgezogene Linie: Experiment  
 Gestrichelte Linie: EGS4

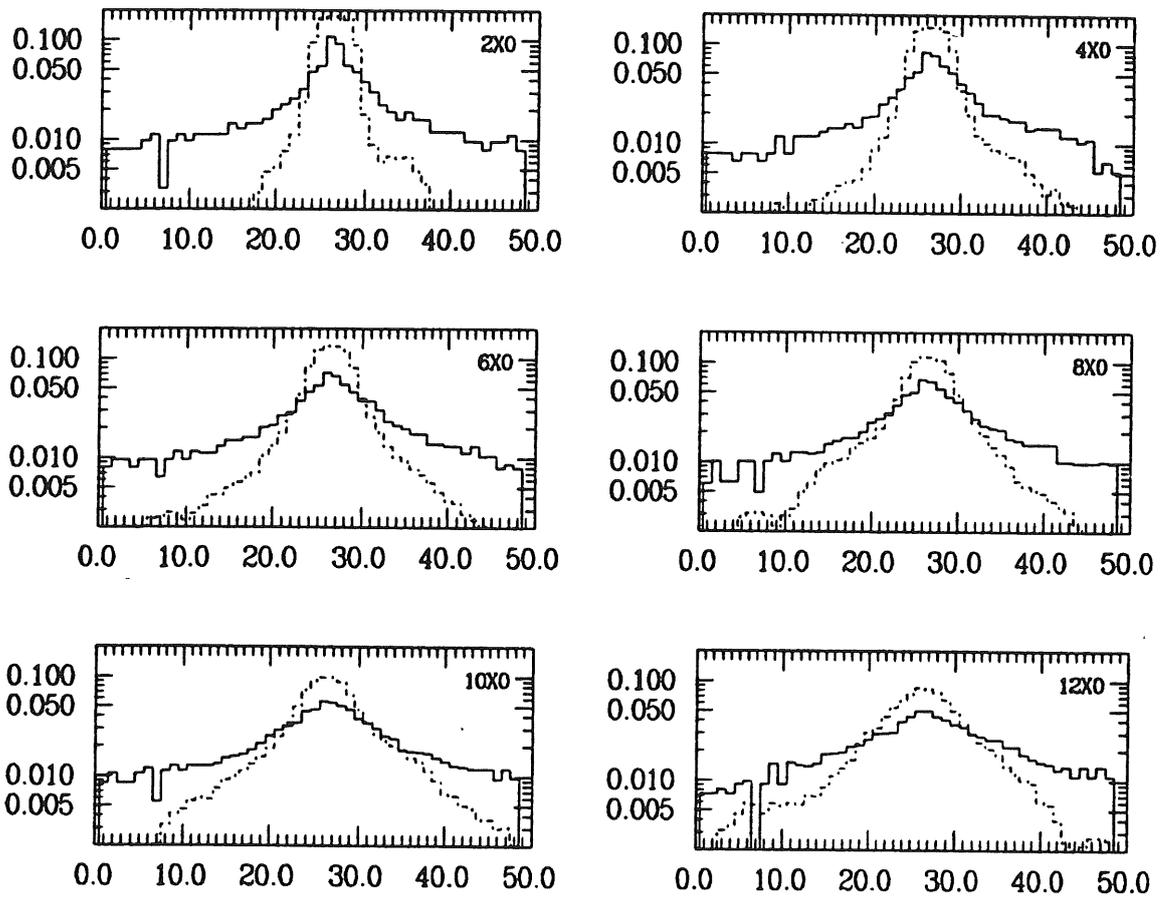


Abb. 3.17: Laterale Schauerprofile für 6 GeV Elektronen in verschiedenen Tiefen des W/Si-Kalorimeters (5 mm G10 hinten)  
 Ordinate: Streifen-Nummer  
 Abszisse: Willkürliche Einheiten  
 Durchgezogene Linie: Experiment  
 Gestrichelte Linie: EGS4

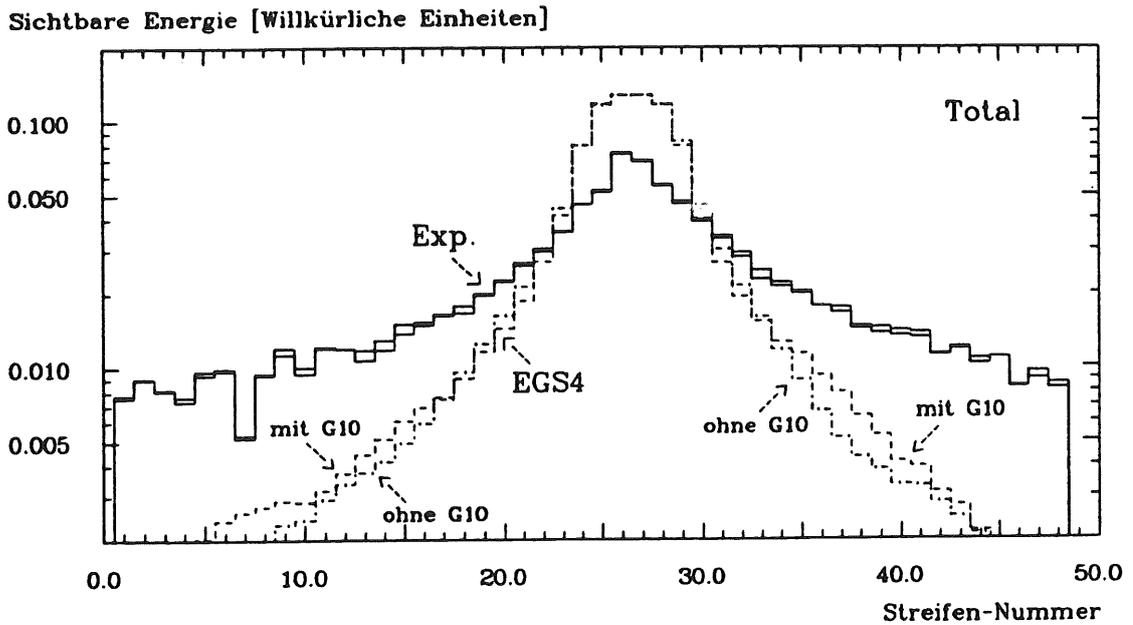


Abb. 3.18: Laterale Schauerprofile für 6 GeV Elektronen, summiert über alle Tiefen des W/Si-Kalorimeters (ohne G10 und mit 5 mm G10 hinten)

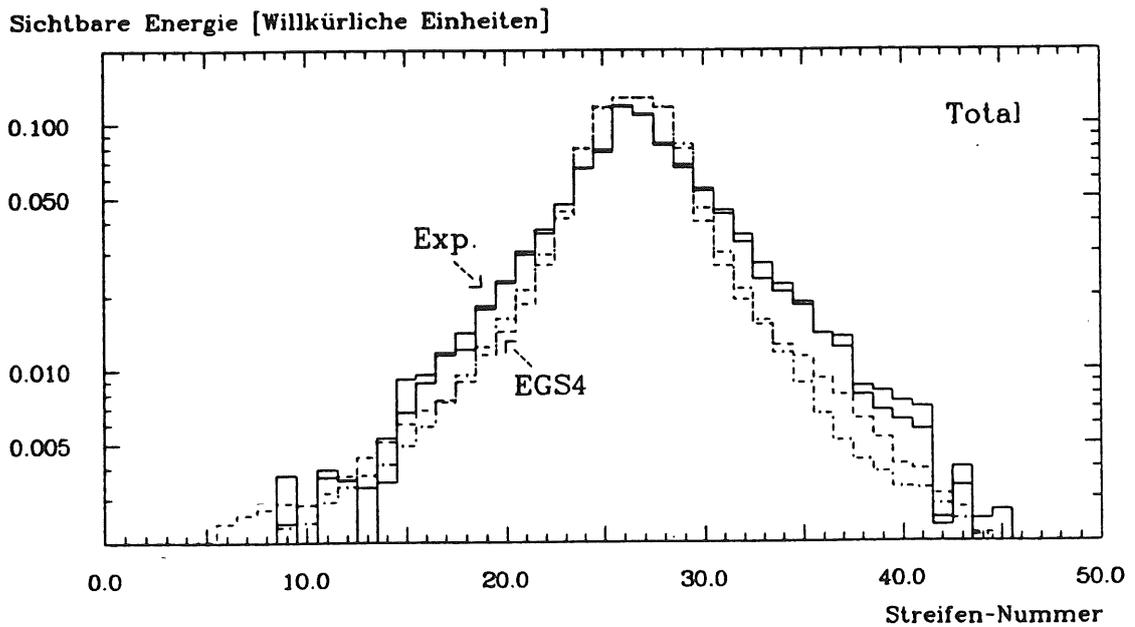


Abb. 3.19: Laterale Schauerprofile für 6 GeV Elektronen, summiert über alle Tiefen des W/Si-Kalorimeters; beim experimentellen Profil ist ein Untergrundabzug vorgenommen worden (ohne G10 und mit 5 mm G10 hinten)

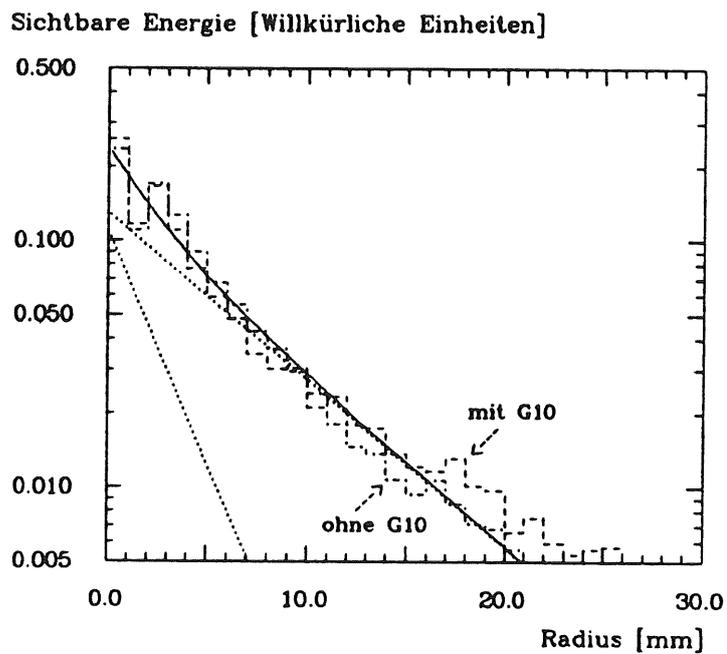


Abb. 3.20: Laterale Schauerprofile (EGS4) für 6 GeV Elektronen, summiert über alle Tiefen des W/Si-Kalorimeters (ohne G10 und mit 5 mm G10 hinten)  
 Histogramme: Auswertung in konzentrischen Ringen  
 Durchgezogene Linie: Zweifache Exponentialfunktion (siehe Text)  
 Gepunktete Linien: Die einzelnen Komponenten der Exponentialfunktion

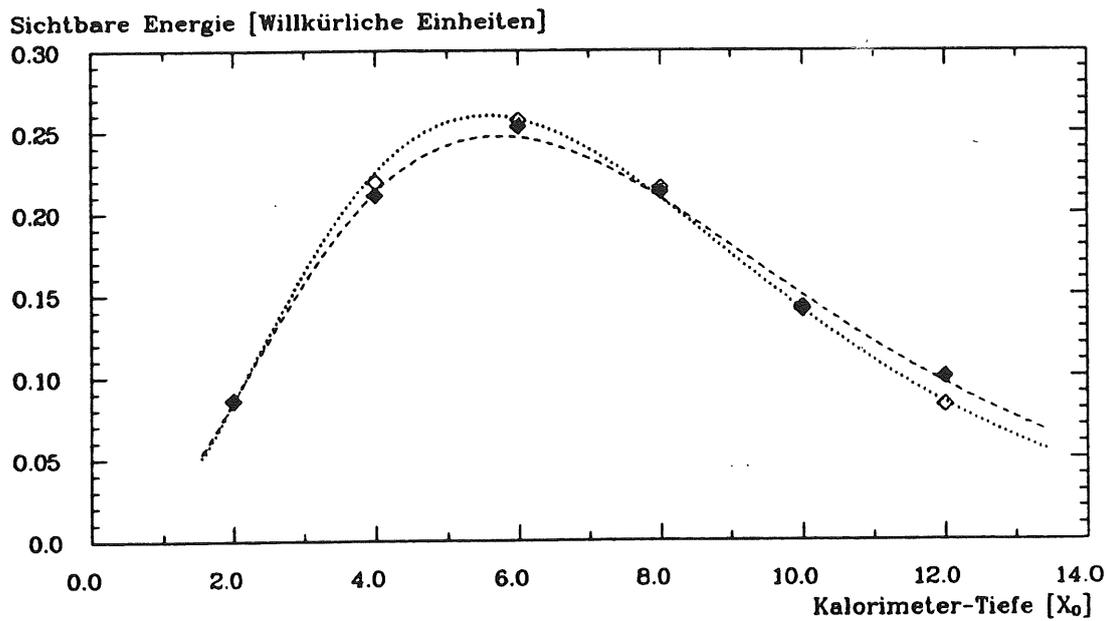


Abb. 3.21: Longitudinales Schauerprofil für 6 GeV Elektronen im W/Si-Kalorimeter (ohne G10)  
 Gefüllte Symbole und gestrichelte Linie: Experiment und Fit  
 Offene Symbole und gepunktete Linie: EGS und Fit

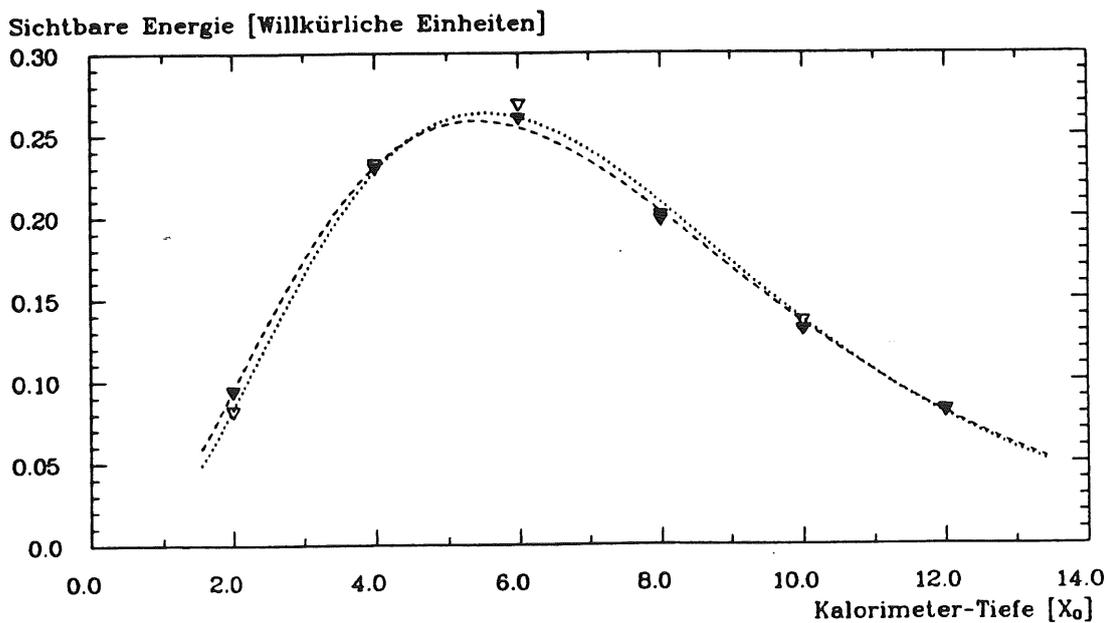


Abb. 3.22: Longitudinales Schauerprofil für 6 GeV Elektronen im W/Si-Kalorimeter (5 mm G10 hinten)  
 Gefüllte Symbole und gestrichelte Linie: Experiment und Fit  
 Offene Symbole und gepunktete Linie: EGS und Fit

## 3.3 Elektromagnetische Simulationen mit GEANT

### 3.3.1 Simulationsparameter

In Analogie zum Abschnitt 3.2.1 sollen hier die Parameter genannt werden, die in GEANT den Simulationsablauf steuern, wobei zunächst eine Beschränkung auf die elektromagnetisch relevanten Größen erfolgt. Da es sich meist um dieselben Parameter wie bei EGS handelt, kann die Darstellung kurz gehalten werden. Hinzu kommt bei GEANT die Möglichkeit, einzelne physikalische Prozesse, die implementiert sind, ein- oder auszuschalten bzw. für den kontinuierlichen Energieverlust und für die Vielfachstreuung einen von mehreren möglichen Algorithmen zu wählen (siehe Abschnitt 3.3.2).

DCUTE	Zulässiger Wertebereich: $DCUTE \geq 10 \text{ keV}$ (Analogon <sup>20</sup> zu AE) Grenzenergie für die Erzeugung von $\delta$ -Elektronen aus Møller- bzw. Bhabha-Streuung.
BCUTE	Zulässiger Wertebereich: $BCUTE \geq 10 \text{ keV}$ (Analogon <sup>20</sup> zu AP) Grenzenergie für die Erzeugung von Bremsstrahlungsquanten durch Elektronen und Positronen.
CUTELE	Zulässiger Wertebereich: $CUTELE \geq 10 \text{ keV}$ (Analogon zu ECUT) Untere Energiegrenze, bis zu der Elektronen bzw. Positronen verfolgt werden. Wie bei EGS gilt: Fällt die Energie eines Elektrons unter CUTELE, so wird die momentane kinetische Energie deponiert; bei Positronen werden zwei Annihilationsquanten generiert.
CUTGAM	Zulässiger Wertebereich: $CUTGAM \geq 10 \text{ keV}$ (Analogon zu PCUT) Untere Energiegrenze, bis zu der Photonen verfolgt werden.
DEEMAX	Zulässiger Wertebereich: $0.0 < DEEMAX \leq 1.0$ (Analogon zu ESTEPE) Anteil an kinetischer Energie eines geladenen Teilchens (gilt also nicht nur für Elektronen/Positronen), der maximal in einem Schritt durch kontinuierlichen Energieverlust verloren werden darf (energieabhängige, maximale Schrittlänge).
STMIN	Zulässiger Wertebereich: $0.0 \text{ cm} < STMIN$ (Kein Analogon in EGS) STMIN ist die minimal zulässige, absolute Schrittlänge für den kontinuierlichen Energieverlust; bei kleinen Energien überschreibt STMIN die Wirkung von DEEMAX.

---

<sup>20</sup>In diesen beiden Fällen ist Analogie nur näherungsweise gegeben, da sich in EGS die Parameter AE bzw. AP generell auf die Erzeugung von Sekundärteilchen aus allen in Frage kommenden Wechselwirkungsprozessen beziehen.

Außerdem existieren folgende Parameter für Myonen:

- CUTMUO      Zulässiger Wertebereich:  $CUTMUO \geq 10 \text{ keV}$   
Untere Energiegrenze, bis zu der Myonen verfolgt werden.
- DCUTM      Zulässiger Wertebereich:  $DCUTM \geq 10 \text{ keV}$   
Grenzenergie für die Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen durch  $(\mu, e^-)$ -  
Streuung.
- BCUTM      Zulässiger Wertebereich:  $BCUTM \geq 10 \text{ keV}$   
Grenzenergie für die Erzeugung von Bremsstrahlungsquanten  
durch Myonen.
- PPCUTM      Zulässiger Wertebereich:  $PPCUTM \geq 2.044 \text{ MeV}$   
Grenzenergie für die direkte Paarerzeugung durch Myonen.  
(Ein hochenergetisches Myon kann in einem Kernfeld ein  
Elektron-Positron-Paar mit einer Gesamtenergie von minde-  
stens der vierfachen Elektronenruhemasse erzeugen.)

### 3.3.2 Kontinuierlicher Energieverlust und Vielfachstreuung

Mit der Option LOSS wird eine von drei verschiedenen Möglichkeiten zur Behandlung des kontinuierlichen Energieverlustes gewählt. LOSS 1 bedeutet Erzeugung expliziter  $\delta$ -Elektronen durch Møller- bzw. Bhabha-Streuung, falls diese eine Energie oberhalb von DCUTE haben; andernfalls wird einfach die entsprechende Energie deponiert. LOSS 2 ist die Voreinstellung in GEANT3.13 und aktiviert den Landauformalismus, d.h.  $\delta$ -Elektronen werden nicht erzeugt, und die Energiedeposition wird der Landauverteilung entnommen. Da der Landauformalismus jedoch den Energieverlust eines geladenen Teilchens und nicht die Energiedeposition beschreibt, ist er ungeeignet für die Anwendung auf dünne Siliziumdetektoren; dies wird in Abschnitt 3.3.3 gezeigt. LOSS 3 ist sehr ähnlich wie LOSS 1; falls die Energie, die auf ein  $\delta$ -Elektron übertragen werden soll, unterhalb von DCUTE liegt, wird diese Energie nicht direkt deponiert, sondern basierend auf einer reduzierten Landauverteilung "verschmiert".

Mit der Option MULS wird der Formalismus für Vielfachstreuung gewählt. MULS 1 aktiviert den Gauß-Algorithmus (Voreinstellung) und MULS 2 aktiviert den Molière-Algorithmus, der auch in EGS verwendet wird. Wie schon in Abschnitt 2.2.2 angedeutet, ist der Gauß-Algorithmus weniger gut geeignet als der Molière-Algorithmus, obwohl letzterer weder einen Lateralversatz noch eine Wegverlängerung beinhaltet. Um diese Vernachlässigungen zu rechtfertigen, und auch um im Gültigkeitsbereich der Molière-Theorie zu bleiben, müssen die Schrittlängen geeignet klein sein, denn der ermittelte Streuwinkel  $\theta$  ist positiv korreliert mit der Schrittlänge, die seit der letzten Berechnung eines Streuwinkels zurückgelegt worden ist. In GEANT3.13 wird die Vielfachstreuung jedoch wie ein diskretes Ereignis, d.h. mit einer "freien Weglänge" behandelt, und nicht wie ein quasi-kontinuierlicher Prozeß, wie es adäquat wäre, und wie es auch in EGS4 gemacht wird. Diese "freie Weglänge" hat einen konstanten Wert von  $\frac{1}{2} \cdot X_0$ , der für niederenergetische Elektronen viel zu groß ist [SEI], und sie ist weder über den schrittweitenbegrenzenden Parameter DEEMAX noch über andere Optionen beeinflussbar. Daher wurde der Quellcode so geändert [SEI], daß die Vielfachstreuung nach jedem Schritt, dessen Länge — jedenfalls für niederenergetische Elektronen — meistens durch die Anwendung des kontinuierlichen Energieverlustes bestimmt ist, berechnet wird. Somit wird die Vielfachstreuung wesentlich häufiger, und daher mit kleineren Schrittlängen, angewendet, womit gleichfalls die Streuwinkel  $\theta$  im Mittel klein bleiben und die Behandlung als quasi-kontinuierlicher Prozeß erreicht wird.

Diese Modifikation ist die erste, wodurch sich die Versionen GEANT3.13 und GEANT3.13mod unterscheiden.

Der damit verbundene erhöhte Bedarf an Computer-Rechenzeit konnte durch eine Verbesserung der Subroutine, mit der die Molière-Streuung berechnet wird, ausgeglichen werden.

### 3.3.3 Energiedeposition in einem einzelnen Siliziumdetektor

Wie in Abschnitt 3.2.2 soll nun zunächst die Energiedeposition von 1 MeV Elektronen beim Durchgang durch 530  $\mu\text{m}$  Silizium simuliert werden. Eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis (siehe Abschnitt 3.2.2) kann dann wieder als Kriterium für eine realitätsnahe Simulation gewertet werden. Mit derselben Argumentation wie bei EGS werden alle Energiegrenzen auf ihren niedrigstmöglichen Wert, nämlich auf 10 keV, sowie DEEMAX = 0.01 gesetzt (vgl. auch Tab. 3.1). Um die erforderliche, feine Spurverfolgung wie in EGS zu ermöglichen, wurde STMIN = 0.1  $\mu\text{m}$  gewählt. Die Simulationen werden mit den sechs verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten der LOSS- und MULS-Optionen sowie jeweils mit der Originalversion GEANT3.13 und mit der modifizierten Version GEANT3.13mod ausgeführt. Die so gewonnenen Spektren sind in Abb. 3.23 dargestellt, und die Ergebnisse bzgl. der energetischen Lage von Mittelwert und MOP<sup>21</sup> sowie der Häufigkeit der Einträge bei MOP und FAP<sup>22</sup> sind in Tab. 3.12 angegeben. Der Vergleich mit den experimentellen Daten bzw. mit den Daten aus der EGS-Simulation (übernommen aus Tab. 3.2, Seite 46) zeigt deutlich, daß die explizite Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen (LOSS3), die Berechnung der Vielfachstreuung mit dem Molière-Algorithmus (MULS 2) und die Verwendung der modifizierten Version GEANT3.13mod notwendig sind, um bestmögliche Übereinstimmung zu erzielen. Dies wird auch deutlich bei einem Vergleich der sechs Spektren aus Abb. 3.23 untereinander.

Die folgende Liste faßt die Parametereinstellungen zusammen.

DCUTE	=	10 keV
BCUTE	=	10 keV
CUTELE	=	10 keV
CUTGAM	=	10 keV
DEEMAX	=	0.01
STMIN	=	0.1 $\mu\text{m}$

Tab. 3.11: Parameter für die Simulation der Energiedeposition in einem einzelnen Siliziumdetektor mit GEANT3.13mod; außerdem gilt LOSS3 ( $\delta$ -Elektronen) und MULS 2 (Molière-Algorithmus)

---

<sup>21</sup> "Most Probable Energy Loss"

<sup>22</sup> "Full Absorption Peak"

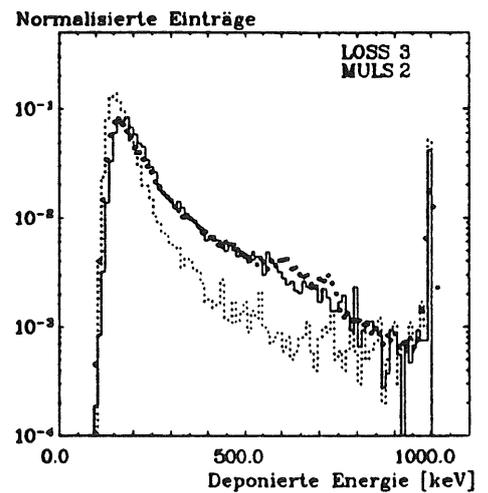
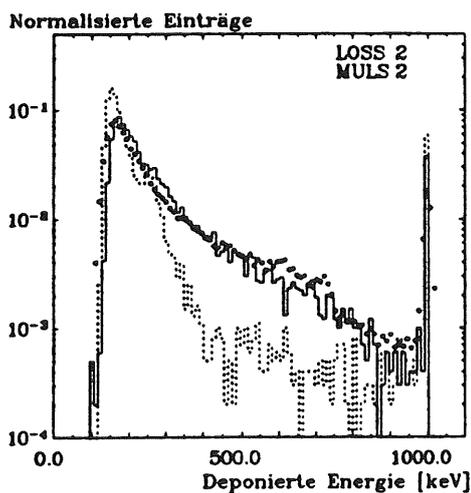
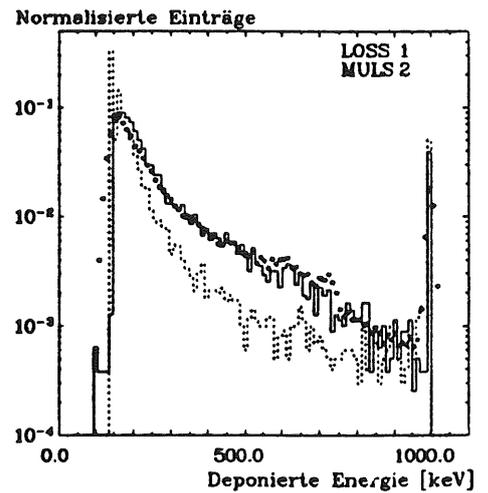
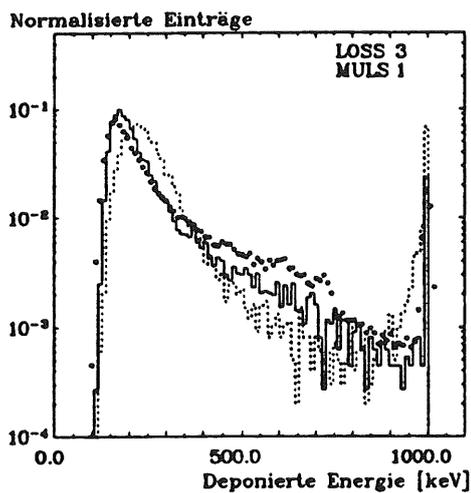
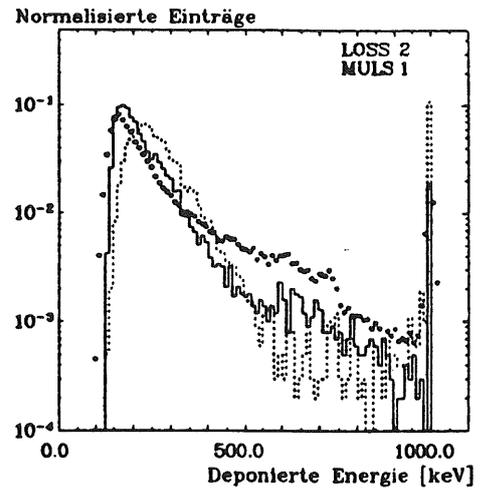
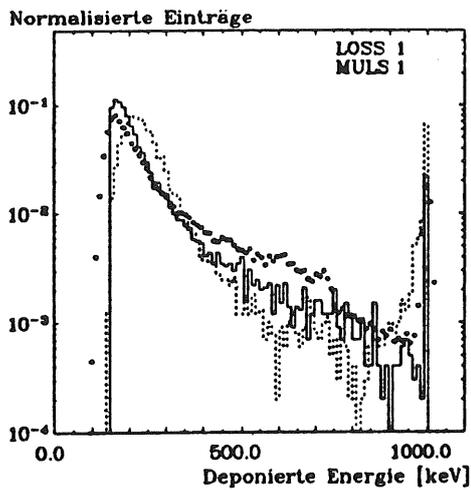


Abb. 3.23: Spektren der deponierten Energie für die Transmission von 1 MeV Elektronen durch 530  $\mu\text{m}$  Silizium  
 Punkte: Experimentelles Spektrum  
 Gestricheltes Histogramm: GEANT3.13  
 Durchgezogenes Histogramm: GEANT3.13mod

LOSS, MULS		GEANT3.13	GEANT3.13mod
1, 1	Mittelwert	$(326 \pm 2) \text{ keV}$	$(262 \pm 2) \text{ keV}$
	MOP	$(216 \pm 5) \text{ keV}$	$(163 \pm 5) \text{ keV}$
	Einträge MOP	7.8 %	11.5 %
	Einträge FAP	6.6 %	2.2 %
2, 1	Mittelwert	$(356 \pm 2) \text{ keV}$	$(254 \pm 2) \text{ keV}$
	MOP	$(227 \pm 5) \text{ keV}$	$(174 \pm 5) \text{ keV}$
	Einträge MOP	5.6 %	9.9 %
	Einträge FAP	10.8 %	1.8 %
3, 1	Mittelwert	$(329 \pm 2) \text{ keV}$	$(264 \pm 2) \text{ keV}$
	MOP	$(200 \pm 5) \text{ keV}$	$(174 \pm 5) \text{ keV}$
	Einträge MOP	7.4 %	10.0 %
	Einträge FAP	6.8 %	2.3 %
1, 2	Mittelwert	$(246 \pm 2) \text{ keV}$	$(298 \pm 2) \text{ keV}$
	MOP	$(142 \pm 5) \text{ keV}$	$(163 \pm 5) \text{ keV}$
	Einträge MOP	32.6 %	9.0 %
	Einträge FAP	5.0 %	4.0 %
2, 2	Mittelwert	$(245 \pm 2) \text{ keV}$	$(296 \pm 2) \text{ keV}$
	MOP	$(153 \pm 5) \text{ keV}$	$(174 \pm 5) \text{ keV}$
	Einträge MOP	16.0 %	8.8 %
	Einträge FAP	5.8 %	3.7 %
3, 2	Mittelwert	$(247 \pm 2) \text{ keV}$	$(300 \pm 2) \text{ keV}$
	MOP	$(153 \pm 5) \text{ keV}$	$(184 \pm 5) \text{ keV}$
	Einträge MOP	13.6 %	8.3 %
	Einträge FAP	5.2 %	4.1 %
EGS4	Mittelwert		$(313 \pm 1.5) \text{ keV}$
	MOP		$(174 \pm 10) \text{ keV}$
	Einträge MOP		8.8 %
	Einträge FAP		4.8 %
Exp.	Mittelwert		$(304 \pm 1.5) \text{ keV}$
	MOP		$(169 \pm 10) \text{ keV}$
	Einträge MOP		8.2 %
	Einträge FAP		4.1 %

Tab. 3.12: Mit GEANT3.13 und GEANT3.13mod unter Anwendung verschiedener Optionen (siehe Text) simulierte Daten für die Transmission von 1 MeV Elektronen durch 530  $\mu\text{m}$  Silizium

### 3.3.4 Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter

Der nächste Test für GEANT besteht in der Simulation der Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter. Der Aufbau der Geometrie ist identisch mit dem der EGS4-Simulation ( $1 X_0$  Absorberdicke,  $400 \mu m$  Siliziumdicke; vgl. Abschnitt 3.2.3). Insbesondere werden die Absorber in einen mittleren Teil und zwei Oberflächenschichten unterteilt, um unterschiedliche Energiegrenzwerte anwenden zu können. Die lateralen Dimensionen entsprechen den realistischen Maßen. Tab. 3.13 faßt die Werte der relevanten GEANT-Parameter zusammen, die nach umfangreichen Studien als optimal für die Simulation elektromagnetischer Schauer in Kalorimetern erachtet werden.

	DCUTE [keV]	BCUTE [keV]	CUTELE [keV]	CUTGAM [keV]	DEE- MAX	STMIN [ $\mu m$ ]
Silizium	10	10	10	10	0.010	1.0
Kupfer (Oberfläche)	10	10	10	10	0.005	0.1
Kupfer (Mitte)	500	100	500	100	0.005	500.0
Blei(Oberfläche)	10	10	10	10	0.003	0.1
Blei (Mitte)	500	100	500	100	0.003	500.0
G10	10	10	10	10	0.010	0.5
Luft	10	10	10	10	0.010	10.0

Tab. 3.13: Parameter für GEANT3.13mod-Simulationen für Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter; für alle Materialien gilt: LOSS3 ( $\delta$ -Elektronen) und MULS2 (Molière-Algorithmus)

Die Primärenergie  $E_0$  der Elektronen beträgt 2, 4 und 6 GeV. Die sichtbare Energie und die Energieauflösung werden mit dem üblichen  $\pm 3\sigma$ -Gaußfit errechnet und anschließend über die drei Primärenergien gemittelt. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.14 angegeben, ergänzt um den Quotienten der sichtbaren Energien von GEANT3.13mod und Experiment. In Tab. 3.15 wird die auf das  $e/mip$ -Verhältnis bezogene Reduktion (vgl. Abschnitt 3.2.3) angegeben, wobei für die Simulation eine hermetische Geometrie verwendet wird, mit der das elektromagnetische Signal  $\epsilon$  kalkuliert wird. Der Vergleich mit den entsprechenden EGS4-Werten aus Tab. 3.4 und 3.6 zeigt für das Cu/Si-Kalorimeter, daß die mit GEANT ermittelten sichtbaren Energien im allgemeinen etwas geringer sind (mit Ausnahme der Konfiguration '1.5 mm G10 hinten'), und daß die Reduktion  $R(\frac{\epsilon}{mip})$  durch G10 stets etwas geringer ausfällt; aber innerhalb der Fehlergrenzen ist noch Übereinstimmung festzustellen. Keine Unterschiede zwischen GEANT und EGS gibt es dagegen bei den Energieauflösungen; dies gilt sowohl für das Cu/Si-Kalorimeter als auch für das Pb/Si-Kalorimeter. Bei der sichtbaren Energie des Pb/Si-Kalorimeters weisen die GEANT-Ergebnisse den signifikanten Trend auf, sich den experimentellen Daten anzunähern, je größer der Reduktions-

effekt wird. Dieser ist deshalb, verglichen mit den EGS-Rechnungen, bei denen die sichtbaren Energien einen konstanten relativen Abstand zu den experimentellen Daten haben, merklich geringer. Das bedeutet, daß es mit GEANT nur schwer gelingt, die Dickenabhängigkeit des G10-Effektes richtig zu beschreiben. Die Simulationsrechnungen, die für die Wahl der optimalen Parameterwerte durchgeführt worden sind, haben gezeigt, daß bei größerer Schrittlänge (also größerem DEEMAX oder STMIN) die Ergebnisse bzgl. der sichtbaren Energie derart falsch werden können, daß  $R(\frac{\epsilon}{mip})$  für die Konfiguration mit G10 hinter den Detektoren nahezu Null wird. Andererseits haben noch kleinere Werte für DEEMAX und STMIN, als in Tab. 3.13 angegeben, keinen weiteren Einfluß mehr auf die Simulationsergebnisse (außer auf die benötigte Rechenzeit). Da EGS in wesentlichen Teilen für GEANT übernommen worden ist [GEA], und da die Vielfachstreuung sicherlich gut beschrieben wird (vgl. Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3), kann vermutet werden, daß die *Tracking*-Routinen selbst diese Schwierigkeiten hervorrufen.

Kalorimeter-Konfiguration	$\epsilon_{vis} / E_0$	$\frac{(\epsilon_{vis} / E_0)_{GEANT}}{(\epsilon_{vis} / E_0)_{Exp.}}$	$\frac{\sigma}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0}$
	[MeV/GeV] GEANT 3.13mod		[% $\sqrt{GeV}$ ] GEANT 3.13mod
<b>Cu/Si</b>			
ohne G10	6.66±0.02	0.972±0.012	23.3±0.3
1.5 mm G10 vorne	6.36±0.02	0.974±0.014	22.6±0.3
1.5 mm G10 hinten	6.25±0.01	0.987±0.013	21.9±0.3
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	5.88±0.01	0.961±0.011	21.6±0.3
<b>Pb/Si</b>			
ohne G10	13.72±0.04	0.950±0.012	18.6±0.3
1.5 mm G10 vorne	12.39±0.04	0.960±0.012	17.6±0.3
1.5 mm G10 hinten	12.12±0.04	0.999±0.012	18.0±0.3
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	11.07±0.04	1.003±0.012	18.3±0.3

Tab. 3.14: Mit GEANT3.13mod simulierte Ergebnisse und Vergleich zum Experiment für verschiedene G10-Konfigurationen des Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeters (vgl. auch mit EGS-Resultaten Tab. 3.4 auf Seite 51)

Kalorimeter-Konfiguration	$e$ [MeV/GeV]	$mip \times 10^3$	$\frac{e}{mip}$	$R\left(\frac{e}{mip}\right)$
<b>Cu/Si</b>				
ohne G10	$7.85 \pm 0.02$	8.52	$0.922 \pm 0.003$	—
1.5 mm G10 vorne	$7.58 \pm 0.02$	8.31	$0.912 \pm 0.002$	$0.011 \pm 0.004$
1.5 mm G10 hinten	$7.28 \pm 0.02$	8.31	$0.876 \pm 0.002$	$0.050 \pm 0.004$
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	$7.00 \pm 0.02$	8.11	$0.863 \pm 0.002$	$0.064 \pm 0.003$
<b>Pb/Si</b>				
ohne G10	$15.68 \pm 0.05$	21.22	$0.739 \pm 0.002$	—
1.5 mm G10 vorne	$14.24 \pm 0.05$	19.97	$0.713 \pm 0.002$	$0.035 \pm 0.004$
1.5 mm G10 hinten	$13.82 \pm 0.05$	19.97	$0.692 \pm 0.002$	$0.064 \pm 0.004$
1.5 mm G10 vorne & 1.5 mm G10 hinten	$12.62 \pm 0.05$	18.86	$0.669 \pm 0.003$	$0.095 \pm 0.005$

Tab. 3.15: Mit GEANT3.13mod ermittelte Reduktionseffekte in hermetischen G10-Konfigurationen des Cu/Si- bzw. Pb/Si-Kalorimeters (vgl. auch mit EGS-Resultaten Tab. 3.6 auf Seite 57)

Die Abb. 3.24 zeigen Ausschnitte aus den spektralen Verteilungen der kinetischen Energien von Elektronen in Form von "Lethargieplots".

In Lethargieplots möchte man  $E \cdot d\Phi(E)/dE$  gegenüber  $\ln E$  auftragen, wobei  $E$  die kinetische Teilchenenergie und  $\Phi(E)$  die Zahl der Teilchen mit kinetischer Energie kleiner als  $E$  bedeutet. Weil  $d(\ln E)/dE = 1/E$  gilt, kann für die vertikale Koordinate ebensogut  $d\Phi(E)/d(\ln E)$  verwendet werden, was sehr viel praktikabler ist. Die Fläche  $A$  unter der Kurve eines Lethargieplots zwischen zwei beliebigen Energien  $E_1$  und  $E_2$  ist in beiden Fällen äquivalent zu der in diesem Energieintervall vorhandenen Anzahl von Teilchen.

$$A = \int_{E_1}^{E_2} E \cdot \frac{d\Phi(E)}{dE} d \ln E = \int_{E_1}^{E_2} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE = \Phi(E_2) - \Phi(E_1)$$

Da hier jedoch keine analytische Funktion  $\Phi$  vorliegt, sondern simulierte Daten als Lethargieplot veranschaulicht werden sollen, werden die Teilchen in ein Histogramm mit exponentiell zunehmender Binbreite<sup>23</sup> einsortiert [SEI]. Dies ist eine proportional zur Energie vorgenommene Gewichtung und entspricht der obigen Multiplikation von  $d\Phi/dE$  mit  $E$ . Für die Darstellung eines solchen Histogramms wird als x-Koordinate der Logarithmus der Energie benutzt, so

<sup>23</sup>Das erste Bin ist  $\approx 12.6$  keV breit; jedes folgende Bin nimmt um einen Faktor  $10^{0.1} \approx 1.26$  zu.

daß alle Bins gleich breit aussehen. In den genannten Abbildungen wird der dekadische Logarithmus der kinetischen Energie in der Einheit  $keV$  verwendet, so daß z.B. der Wert von 3.0 "Lethargie-Einheiten" auf der Abszisse für 1  $MeV$  steht. Der Vorteil dieser Darstellung liegt nicht nur in der Erfassung eines weiten Energieintervalls, sondern auch in der Normierung der Fläche je Teilchen; schließlich sind die Einträge noch durch die Primärenergie (in  $GeV$ ) dividiert und auf die Anzahl Primärteilchen normiert worden.

Die Elektronen werden immer dann registriert, wenn sie in irgendeinen Siliziumdetektor eindringen, wobei unterschieden wird, ob der Teilchenimpuls in  $z$ -Richtung<sup>24</sup> positiv (vorwärts) oder negativ (rückwärts) ist. Diese Lethargieplots werden für alle vier Konfigurationen der Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter erstellt; die Energie des primären Elektrons beträgt 2  $GeV$ .

Den Abbildungen 3.24 kann man folgendes entnehmen:

- Die Schauer im Pb/Si-Kalorimeter beinhalten mehr Elektronen als diejenigen im Cu/Si-Kalorimeter, wie man es auch aufgrund der unterschiedlichen kritischen Energien (vgl. Gl. 2.17, Seite 19) und den daraus resultierenden, unterschiedlichen sichtbaren Energien erwartet. Im Pb/Si-Kalorimeter (ohne G10) werden je Schauer und je  $GeV$  Primärenergie 117 *Crossings* bei einer mittleren kinetischen Elektronenenergie von 172  $MeV$  registriert; in 81 % (19 %) der Fälle haben die Elektronen einen vorwärts (rückwärts) gerichteten Impuls. Im Cu/Si-Kalorimeter (ohne G10) werden dagegen 65 *Crossings* bei einer mittleren kinetischen Elektronenenergie von 250  $MeV$  registriert, davon 89 % (11 %) mit positiver (negativer)  $z$ -Komponente des Impulses.
- Die jeweilige Lage der Intensitätsmaxima ist nicht nur für beide Kalorimeter (Cu/Si und Pb/Si), sondern auch für alle G10-Konfigurationen etwa gleich. Der Einfluß des G10's besteht also nicht in einer (erheblichen) Verschiebung des Spektrums, sondern in der Verminderung der Intensität.
- Aus den Lethargieplots ist ersichtlich, daß die G10-Scheibe vor den Detektoren hauptsächlich diejenigen Elektronen mit  $p_z > 0$  in ihrer Intensität beeinflusst. In ähnlicher Weise wirkt sich die G10-Scheibe hinter den Detektoren im wesentlichen nur auf die Intensität der Elektronen mit  $p_z < 0$  aus. Jedoch ist die Intensitätsverminderung (und damit die Reduktion der sichtbaren Energie) für die G10-Konfigurationen 'hinten' stärker ausgeprägt, als diejenige für die G10-Konfigurationen 'vorne'.
- Die Intensitätsverminderung betrifft bei Elektronen mit  $p_z < 0$  hauptsächlich solche mit kinetischen Energien zwischen  $\approx 0.3 (= 10^{2.5})MeV$  und  $\approx 3 (= 10^{3.5})MeV$ . Bei Elektronen mit  $p_z > 0$  erstreckt sich der G10-Einfluß etwas weiter, nämlich bis  $\approx 20 (= 10^{4.3})MeV$ .
- Das Ausmaß der Intensitätsverminderung ist beim Pb/Si-Kalorimeter stärker ausgeprägt als beim Cu/Si-Kalorimeter.

<sup>24</sup>Die  $z$ -Achse der Geometrie ist identisch mit der Strahlachse.

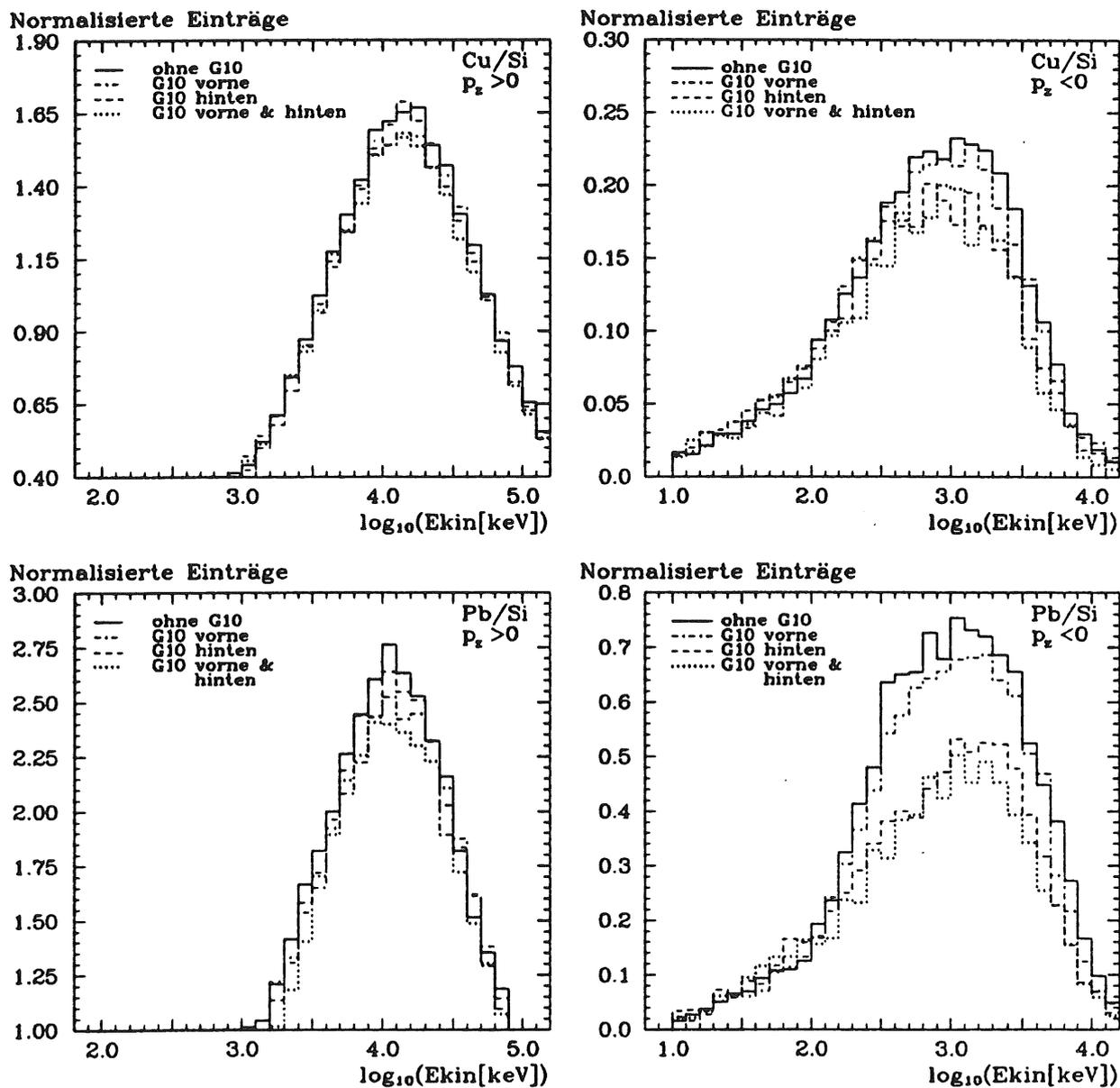


Abb. 3.24: Lethargieplots von Elektronen mit positiver (links) und negativer (rechts) z-Komponente des Impulses, in verschiedenen G10-Konfigurationen der Cu/Si-Kalorimeter (oben) und Pb/Si-Kalorimeter (unten)  
(Man beachte bei den beiden linken Abbildungen den von Null verschiedenen Anfangswert der Ordinate.)

Es kann vermutet werden, daß für die unterschiedliche Wirkung der G10-Scheibe, je nachdem, wo sie positioniert wird, die jeweilige Winkelverteilung der Elektronen (einerseits mit  $p_z > 0$ , andererseits mit  $p_z < 0$ ) ursächlich ist. Um darüber genauere Information zu erhalten, werden die Winkel der Impulse zur z-Achse in der Abb. 3.25 als Polardiagramm dargestellt; dabei werden drei Intervalle kinetischer Energie gewählt, nämlich  $(0.01 - 0.1) \text{ MeV}$ ,  $(0.1 - 1.0) \text{ MeV}$  und  $(1.0 - 10.0) \text{ MeV}$ .

Für die Polardiagramme wird der cosinus des Winkels ebenfalls immer dann registriert, wenn ein Elektron in irgendeinen Siliziumdetektor eindringt. Aus dem cosinus wird dann auf den eigentlichen Winkel  $\alpha$  geschlossen<sup>25</sup>; daher sind die Polardiagramme stets rechts-links-symmetrisch. Die Einträge in 5 Grad breite Bins werden mit dem entsprechenden Raumwinkel gewichtet und für die Polardiagramme auf einer Geraden in Richtung des betreffenden Winkels  $\alpha$  mit einem Abstand vom Nullpunkt in willkürlichen Einheiten aufgetragen. (Ein Polardiagramm ist also vergleichbar mit einem aufgewickelten Histogramm.)

Für jeden der drei Energiebereiche kann der mittlere Winkel, getrennt für Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, bestimmt werden. Sie sind in Tab. 3.16 angegeben und auch in Abb. 3.25 dargestellt.

Kalorimeter-Konfiguration und Energiebereich	Mittlerer Winkel in Vorwärtsrichtung	Mittlerer Winkel in Rückwärtsrichtung	
<b>Cu/Si</b>			
$(0.01 - 0.1) \text{ MeV}$	42.0°	138.0°	(48.0°)
$(0.1 - 1.0) \text{ MeV}$	29.5°	147.5°	(32.5°)
$(1.0 - 10.0) \text{ MeV}$	20.0°	146.5°	(33.5°)
<b>Pb/Si</b>			
$(0.01 - 0.1) \text{ MeV}$	43.5°	143.0°	(37.0°)
$(0.1 - 1.0) \text{ MeV}$	32.5°	146.0°	(34.0°)
$(1.0 - 10.0) \text{ MeV}$	24.5°	146.5°	(33.5°)

Tab. 3.16: Mittlerer Winkel des Impulses zur Strahlachse, für Elektronen mit  $p_z > 0$  bzw. mit  $p_z < 0$ , im Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter (ohne G10) (aus GEANT3.13mod-Simulation)

<sup>25</sup> $\alpha = 0^\circ$  bedeutet also zur z-Achse parallele Impulsrichtung bzw. lotrecht zur Ebene des Siliziumdetektors.

Für den Winkel in Rückwärtsrichtung ist in Klammern ein zweiter Wert angegeben, der sich auf ein um  $180^\circ$  gedrehtes Koordinatensystem bezieht, und der den Vergleich mit den Winkeln in Vorwärtsrichtung vereinfachen soll.

Man erkennt, daß für Elektronen mit vorwärts gerichtetem Impuls der mittlere Winkel zur Strahlachse mit steigender Energie immer kleiner wird. Für die Energiedekade (10 – 100) MeV beträgt der mittlere Winkel in Vorwärtsrichtung sogar nur  $6^\circ$  (Cu/Si) bzw.  $8^\circ$  (Pb/Si). Demgegenüber ist der mittlere Winkel für Elektronen mit rückwärts gerichtetem Impuls konstant und bildet einen größeren Winkel zur Normalen der Siliziumoberfläche. Falls sich also G10 vor oder hinter dem Siliziumdetektor befindet, so ist der Weg beim Durchgang durch das G10 für Elektronen mit  $p_z < 0$  länger als für Elektronen mit  $p_z > 0$ , verbunden mit einem entsprechend höheren Energieverlust und mit einer größeren Wahrscheinlichkeit für die Absorption des Elektrons. Dies könnte der Grund dafür sein, daß die G10-Scheibe, wenn sie hinter den Detektoren positioniert wird, wirkungsvoller ist, als wenn sie vor den Detektoren positioniert wird. Allerdings ist der Faktor für die geometrische Wegverlängerung  $1/\cos \phi$ , wobei  $\phi$  der Winkel zur Oberflächennormalen ist. Wenn für eine Abschätzung als mittlerer Vorwärtswinkel  $\phi_v = 22^\circ$  und als mittlerer Rückwärtswinkel  $\phi_r = 33^\circ$  angenommen wird, dann ist der Unterschied bzgl. der Wegverlängerung  $\cos \phi_v / \cos \phi_r = 1.11$ . Der geometrische Weg durch die G10-Scheibe ist für die rückwärts gerichteten Elektronen also nur 11 % länger als für vorwärts gerichtete Elektronen. Dies erscheint auf den ersten Blick zu wenig, da die Reduktion der sichtbaren Energie im Kalorimeter für die G10-Konfiguration 'hinten' etwa doppelt so groß ist wie für die G10-Konfiguration 'vorne' (beim Pb/Si-Kalorimeter, vgl. Tab. 3.15, Seite 83). Aber der ausschlaggebende Energiebereich erstreckt sich von  $\approx 0.3$  MeV bis  $\approx 3$  MeV, und das Verhalten der Elektronen in diesem Energieintervall läßt sich nicht verallgemeinernd beschreiben<sup>26</sup>. Weitergehende Untersuchungen zu diesem Punkt sind notwendig (und auch in Vorbereitung [EBEc]).

Zum Schluß ergibt sich die Erklärung für die unterschiedliche Ausprägung der Reduktion bzgl. des Absorbermaterials (die Reduktion der sichtbaren Energie ist beim Cu/Si-Kalorimeter nicht so stark wie beim Pb/Si-Kalorimeter). Beim Cu/Si-Kalorimeter ist die mittlere kinetische Energie je Elektron größer (das Elektronenspektrum ist 'härter'), der relative Anteil vorwärts gerichteter Elektronen ist größer, und der mittlere Vorwärtswinkel ist kleiner als beim Pb/Si-Kalorimeter. Dies alles bewirkt eine kleinere Wirkung des G10's.

---

<sup>26</sup>Elektronen mit  $E_{kin} \leq 0.8$  MeV werden von 1.5 mm G10 noch absorbiert; mit  $E_{kin} \approx 3$  MeV verhalten sie sich dagegen wie mip's mit einem Energieverlust von  $\approx 0.3$  MeV/mm.

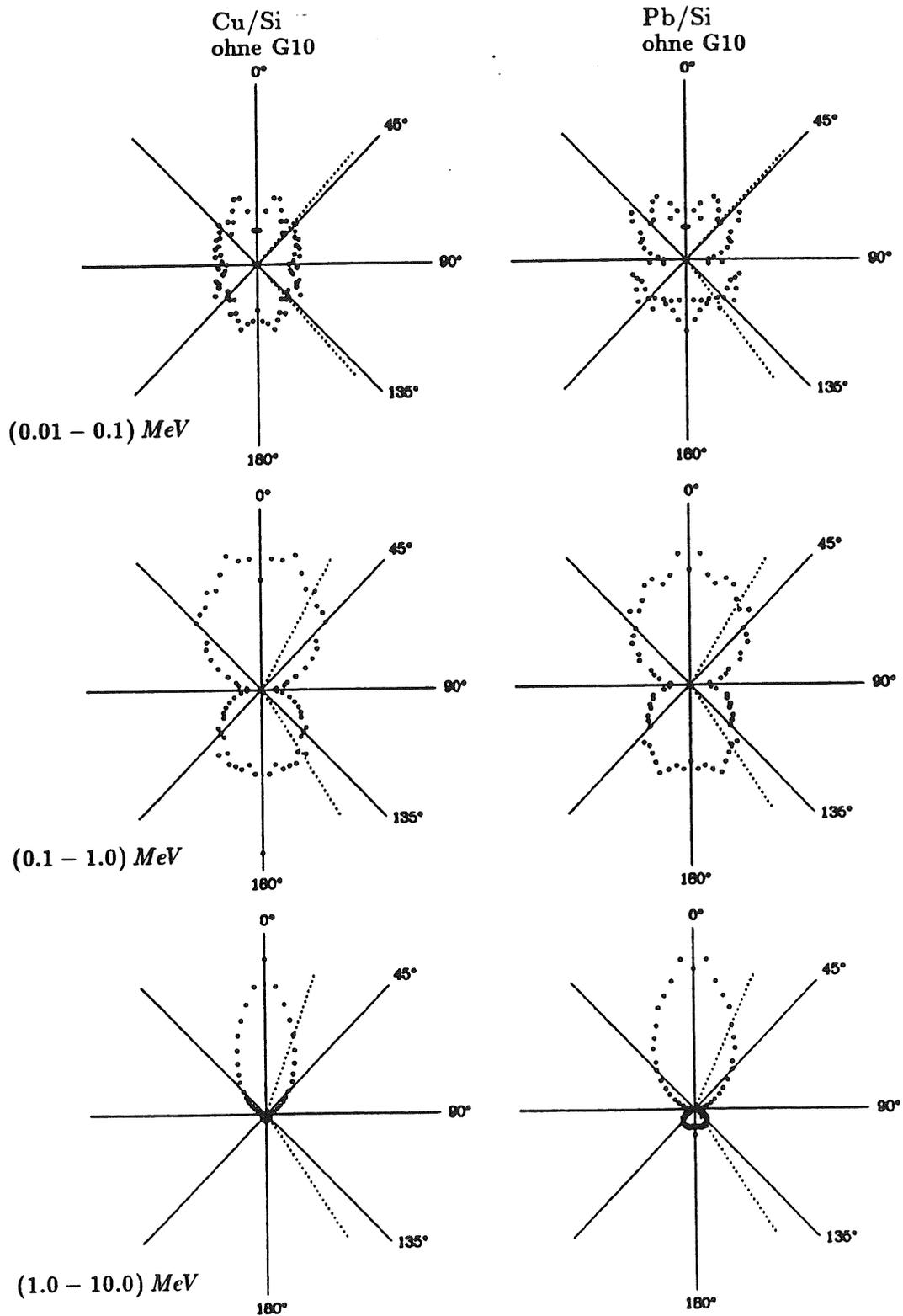


Abb. 3.25: Polardiagramme für Elektronen in drei Energieintervallen im Cu/Si- und Pb/Si-Kalorimeter (ohne G10)  
 Gepunktet: Mittlerer Winkel in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung (vgl. Tab. 3.16)

### 3.3.5 W/Si-Kalorimeter

Die letzte elektromagnetische Simulation bezieht sich nochmals auf das in den Abschnitten 3.2.4 und 3.2.5 beschriebene W/Si-Kalorimeter der SICAPO-Kollaboration. Für zwei Konfigurationen, nämlich ohne G10 und mit 5 mm G10 hinter den Detektoren, werden jeweils die sichtbaren Energien für Primärenergien von 2, 4 und 6 GeV sowie (nur für 6 GeV) die lateralen und longitudinalen Profile ermittelt. Die Simulationsparameter sind identisch mit den in Tab. 3.13 für Blei angegebenen Werten.

Die Ergebnisse für die sichtbare Energie sind in der Tab. 3.17 aufgeführt. Während das Signal für die Geometrie ohne G10 etwa 5.5 % geringer ist als mit EGS4 berechnet, stimmt das Ergebnis für die andere Konfiguration sehr genau mit demjenigen nach EGS4 überein. Demzufolge fällt die Reduktion eben um diese 5.5 % absolut geringer aus (vgl. mit Tab 3.9). Dieses Ergebnis ist auch konsistent mit den zum Pb/Si-Kalorimeter getroffenen Feststellungen (Abschnitt 3.3.4), daß sich die mit GEANT und EGS ermittelten Resultate bzgl. der sichtbaren Energie annähern, je mehr G10 die Simulationsgeometrie enthält.

Kalorimeter-Konfiguration	$e$ [MeV/GeV]	$mip \times 10^3$	$\frac{e}{mip}$	$R\left(\frac{e}{mip}\right)$
W/Si				
ohne G10	$3.90 \pm 0.02$	5.59	$0.698 \pm 0.004$	—
5.0 mm G10 hinten	$3.15 \pm 0.01$	5.09	$0.619 \pm 0.002$	$0.113 \pm 0.006$

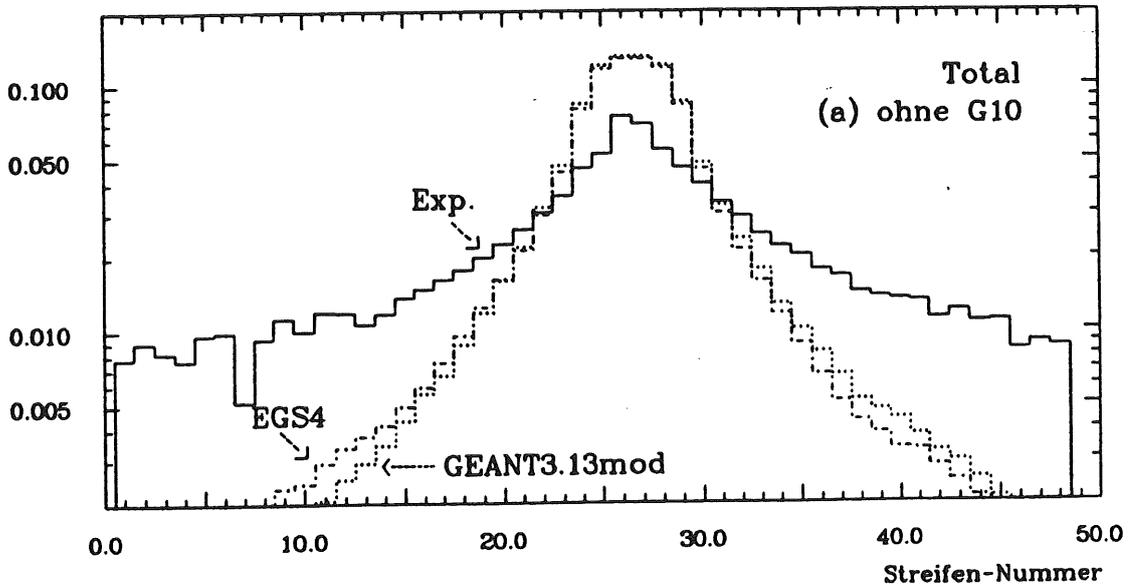
Tab. 3.17: Mit GEANT3.13mod simulierte Daten zur Reduktion der sichtbaren Energie für eine G10-Konfiguration des W/Si-Kalorimeters

In Abb. 3.26 wird die laterale Schauerentwicklung summiert über die sechs Positionen des Streifendetektors dargestellt. Das obere Bild (a) zeigt das experimentelle, das mit EGS4 sowie mit GEANT3.13mod simulierte Schauerprofil für das W/Si-Kalorimeter ohne G10; das untere Bild (b) zeigt die gleichen Profile für die Konfiguration mit 5 mm G10 hinter dem Detektor. Die jeweiligen Monte-Carlo-Verteilungen sind praktisch identisch.

Schließlich wird die longitudinale Schauerentwicklung dargestellt. Die Abb. 3.27 zeigt diese Entwicklungen (experimentell, EGS4, GEANT3.13mod) wieder für die beiden Konfigurationen des W/Si-Kalorimeters. Alle drei Kurven des Fits für die longitudinale Schauerentwicklung nach Gl. 2.20 stimmen sehr gut überein. Die Fitergebnisse aus der GEANT3.13mod-Simulation sind (vgl. auch mit EGS-Ergebnissen aus Tab. 3.10, Seite 69):

$a = 2.89 \pm 0.13$  und  $b = (0.536 \pm 0.023) 1/X_0$  für die Geometrie ohne G10, sowie  $a = 2.80 \pm 0.13$  und  $b = (0.540 \pm 0.024) 1/X_0$  für die Geometrie mit 5 mm G10 hinten.

Sichtbare Energie [Willkürliche Einheiten]



Sichtbare Energie [Willkürliche Einheiten]

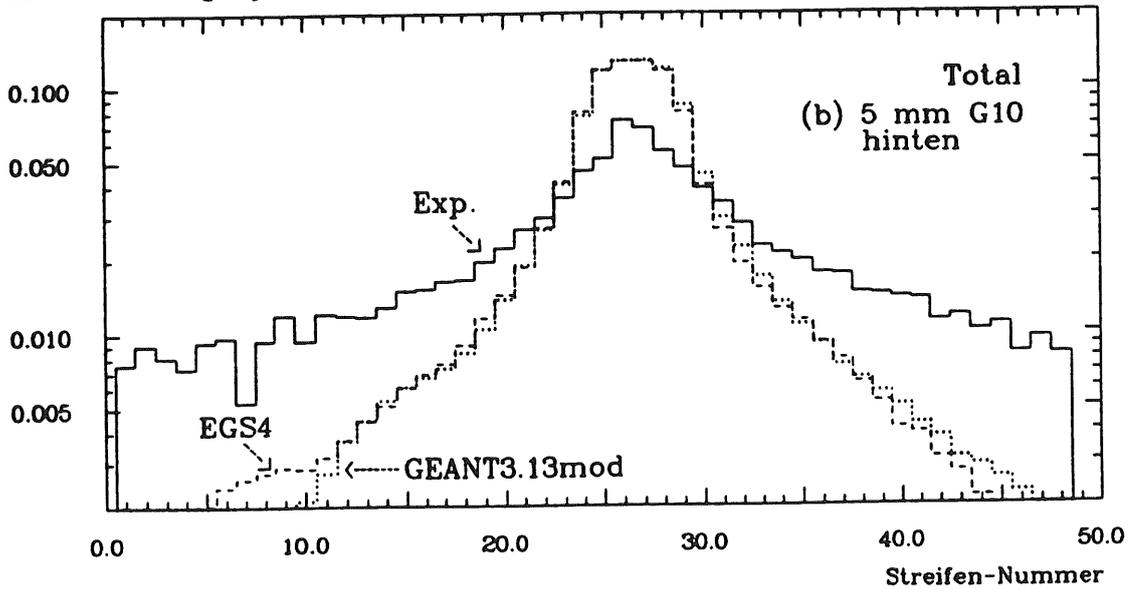


Abb. 3.26: Laterale Schauerprofile (experimentell [ohne Abzug von Untergrund], EGS4, GEANT3.13mod) für 6 GeV Elektronen, summiert über alle Tiefen des W/Si-Kalorimeters

(a) W/Si-Kalorimeter ohne G10

(b) W/Si-Kalorimeter mit 5 mm G10 hinten

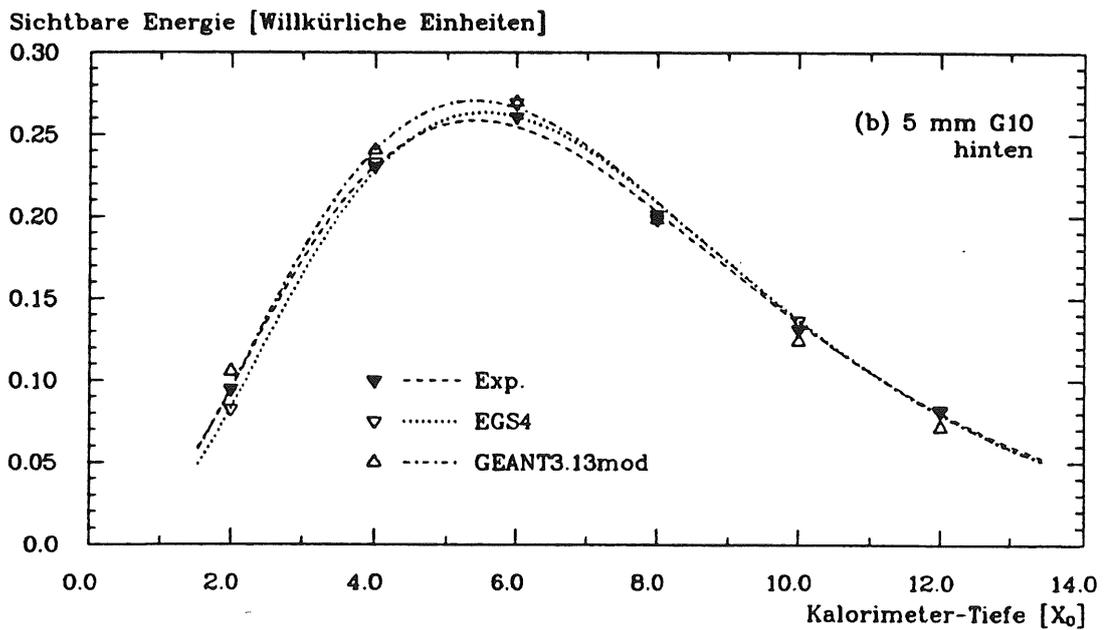
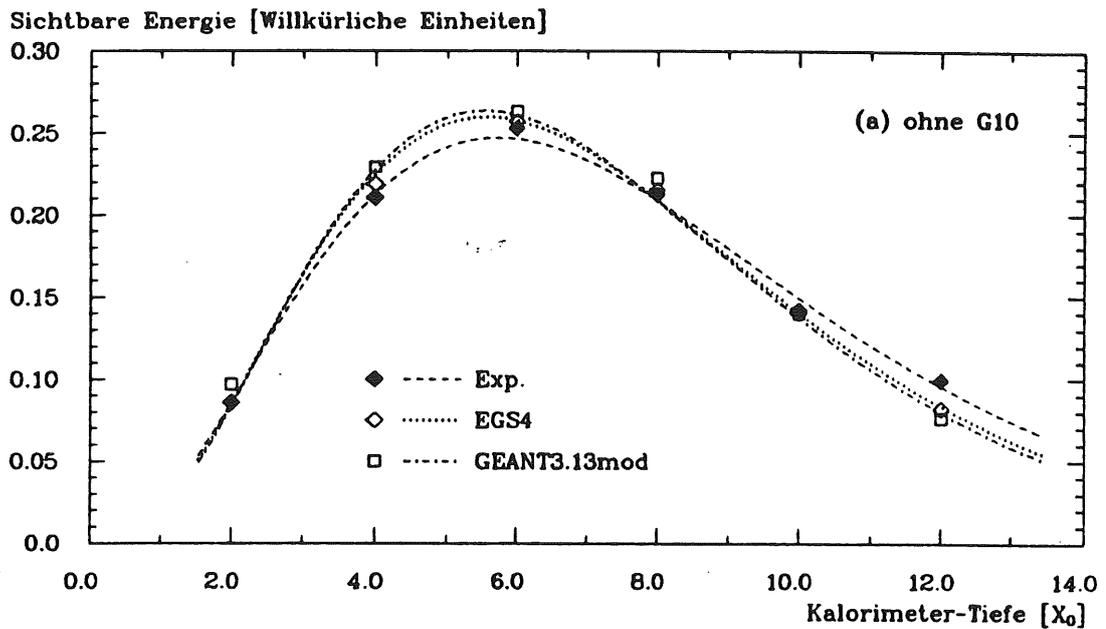


Abb. 3.27: Longitudinale Schauerprofile (experimentell, EGS4, GEANT3.13mod) für 6 GeV Elektronen im W/Si-Kalorimeters  
 (a) W/Si-Kalorimeter ohne G10  
 (b) W/Si-Kalorimeter mit 5 mm G10 hinten

## 3.4 Hadronische Simulationen mit GEANT

### 3.4.1 Simulationsparameter

Ergänzend zu den für elektromagnetische Simulationen relevanten Parametern, die in Abschnitt 3.3.1 erläutert worden sind, werden hier diejenigen Größen genannt, die für hadronische Rechnungen benötigt werden.

- |        |  |
|--------|--|
| CUTNEU | Zulässiger Wertebereich: $CUTNEU \geq 10 \text{ keV}$<br>Untere Energiegrenze, bis zu der neutrale Hadronen (also insbesondere Neutronen) verfolgt werden.   |
| CUTHAD | Zulässiger Wertebereich: $CUTHAD \geq 10 \text{ keV}$<br>Untere Energiegrenze, bis zu der geladene Hadronen verfolgt werden.   |
| TOFMAX | Zulässiger Wertebereich: $TOFMAX > 0.0 \text{ s}$<br>Zeitliche Obergrenze, bis zu der sämtliche Teilchen verfolgt werden, integriert vom Startzeitpunkt an, der (bei der Simulation von Testkalorimetern) durch das Abschicken des Primärteilchens bestimmt ist. Alle Schauerpartikel werden nach Ablauf der durch TOFMAX gesetzten Zeitspanne gestoppt. |

Der Parameter TOFMAX kann bei Kalorimetersimulationen insbesondere dazu dienen, die im Experiment existierende elektronische *Gate-Zeit* zu berücksichtigen. Der Benutzer von GEANT muß aber in seinem *User Code* (vgl. Abschnitt 3.1) darauf achten, daß beim Erreichen der Zeitgrenze die momentanen kinetischen Energien der gestoppten Teilchen nicht deponiert werden, denn in diesem Sinne ist TOFMAX ein Grenzwert wie alle anderen Energiegrenzen (CUT...) auch.

Kernstück für die Simulation hadronischer Wechselwirkungen ist das in GEANT3.13<sup>27</sup> eingebaute Programmpaket GHEISHA8 [FES]. Mit GHEISHA8 werden die Wechselwirkungsquerschnitte sowie die Teilchenmultiplizitäten und die Kinematik nach einer hadronischen Wechselwirkung berechnet.

---

<sup>27</sup>In GEANT3.12 ist die Version GHEISHA7 enthalten.

### 3.4.2 Zusammenfassende Darstellung weiterer Modifikationen

In diesem Abschnitt werden alle weiteren, im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikationen der Originalversion von GEANT3.13 beschrieben, die sich — bis auf die erste — auf hadronische Wechselwirkungen beziehen. Ihre Auswirkungen werden in den nächsten beiden Abschnitten dokumentiert.

#1) Wenn bei der Spurverfolgung eine Volumengrenze erreicht wird, können im Originalprogramm auftretende Rundungsfehler dazu führen, daß das Ergebnis des Algorithmus für das Suchen und Auffinden des momentanen Volumens an dieser Grenze zwischen den beiden Volumina oszilliert. Die Folge ist, daß das Teilchen dort "auf der Stelle springt", mit Schrittweiten der Länge  $0.0\text{ mm}$ . Schließlich wird die maximal erlaubte Zahl von Schritten erreicht und die Spurverfolgung des betreffenden Teilchens abgebrochen. Dieses Problem tritt insbesondere dann auf, wenn innerhalb einer räumlich großen Geometrie relativ feine Strukturen abgetastet werden müssen. Betragen die Außenabmessungen einer Geometrie beispielsweise  $1\text{ m}$ , so kann die Abtastgenauigkeit nicht besser als  $1\text{ }\mu\text{m}$  sein<sup>28</sup>, was aber für die dünnen Siliziumdetektoren durchaus erforderlich ist. Diese Rundungsfehler können im Algorithmus vermieden werden.

#2) Nach der elastischen Streuung eines Neutrons an einem Wasserstoffkern treten Rundungsfehler bei der Bestimmung der kinetischen Energien nach dem Stoß auf, mit der Folge, daß die kinetische Energie nach dem Stoß größer sein kann als vor dem Stoß. Dies verfälscht in der Simulation die Neutronenmoderation durch Wasserstoff. Durch die Einführung doppelt-genauer Variablen<sup>29</sup> läßt sich dies Problem überwiegend vermeiden.

#3) Bei der elastischen Streuung eines Neutrons oder eines Protons an einem Kern (d.h.  $A \geq 5$ ) wird nur eine Richtungsänderung vollzogen. Die Modifikation sieht auch eine Energieänderung vor, die nach klassischer Kinematik (wie zwei harte Kugeln) berechnet wird. Die sich ergebende Energiedifferenz wird als deponierte Energie registriert<sup>30</sup>.

#4) Bei der inelastischen Streuung eines Neutrons oder eines Protons mit kinetischer Energie  $< 100\text{ MeV}$  an einem Kern wird die Energiedifferenz des Neutrons bzw. Protons vor und nach der Streuung nicht registriert, weil der angeregte Kern nicht weiter behandelt wird. Es ist daher als Ergänzung eine neue Subroutine geschrieben worden, nach welcher der angeregte Kern durch die Emission eines Gammaquants auf den Grundzustand übergeht. Die Energie des Gammaquants entspricht exakt der Anregungsenergie, d.h. die Rückstoßenergie des Kerns wird vernachlässigt. Die Emissionsrichtung wird isotrop im Laborsystem verteilt. Die Emission erfolgt

---

<sup>28</sup>bei 32-Bit Darstellung

<sup>29</sup>d.h. 64-Bit Darstellung

<sup>30</sup>Kerne mit  $A < 5$  stellen Teilchen dar, die eigenständig verfolgt werden; dabei stellt sich das Problem nicht.

zeitlich verzögert gemäß der Verteilung  $-0.23 \text{ ns} \cdot \log_{10}(R)$ ;  $R$  ist eine gleichverteilte Zufallszahl mit  $0 < R < 1$ . Im Mittel beträgt die Zeitverzögerung somit  $0.1 \text{ ns}$  (Lebensdauer des *Compound*-Kerns [MAY]) und ist exponentiell verteilt.

#5) Wenn ein negativ geladenes Meson (also insbesondere ein  $\pi^-$ ) auf geringe kinetische Energie abgebremst worden ist, wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit vom Kern absorbiert<sup>31</sup>. Z. Jakubowski und M. Kobel [JAK] haben festgestellt, daß die GEANT-Subroutine PIMABS, die diesen Prozeß simuliert, vorliegende experimentelle Daten zur  $\pi^-$ -Absorption nicht reproduzieren kann. Sie haben diese Subroutine völlig neu entwickelt, und das neue PIMABS ist ebenfalls in GEANT3.13mod enthalten<sup>32</sup>.

---

<sup>31</sup>Positiv geladene Mesonen zerfallen überwiegend; die Coulomb-Abstoßung verhindert das Eindringen in den Kern.

<sup>32</sup>Vielen Dank an M. Kobel, der uns PIMABS zur Verfügung gestellt hat.

### 3.4.3 Effekt von Polyethylen auf die Energiedeposition von Neutronen in einem einzelnen Siliziumdetektor

Im Abschnitt 2.4.1 ist deutlich gemacht worden, daß niederenergetische Neutronen eine bedeutende Komponente im hadronischen Schauer darstellen. Eine auch nur teilweise erfolgende Registrierung ihrer Energie führt zu einer Anhebung des hadronischen Signals und damit zu einer Verbesserung des  $e/h$ -Verhältnisses. Da der Nachweis von Neutronen über Rückstoßprotonen besonders effizient ist, bietet es sich an, dünne Schichten eines wasserstoffhaltigen Materials in die Nähe der Siliziumdetektoren zu bringen. Um einen solchen Effekt zu studieren, ist die Energiedeposition von Neutronen aus einer  $^{241}\text{Am}$ -Be-Quelle in einem  $300\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumdetektor beobachtet worden, wobei sich zwischen Quelle und Detektor eine Schicht aus Polyethylen ( $\text{CH}_2$ ) von variabler Dicke befunden hat [RUSa].

Dieses Experiment soll seiner simplen Geometrie wegen als erster Vergleich zu entsprechenden Simulationen mit GEANT3.13mod dienen. Die Parameter sind gemäß Tab. 3.11 (Seite 78) gesetzt, ergänzt um  $\text{CUTNEU} = 10\ \text{keV}$ .

Das Energiespektrum der Neutronen aus der  $^{241}\text{Am}$ -Be-Quelle reicht bis maximal  $10\ \text{MeV}$  und weist einen Mittelwert von etwa  $4\ \text{MeV}$  auf [SAT]. Dieses Spektrum wird in der Simulation angenähert berücksichtigt<sup>33</sup>.

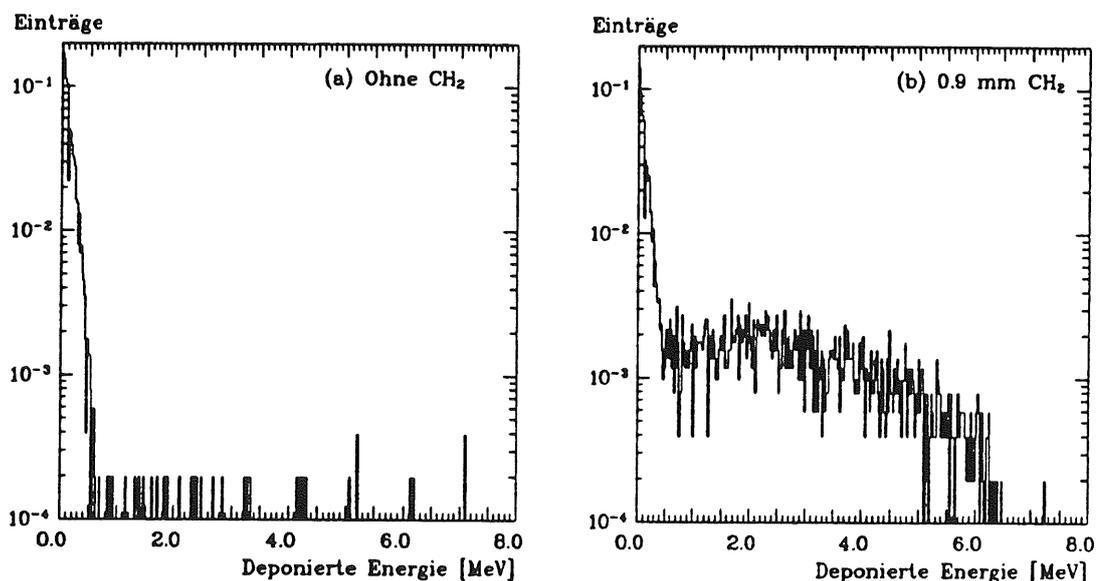


Abb. 3.28: Mit GEANT3.13mod simulierte Spektren der deponierten Energie für die Transmission von Neutronen aus einer  $^{241}\text{Am}$ -Be-Quelle durch  $300\ \mu\text{m}$  Silizium  
(a) ohne Polyethylen  
(b) mit  $0.9\ \text{mm}$  Polyethylen zwischen Neutronenquelle und Detektor

<sup>33</sup>Dies ist eine Ausnahme. Sonst werden stets monoenergetische Primärteilchen verwendet.

Die Fig. 3.28 a zeigt das mit GEANT3.13mod simulierte Spektrum der deponierten Energie im Siliziumdetektor, falls kein CH<sub>2</sub> vorhanden ist. Es ist erkennbar, daß fast alle Einträge unterhalb von 0.5 MeV liegen; Neutronen, die ohne Energiedeposition den Siliziumdetektor durchqueren, werden nicht berücksichtigt<sup>34</sup>. Der Mittelwert dieses Spektrums beträgt 0.130 MeV. Fig. 3.28 b zeigt demgegenüber das Spektrum für den Fall, daß sich 0.9 mm CH<sub>2</sub> zwischen Quelle und Detektor befinden. Dadurch gibt es mehr Einträge oberhalb von 0.5 MeV, und der Mittelwert dieses Spektrums beträgt 1.095 MeV.

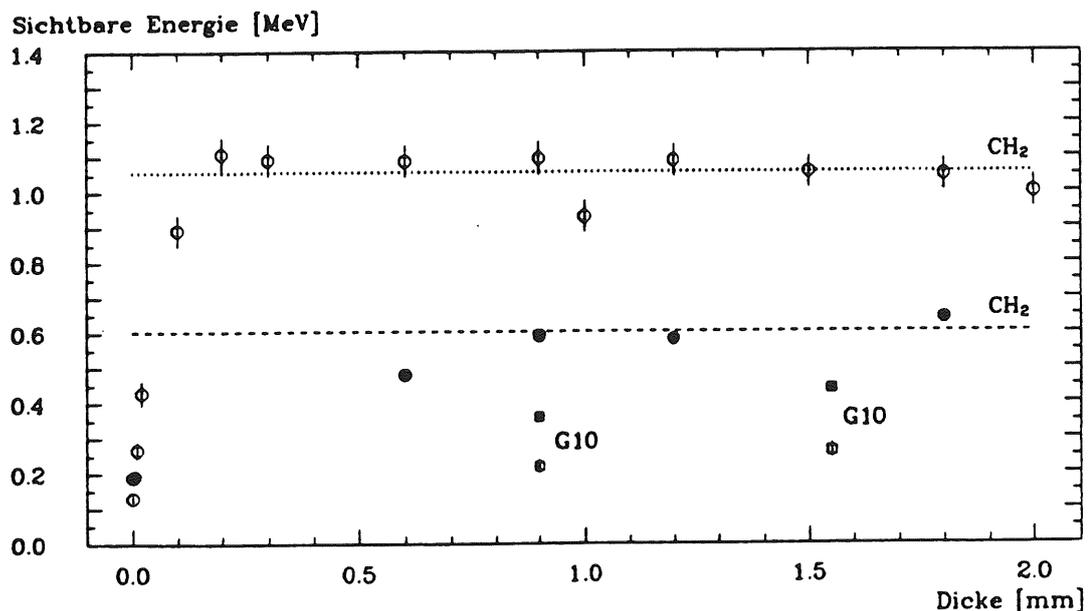


Abb. 3.29: Sichtbare Energie für die Transmission von Neutronen aus einer <sup>241</sup>Am-Quelle durch 300 μm Silizium in Abhängigkeit von der Dicke eines wasserstoffhaltigen Materials (CH<sub>2</sub> oder G10) zwischen Neutronenquelle und Detektor  
 Volle Symbole: Experiment  
 Offene Symbole: GEANT3.13mod

Die Fig. 3.29 zeigt die mit GEANT3.13mod kalkulierten Mittelwerte der Energiedepositionen bei verschiedenen Dicken von Polyethylen zusammen mit den experimentellen Daten [RUSa]. Ergänzt wird die Darstellung durch zwei Werte mit G10 als wasserstoffhaltiges Material. Bis auf einen Skalenfaktor ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation recht gut<sup>35</sup>. Es ist erkennbar, daß der Effekt von CH<sub>2</sub> bei dicken Schichten in eine Sättigung einmündet, denn bei einer mittlere-

<sup>34</sup>Nur knapp 0.2% aller Neutronen deponieren Energie.

<sup>35</sup>Die genauen Materialeigenschaften des im Experiment verwendeten Polyethylens und G10's sind nicht bekannt; genauso verhält es sich mit dem exakten geometrischen Versuchsaufbau sowie mit der Auslese-Elektronik. Da aber im Fall von CH<sub>2</sub> die Simulationsergebnisse über den experimentellen Daten liegen, dies aber im Fall von G10 gerade umgekehrt ist, kann daraus keine systematische Ursache abgeleitet werden.

ren Neutronenenergie von  $4 \text{ MeV}$  weisen die Rückstoßprotonen aus dem  $\text{CH}_2$  eine mittlere Energie von  $2 \text{ MeV}$  auf und haben damit eine Reichweite in Polyethylen von  $150 \mu\text{m}$ . Nur diejenigen Protonen werden also wirksam, die an der Oberfläche des Polyethylens generiert werden, und daher ist eine über  $\approx 200 \mu\text{m}$  hinausgehende Schichtdicke nicht weiter wirksam. Das Erreichen dieses Grenzwertes scheint beim Experiment nicht so scharf zu erfolgen wie bei der Simulation, jedoch für eine genaue Beurteilung fehlen experimentelle Daten für Schichtdicken unter  $500 \mu\text{m}$ .

Der zweite Befund ist — ebenfalls in Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation —, daß G10 eine deutlich geringere Anhebung der Energiedeposition im Detektor verursacht als Polyethylen, was durch den erheblich geringeren Wasserstoffanteil im G10 begründet ist<sup>36</sup>.

Die gleiche Simulation ist auch mit der Originalversion GEANT3.13 durchgeführt worden. Für den Fall, daß sich kein Material vor dem Siliziumdetektor befindet, deponiert praktisch kein Neutron Energie<sup>37</sup>. Wenn jedoch Polyethylen eingefügt wird, dann ergibt sich als asymptotischer Grenzwert eine sichtbare Energie von etwa  $2.4 \text{ MeV}$  (das ist mehr als doppelt so viel verglichen mit der Version GEANT3.13mod). Der Grund für dieses Verhalten ist, daß elastische Stöße mit Siliziumkernen in der Originalversion zu überhaupt keiner Energiedeposition führen, was aber in der modifizierten Fassung der Fall ist (vgl. Modifikation #3, Seite 93), so daß dort eine Vielzahl von kleinen Energiedepositionen den Mittelwert entsprechend verringern.

---

<sup>36</sup>Der Wasserstoffanteil in G10 beträgt mit  $0.013 \text{ g/cm}^3$  nur knapp 1/10 dessen in  $\text{CH}_2$  ( $0.135 \text{ g/cm}^3$ ).

<sup>37</sup>Von etwa  $10^5$  Neutronen deponiert nur 1 Neutron Energie.

### 3.4.4 Neutronenfluß in einem Fe/Si-Kalorimeter

In diesem Abschnitt werden mit GEANT3.13 und GEANT3.13mod sowie mit CALOR kalkulierte Neutronenflüsse<sup>38</sup> in einem (fiktivem) Fe/Si-Kalorimeter verglichen, das in zwei Konfigurationen untersucht wird, nämlich sowohl ohne als auch mit zusätzlichen Schichten von 2 mm Polyethylen. Die ursprüngliche Motivation für die CALOR-Rechnungen liegt in der Untersuchung über den Einfluß des Polyethylens auf Anzahl und spektrale Verteilung von Neutronen in einem hadronischen Schauer [BRA], [FURa].

Das Programmpaket CALOR ist aus folgenden Einzelprogrammen zusammengesetzt:

- HETC<sup>39</sup> für die Simulation hadronischer Wechselwirkungen
- MORSE<sup>40</sup> für die Simulation von Neutronen mit  $E_{n,kin} < 20 \text{ MeV}$ ;  
MORSE ist ein bewährtes Programm für die Simulation niederenergetischer Neutronen und gilt als zuverlässig [KFA].
- EGS für die Simulation der elektromagnetischen Schauerkomponente

Die Geometrie des Fe/Si-Kalorimeters sowie die Resultate der CALOR-Simulationen werden [FURa] entnommen. Das Fe/Si-Kalorimeter besteht aus 140 Sandwiches der folgenden Struktur:

- 7.5 mm Eisen
- 1.3 mm Luft
- 1.0 mm G10
- 0.4 mm Silizium
- 1.0 mm G10
- 1.3 mm Luft
- 0.0/2.0 mm Polyethylen

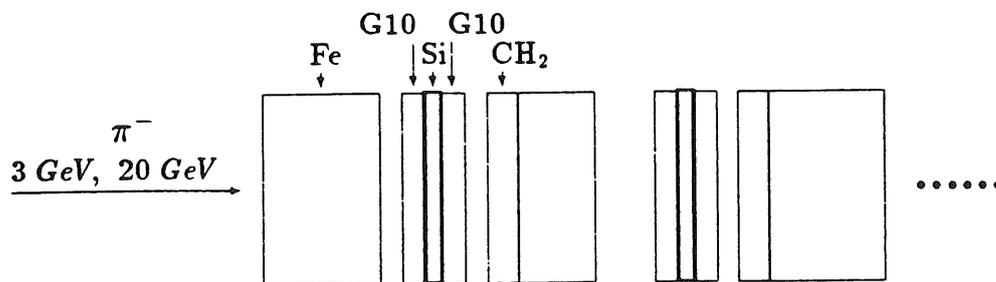


Abb. 3.30: Schematische Skizze des Fe/Si-Kalorimeters

<sup>38</sup>Üblicherweise hat ein Fluß die Dimension  $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . In der vorliegenden Arbeit wird unter dem Begriff "Fluß" aber die Anzahl Partikel je Flächeneinheit und Primärteilchen verstanden. Hier übernimmt also die Normierung auf Primärteilchen gewissermaßen die Rolle der zeitlichen Normierung.

<sup>39</sup>High Energy Transport Code

<sup>40</sup>Monte Carlo Oak Rich Stochastic Experiment

Die laterale Ausdehnung beträgt  $100 \times 100 \text{ cm}^2$ . Als Primärteilchen dienen negative Pionen mit einer kinetischen Energie von  $3 \text{ GeV}$  und  $20 \text{ GeV}$ . Die Energieschwelle für den Neutronentransport beträgt bei CALOR  $25 \text{ keV}$  und bei GEANT  $10 \text{ keV}$ ; eine Zeitschwelle besteht nicht. Die übrigen Parameter sind identisch mit den in Tab. 3.13 für Kupfer angegebenen Werten; außerdem wird  $\text{CUTHAD} = 1 \text{ MeV}$  gewählt. Die Neutronenflüsse (in Einheiten  $\text{cm}^{-2}$  bezogen auf die totale Querschnittsfläche) beinhalten eine Gewichtung der Einträge mit dem in MORSE üblichen "Boundary Crossing Estimator"  $1/|\cos \theta|$ . Dieser multiplikative Faktor trägt der geometrischen Wegverlängerung Rechnung, die bei nicht-senkrechtem Durchgang des Neutrons durch den Siliziumdetektor auftritt, und soll so die schädigende Wirkung des Neutrons berücksichtigen. Gezeigt werden in Abb. 3.32 longitudinale Profile des Neutronenflusses. Dafür wird die Anzahl der Neutronen je Detektorebene (multipliziert mit dem *Boundary Crossing Estimator*) und normiert auf jedes primäre Pion gegenüber der Kalorimetertiefe (in Einheiten der Wechselwirkungslänge  $\lambda$ ) aufgetragen, wobei einerseits alle Neutronen und andererseits die Neutronen mit  $E_{n,kin} > 20 \text{ MeV}$  dargestellt werden.

Gezeigt werden außerdem in Abb. 3.33 Lethargieplots für Neutronen vom Maximum des longitudinalen Profils (ähnlich den Lethargieplots für Elektronen aus Abschnitt 3.3.4 aufgebaut). Die Abzisse stellt die Energie in logarithmischer Skalierung dar. Die Ordinate bedeutet das Gewicht der Neutronen je Energiebin, normiert auf die Anzahl primärer Pionen.

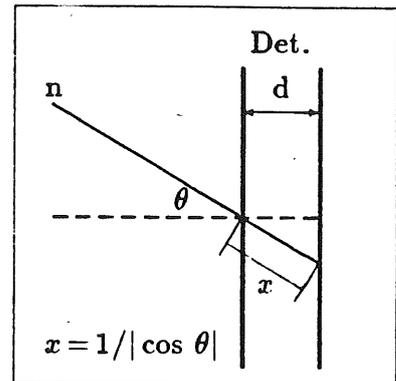


Abb. 3.31: Zur Erläuterung des "Boundary Crossing Estimators"

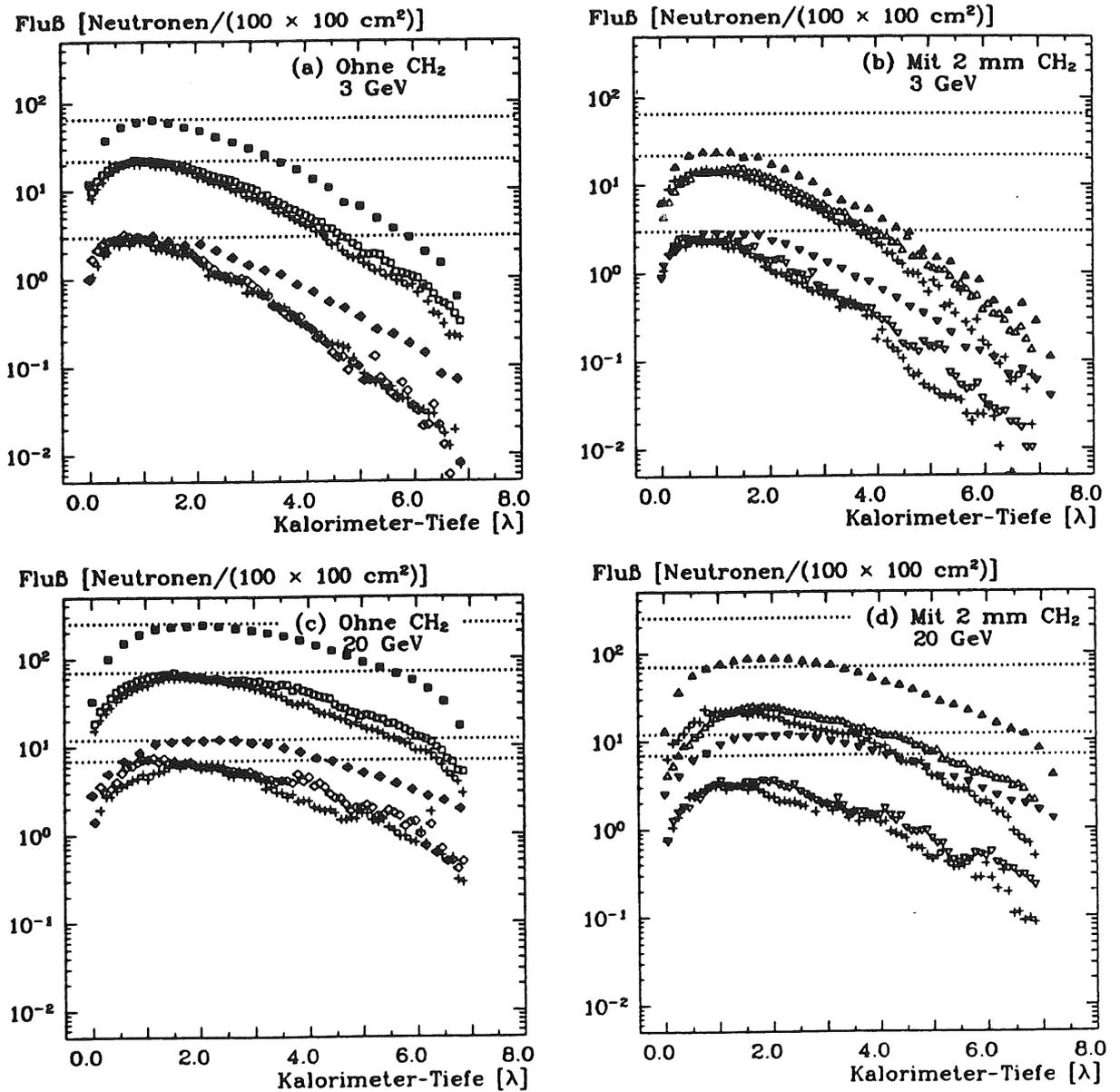


Abb. 3.32: Simulierte longitudinale Profile des Neutronenflusses in einem Fe/Si-Kalorimeter, sowohl ohne als auch mit 2 mm Polyethylen; ausgelöst durch negative Pionen von 3 GeV und 20 GeV  
 Volle Symbole: CALOR  
 Offene Symbole: GEANT3.13mod  
 Kreuze: GEANT3.13  
 Jeweils oberes Profil: alle Neutronen  
 Jeweils unteres Profil: Neutronen mit  $E_{n,kin} > 20 \text{ MeV}$   
 (Die horizontalen Geraden dienen der besseren Orientierung.)

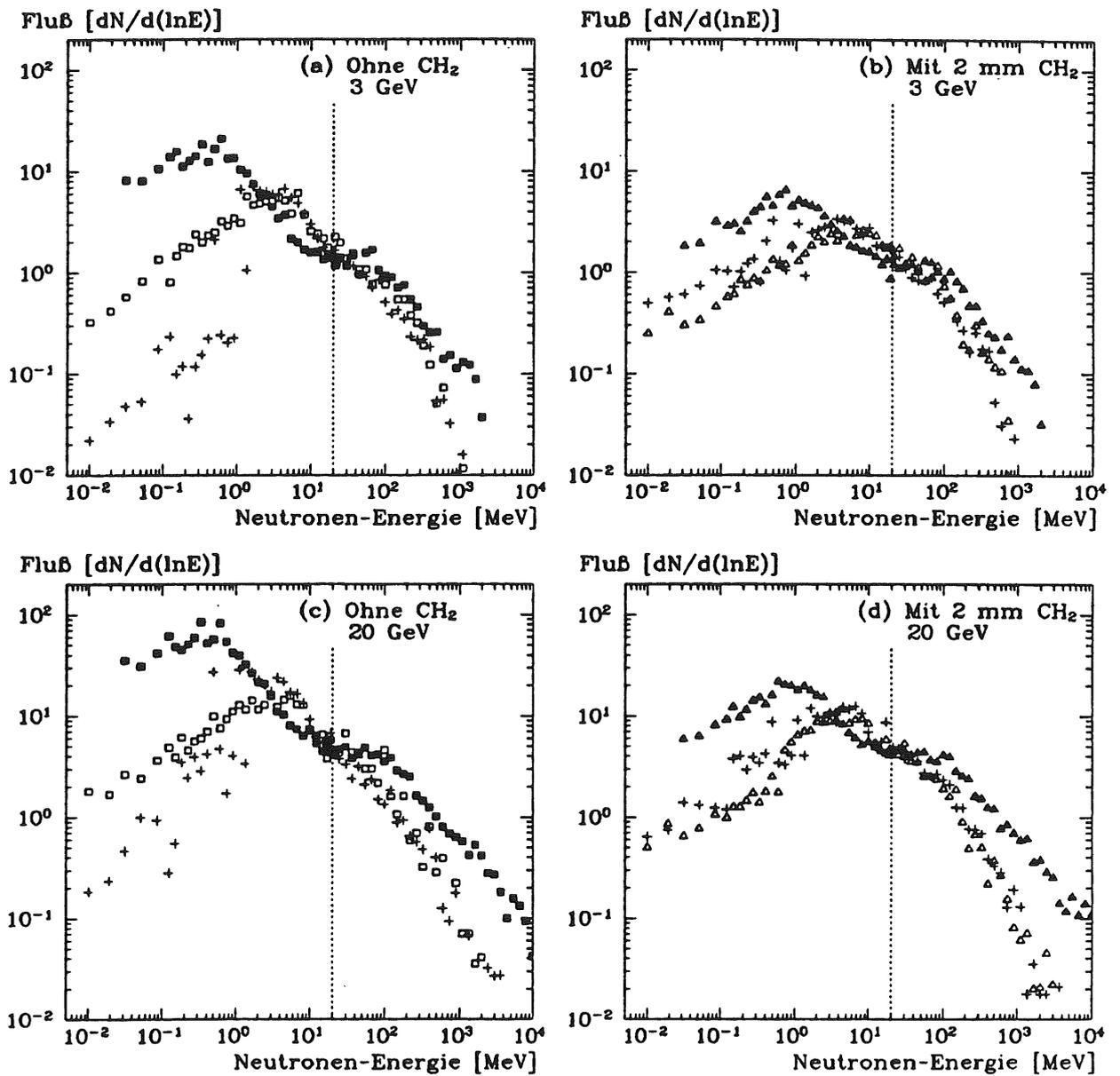


Abb. 3.33: Lethargieplots von Neutronen am Maximum des longitudinalen Profils in einem Fe/Si-Kalorimeter, sowohl ohne als auch mit 2 mm Polyethylen; ausgelöst durch negative Pionen von 3 GeV und 20 GeV  
 Volle Symbole: CALOR  
 Offene Symbole: GEANT3.13mod  
 Kreuze: GEANT3.13  
 (Die vertikale Gerade markiert den Übergang zwischen MORSE und HETC.)

Der Vergleich der longitudinalen Profile aus Abb. 3.32 zeigt, daß die GEANT-Profile bis auf eine Ausnahme (Neutronen mit  $E_{n,kin} > 20 \text{ MeV}$  bei  $3 \text{ GeV } \pi^-$ , ohne Polyethylen) nahezu parallel unterhalb der CALOR-Profile verlaufen. Abgesehen von der genannten Ausnahme, bei der die Profile bis etwa  $2 \lambda$  Tiefe übereinstimmen, beträgt der Unterschied zwischen den Flüssen ungefähr einen Faktor 3.

Die Profile von GEANT3.13*mod* und GEANT3.13 unterscheiden sich fast nicht. Bei größeren Tiefen fallen die GEANT3.13-Profile etwas schneller ab als die GEANT3.13*mod*- und CALOR-Profile.

Daraus kann geschlossen werden, daß zwar bei GEANT weniger Neutronen generiert werden als bei CALOR, aber daß die Spurverfolgung der Neutronen in beiden Simulationsprogrammen offensichtlich ähnlich vollzogen wird.

Vergleicht man die Lethargieplots aus Abb. 3.33, die am Maximum des longitudinalen Profils erstellt worden sind, so stellt man nahezu Übereinstimmung fest zwischen CALOR, GEANT3.13 und GEANT3.13*mod* für Neutronen mit  $E_{n,kin} > 3 \text{ MeV}$ ; im Bereich  $3 \text{ MeV} < E_{n,kin} < 20 \text{ MeV}$  weisen die GEANT-Darstellungen etwas höhere Einträge als CALOR auf, und bei der Simulation mit  $20 \text{ GeV}$  liefert GEANT etwas niedrigere Einträge für  $E_{n,kin} > 100 \text{ MeV}$ . Auch GEANT3.13 und GEANT3.13*mod* unterscheiden sich praktisch nicht für  $E_{n,kin} > 3 \text{ MeV}$ , aber bei kleinen Energien. Dort machen sich die Rundungsfehler bei der Berechnung der kinetischen Energie des Neutrons vor und nach dem Stoß bemerkbar (vgl. Modifikation #2, Seite 93).

Bei Energien  $E_{n,kin} < 3 \text{ MeV}$  werden Unterschiede zwischen allen drei Programmen deutlich:

- Der CALOR-Plot weist in allen Fällen die höchsten Einträge auf.
- Bei der GEANT3.13-Simulation wird der Fluß für Neutronen mit  $E_{n,kin} < 3 \text{ MeV}$  im Gegensatz zu GEANT3.13*mod* und CALOR durch das Einfügen von Polyethylen erhöht, was sicherlich falsch ist.
- Das Maximum des jeweiligen Lethargieplots liegt für CALOR bei  $\approx 0.5 \text{ MeV}$ , aber für beide GEANT-Versionen bei  $\approx 5 \text{ MeV}$ .

Abschließend bleibt festzuhalten, daß an dieser Stelle zwar einige Unterschiede zwischen CALOR und GEANT aufgezeigt worden sind<sup>41</sup>, aber es kann nicht festgestellt werden, welches der beiden Ergebnisse näher zur Realität steht; dazu müßte ein Vergleich mit experimentellen Daten gezogen werden, die aber gerade bei niedrigen Energien nicht vorhanden sind. Immerhin ist aber ein Vergleich mit experimentellen Daten bei höheren Energien möglich, wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

<sup>41</sup>Die CALOR-Simulationen sind mit der 89'-Version durchgeführt worden. Inzwischen gibt es die neuere Version CALOR90, mit der diese Rechnungen wiederholt werden sollen, und es werden Unterschiede für möglich gehalten [FURb].

### 3.4.5 Das "RÖSTI"-Experiment

Ein weiterer Test für die Generierung und Spurverfolgung von Neutronen in GEANT bietet der Vergleich mit gemessenen Daten aus dem sogenannten "RÖSTI"-Experiment [RUSb]. Eine Konstruktion aus 20 rechteckigen Eisenplatten, jede 5 cm ( $\approx 0.3 \lambda$ ) dick, wird am CERN-SPS mit 200 GeV Protonen bestrahlt. Zwischen den einzelnen Eisenplatten befinden sich 7 mm breite Zwischenräume ("Slots"), in die verschiedene Arten von Aktivierungsdetektoren eingebracht werden. Der hadronische Schauer wird sich in dieser, einem Kalorimeter ähnlichen Struktur, unbeeinflusst von der vernachlässigbaren Detektordicke entwickeln.

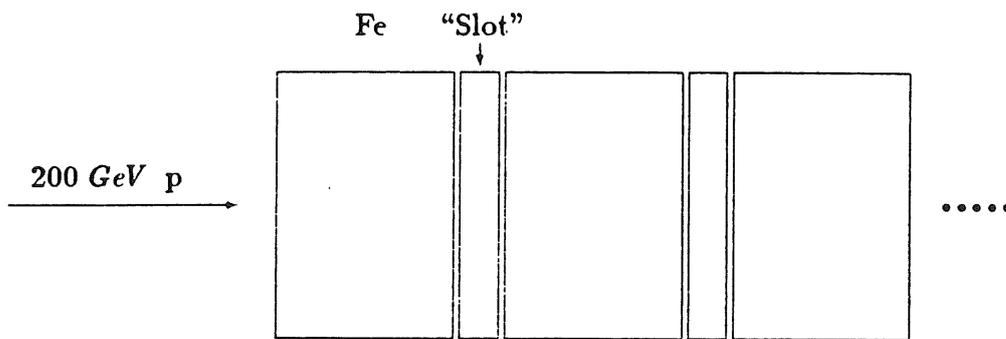


Abb. 3.34: Schematische Skizze der "RÖSTI"-Konstruktion

Aktivierungsdetektoren sind Proben speziell ausgewählter Isotope, die bei Bestrahlung mit Neutronen (oder anderen Hadronen) eines passenden Energiebereichs eine bestimmte Kernreaktion vollziehen, deren Produkte nach der Bestrahlung in einer sich anschließenden Analysemessung quantitativ nachgewiesen werden. Diese Methode, die in der praktischen Durchführung und Auswertung nicht einfach zu handhaben ist, gestattet schließlich eine Aussage zum Teilchenfluß<sup>42</sup>, der natürlicherweise mit dem *Boundary Crossing Estimator* (vgl. Abschnitt 3.4.4) gewichtet ist. Die Aktivierungsdetektoren sind kurz in Tab. 3.18 beschrieben.

	Aktivierungsreaktionen	Energiebereiche	nachweisbare Teilchen	Halbwertszeit
1.	$^{115}\text{In} (n,n') ^{115m}\text{In}$	(0.8 – 15) MeV	Neutronen	4.5 Stunden
2.	$^{32}\text{S} (n,p) ^{32}\text{P}$	(3 – 25) MeV	Neutronen	14.3 Tage
3.	$^{27}\text{Al} (n,\alpha) ^{24}\text{Na}$	(6 – 25) MeV	Neutronen	15.0 Stunden
4.	$^{27}\text{Al} (h,x) ^{18}\text{F}$	> 35) MeV	Hadronen	109.7 Minuten

Tab. 3.18: Aktivierungsreaktionen, zugehörige Energiebereiche und nachweisbare Teilchen der im "RÖSTI"-Experiment verwendeten Aktivierungsdetektoren

<sup>42</sup>In [RUSb] wird unterschieden zwischen "Flux" (Dimension  $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ) und dem zeitlichen Integral hierüber, "Fluence" (Dimension  $\text{cm}^{-2}$ ) genannt. Gemäß der Begriffskonvention in der vorliegenden Arbeit (siehe Seite 98) entspricht *Fluence* dem Fluß.

Ergebnis dieses "RÖSTI"-Experiments sind laterale Profile der Flüsse in verschiedenen Tiefen für Neutronen in drei Energiebereichen und für die Hadronen über der Energieschwelle (vgl. Tab 3.18).

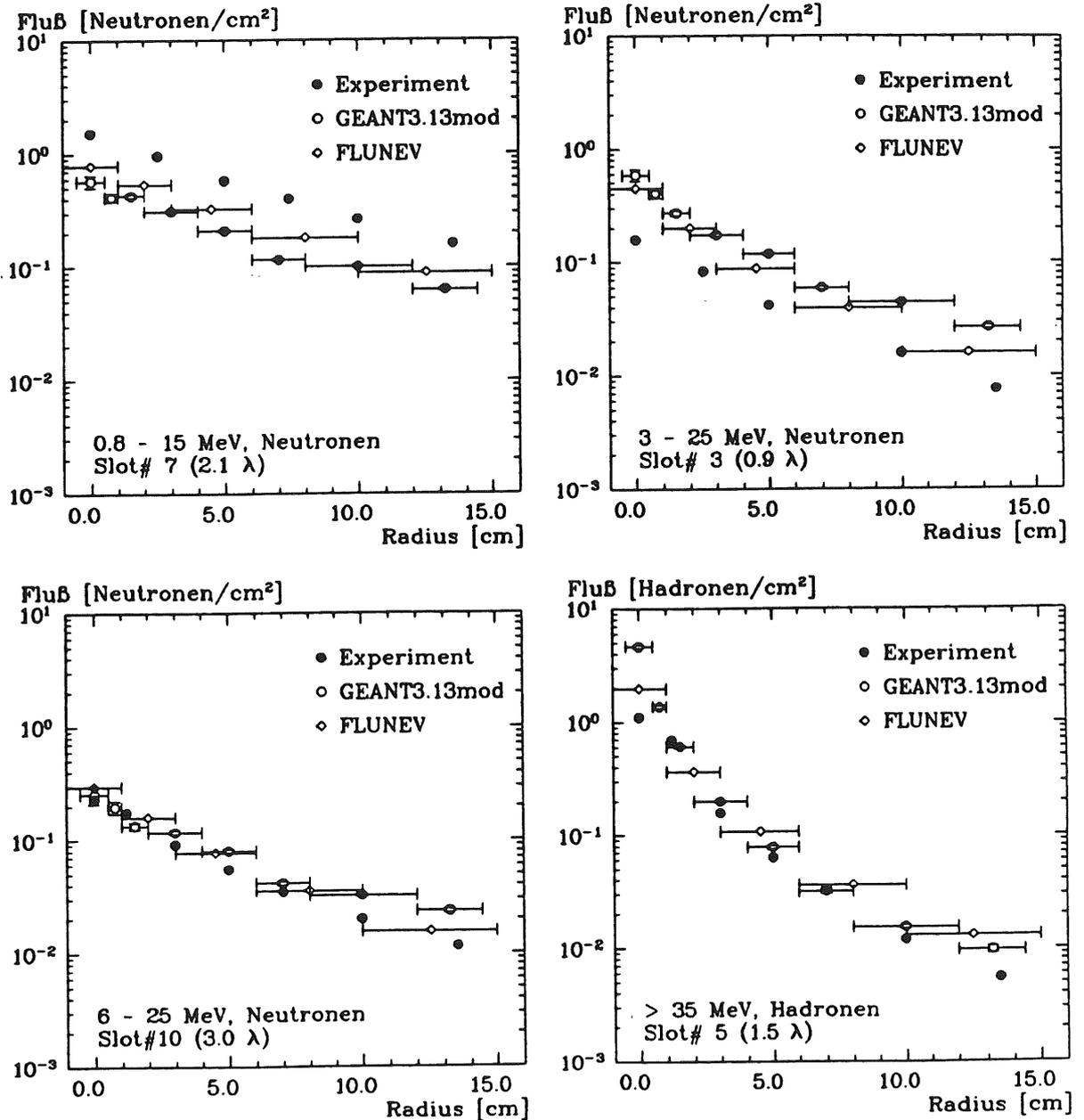


Abb. 3.35: Laterale Profile des Flusses von Neutronen bzw. Hadronen für verschiedene Energiebereiche und in verschiedenen Tiefen in einem Fe/Si-Kalorimeter, ausgelöst durch Hadronen von 200 GeV

In den Monte-Carlo-Rechnungen braucht auf Einzelheiten der Methode mit Aktivierungsdetektoren nicht eingegangen zu werden, da die zum Vergleich notwendigen Daten der Simulation unmittelbar entnommen werden können.

Für den Vergleich werden eigene Rechnungen mit GEANT3.13mod (Parameter wie in Tab. 3.13 für Kupfer angegeben, sowie CUTNEU = 10 keV und CUTHAD = 1 MeV) und — soweit vorhanden — Ergebnisse aus [ZAZa], die mit FLUNEV<sup>43</sup> kalkuliert worden sind, herangezogen. Die Abb. 3.35 zeigt vier typische Profile, die eine Auswahl aus der Fülle aller möglichen Profile darstellen. Für jede Aktivierungsart ist eine laterale Verteilung aus jeweils unterschiedlicher Tiefe angegeben. Innerhalb konzentrischer Ringe wird der Fluß ausgewertet. Die Fehlerbalken in x-Richtung geben den Bereich eines jeden Ringes an; die Ringstruktur ist in GEANT und FLUNEV etwas unterschiedlich. Die Profile weisen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und GEANT3.13mod- sowie FLUNEV-Simulation auf. Im Falle der oberen beiden Darstellungen, bei denen die Übereinstimmung noch am geringsten ist, weichen die zwei simulierten Profile allerdings in gleicher Weise vom experimentellen Profil ab.

Diese lateralen Verteilungen zeigen, daß die radiale Abhängigkeit des Flusses von Neutronen mit  $0.8 \text{ MeV} \leq E_{n,kin} \leq 15 \text{ MeV}$  am schwächsten ist, während sie für die Neutronen in den anderen beiden Energieintervallen etwas stärker ist. Dies unterstützt die Vorstellung, daß niederenergetische Neutronen ähnlich einem Gas die Kalorimeterstruktur durchdringen. Dazu gegensätzlich verhalten sich die energiereichen Hadronen, deren laterales Profil deutlich mit wachsendem Radius abfällt.

Für Neutronen mit  $6 \text{ MeV} \leq E_{n,kin} \leq 25 \text{ MeV}$  lassen die experimentellen Daten auch die Darstellung des longitudinalen Profils zu (bei den anderen Aktivierungsdetektoren liegen dafür zu wenig Daten vor). Abb. 3.36 zeigt dies wiederum zusammen mit GEANT3.13mod- und FLUNEV-Daten. Es ist erkennbar, daß das GEANT-Profil parallel über dem gemessenen Profil verläuft (der Abstand beträgt ungefähr einen Faktor 1.5), während das FLUNEV-Profil näher an den experimentellen Punkten liegt. Beachtenswert ist, daß GEANT3.13mod hier mehr Neutronen ergibt als der Vergleichsstandard (in diesem Fall die experimentellen Daten), während es im Vergleich zu den longitudinalen Profilen, die mit CALOR berechnet worden sind, weniger

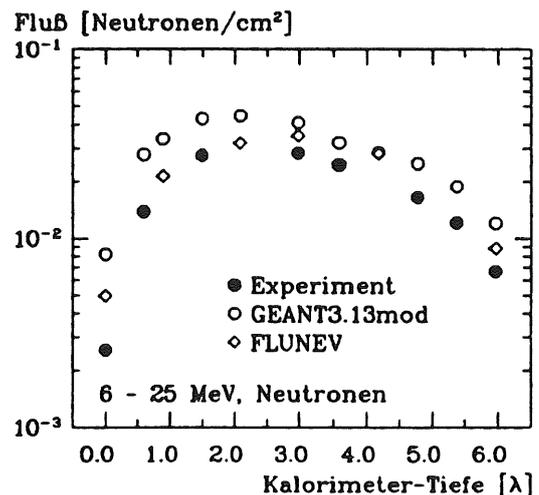


Abb. 3.36: Longitudinales Profil des Flusses von Neutronen mit  $6 \text{ MeV} \leq E_{n,kin} \leq 25 \text{ MeV}$  in einem Fe/Si-Kalorimeter, ausgelöst durch Hadronen von 200 GeV

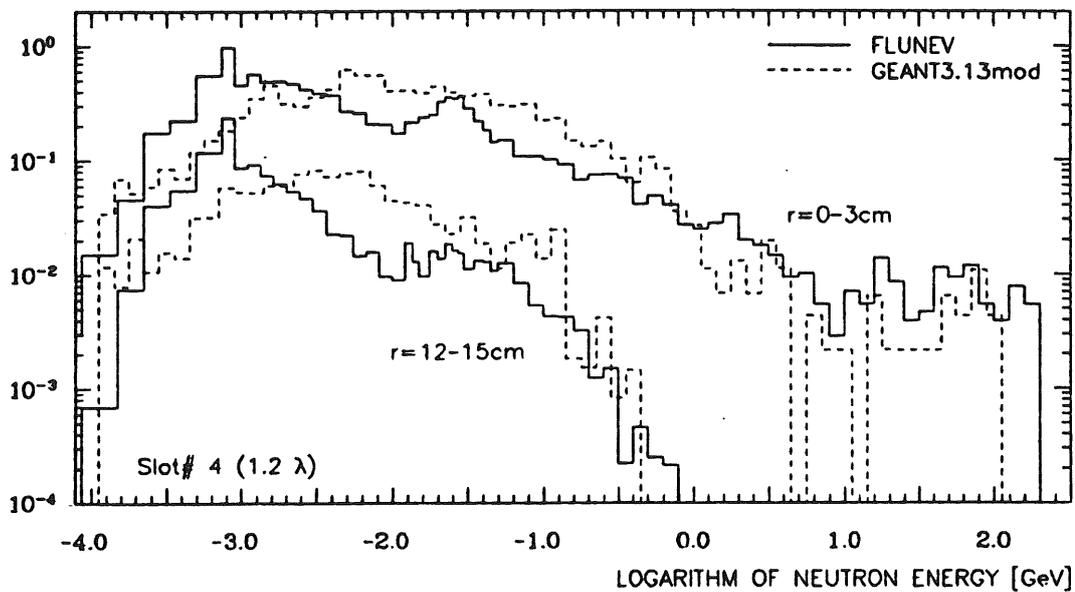
<sup>43</sup>FLUNEV ist eine Erweiterung des FLUKA87-Programms und speziell für die Behandlung von Neutronen mit Energien unter 50 MeV konzipiert. Es basiert — ebenso wie CALOR — auf HETC und MORSE.

Neutronen geliefert hat (vgl. Abb. 3.32). Allerdings werden in Abb. 3.36 Neutronen innerhalb eines bestimmten Energieintervalls betrachtet, und die Primärenergie ist 200 GeV, während in Abb. 3.32 alle Neutronen erfaßt sind und die Primärenergie nur 20 GeV beträgt; somit ist die Vergleichbarkeit beider Fälle etwas eingeschränkt.

Schließlich gibt es auch mit FLUNEV errechnete Lethargieplots für Neutronen [ZAza], die — ähnlich wie bei dem Vergleich mit CALOR — den mit GEANT3.13mod errechneten Histogrammen gegenübergestellt werden. In Abb. 3.37 sind sie für zwei verschiedene Tiefen und für zwei unterschiedliche laterale Ringe dargestellt. Die FLUNEV-Histogramme weisen ein Maximum bei  $E_{n,kin} \approx 1 \text{ MeV}$  auf (das Maximum der CALOR-Lethargieplots liegt etwas niedriger), und in diesem Bereich liefert GEANT3.13mod weniger Neutronen (wie auch im Vergleich zu CALOR, Abb. 3.33), hier um einen Faktor, der zwischen 2 und 5 liegt. Alle FLUNEV-Histogramme haben in ähnlicher Weise eine Überhöhung bei  $E_{n,kin} \approx 25 \text{ MeV}$ , und zwischen  $E_{n,kin} \approx 3 \text{ MeV}$  und  $E_{n,kin} \approx 25 \text{ MeV}$  ergibt GEANT3.13mod mehr Neutronen. Bei höheren Energien als  $E_{n,kin} \approx 25 \text{ MeV}$  ist die Übereinstimmung zwischen FLUNEV und GEANT3.13mod recht gut. Diese Feststellungen gelten für beide Tiefen und für beide laterale Bereiche in gleichem Maße. Vergleicht man nochmal die FLUNEV-Histogramme mit Abb. 3.33 (Seite 101), so stellt man bei FLUNEV fest, daß sich der Neutronenfluß im Energieintervall  $0.1 \text{ MeV} \leq E_{n,kin} \leq 1 \text{ MeV}$  um etwa drei Dekaden verändert, was bei CALOR überhaupt nicht der Fall ist, während GEANT3.13mod in diesem Energieintervall ebenfalls eine starke Zunahme aufweist.

Im wesentlichen besteht also gute Übereinstimmung zwischen FLUNEV und GEANT3.13mod. Dies ist besonders bemerkenswert, da bei FLUNEV Tabellen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte zur Verfügung stehen (ebenso verhält es sich bei CALOR) und — niederenergetische Neutronen betreffend — ein ausgearbeitetes Evaporationsmodell verwendet wird, während bei GEANT Parametrisierungen benutzt werden, die einen wesentlich globaleren Charakter haben (müssen). Zum Schluß bleibt aber festzuhalten, daß die Unterschiede zwischen GEANT3.13mod, CALOR und FLUNEV beim Neutronenfluß im Energiebereich unter 1 MeV nicht geklärt werden können. Es mangelt an experimentellen Daten für diese Energien, die auch vom "RÖSTI"-Experiment nicht geliefert werden.

NEUTRON FLUENCE [ $\text{cm}^{-2}$ ]/UNIT LETHARGY/BEAM P



NEUTRON FLUENCE [ $\text{cm}^{-2}$ ]/UNIT LETHARGY/BEAM P

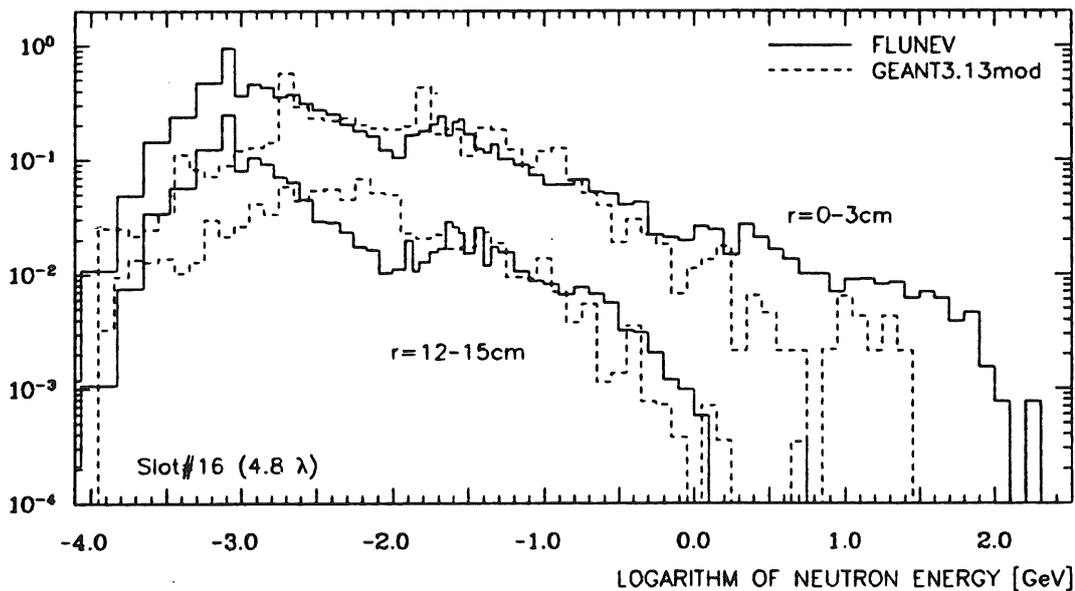


Abb. 3.37: Neutronenfluß in zwei verschiedenen lateralen Ringbereichen zweier verschiedener Tiefen eines Fe/Si-Kalorimeters, ausgelöst durch Hadronen von 200 GeV  
 ("LOGARITHM" bedeutet  $\log_{10}$ .)

### 3.4.6 Longitudinale Schauerentwicklung in einem Fe/Si- und in einem U/Si-Kalorimeter

Die SICAPO-Kollaboration hat mit einer einzelnen Ebene aus Siliziumdetektoren die longitudinale Entwicklung eines hadronischen Schauers, hervorgerufen durch Protonen mit einem Impuls von  $12 \text{ GeV}/c$ , in einem Fe/Si- und einem U/Si-Kalorimeter ( $^{238}\text{U}$ ) vermessen. Es ist der bereits in Abschnitt 3.2.4 beschriebene Triggeraufbau, ergänzt um einen zweiten Čerenkovzähler zur verbesserten Teilchendiskriminierung, verwendet worden.

Die Absorberdicken betragen  $8 \text{ cm}$  beim Eisen und  $5 \text{ cm}$  beim Uran; beide entsprechen  $0.48 \lambda$ . Der Uranabsorber ist aus 10 Platten á  $5 \text{ mm}$  Dicke zusammengesetzt. Die jeweils verwendeten Detektorebenen<sup>44</sup> sind von unterschiedlichem Typ und werden im folgenden kurz beschrieben.

Die für die Messungen mit Eisenabsorbemern eingesetzte Ebene besteht aus 480 quadratischen Detektoren mit einer Fläche von je  $4 \text{ cm}^2$ . Sie decken eine Gesamtfläche von  $1920 \text{ cm}^2$  ab. Dies entspricht einer radialen Erfassung des Schauers von  $\approx 1.4 \lambda$ . Die Detektoren sind  $400 \mu\text{m}$  dick, und die sensitive Feldzone erstreckt sich über die gesamte geometrische Dicke. Montiert werden die Detektoren auf einem  $0.2 \text{ mm}$  starken Edelstahlblech, von dem sie durch eine  $0.1 \text{ mm}$  dünne Kaptonfolie isoliert sind. Die andere Oberfläche der Detektoren wird zum Schutz vor Umwelteinflüssen (Licht, Staub, ...) auch mit einer Kaptonfolie ( $0.1 \text{ mm}$ ) abgedeckt und mit einem weiteren Edelstahlblech von  $0.4 \text{ mm}$  Dicke versehen.

Die Detektorebene für die Messungen mit Uran besteht aus 35 trapezförmigen Siliziumdetektoren (á  $\approx 29 \text{ cm}^2$ ) mit einer Gesamtfläche von etwa  $1000 \text{ cm}^2$ ; dies entspricht einer radialen Erfassung des Schauers von  $\approx 1.7 \lambda$ . Die Detektoren haben zwar ebenfalls eine geometrische Dicke von  $400 \mu\text{m}$ , werden aber durch Einstellung einer geeigneten Detektorspannung mit einer Verarmungszone von  $200 \mu\text{m}$  betrieben. Der *Charge Migration Effect* spielt bei dieser Messung keine Rolle, da die Zeitkonstante der Elektronik  $\tau \approx 100 \text{ ns}$  beträgt (vgl. Abschnitt 3.2.4, Seite 59). Die Detektoren sind auf einer  $1 \text{ mm}$  dicken G10-Platte montiert und werden mit einer zweiten G10-Platte von  $0.2 \text{ mm}$  Dicke abgedeckt.

Im Experiment wird die jeweilige Detektorebene in verschiedenen Tiefen des Kalorimeters positioniert, und die Signale aller Detektoren werden aufsummiert. Zu jeder Messung wird eine entsprechende GEANT3.13mod-Simulation durchgeführt. Die Simulationsgeometrien entsprechen weitgehend dem experimentellen Aufbau, mit der Ausnahme, daß die jeweiligen Siliziumebenen nicht in Einzeldetektoren unterteilt sind. Auf Korrekturen wegen des im Experiment vorhandenen nicht-sensitiven Flächenanteils (sogenannte "Cracks", bedingt durch die toten Randzonen der Einzeldetektoren) wird verzichtet, da sie  $< 5\%$  sind. Die longitudinale Abfolge der

<sup>44</sup>hergestellt von der Firma Ansaldo, Italien

verschiedenen Schichten (einschließlich des detaillierten Aufbaus der Detektorebenen und unter Berücksichtigung der Luftspalte) wird exakt nachgebildet. Dabei werden allerdings die zehn Uranplatten á 5 mm zu zwei Uranschichten á 25 mm zusammengefaßt und die neun einzelnen Luftspalte durch einen Luftspalt in der Mitte des Urans ersetzt. Von den Absorbern werden — wie schon in den Abschnitten 3.2.3 und 3.3.4 beschrieben — zwei Oberflächenschichten, die an die Detektorebenen angrenzen, von je 0.5 mm (logisch) abgetrennt. Sowohl die longitudinalen als auch die lateralen Abmessungen entsprechen ebenfalls der Realität. Die für die Simulation verwendeten Parameter sind für die wesentlichen Materialien in Tab. 3.19 zusammengefaßt.

		Silizium	Eisen (Ober- fläche)	Eisen (Mitte)	Uran (Ober- fläche)	Uran (Mitte)	G10	Luft
CUTGAM	[keV]	10	10	100	10	100	10	10
CUTELE	[keV]	10	10	500	10	500	10	10
CUTNEU	[keV]	10	10	10	10	10	10	10
CUTHAD	[keV]	1000	1000	5000	1000	5000	1000	1000
CUTMUO	[keV]	10	10	10	10	10	10	10
BCUTE	[keV]	10	10	100	10	100	10	10
DCUTE	[keV]	10	10	500	10	500	10	10
BCUTM	[keV]	10	10	10	10	10	10	10
DCUTM	[keV]	10	10	10	10	10	10	10
PPCUTM	[keV]	2044	2044	2044	2044	2044	2044	2044
TOFMAX	[s]	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$
DEEMAX		0.01	0.005	0.005	0.003	0.003	0.01	0.01
STMIN	[ $\mu$ m]	1.0	0.1	500.0	0.1	500.0	0.5	10.0

Tab. 3.19: Standardparameter für hadronische Simulationen mit GEANT3.13mod; für alle Materialien gilt: LOSS3 ( $\delta$ -Elektronen) und MULS2 (Molière-Algorithmus)

Die Detektorebene, die für die Messungen mit Eisenabsorbern eingesetzt wird, enthält außer den in dieser Tabelle angeführten Materialien auch Edelstahl und Kapton. Edelstahl wird durch Eisen ersetzt, mit Parametern wie für Eisenabsorber-Oberfläche. Die chemische Zusammensetzung von Kapton<sup>45</sup> wird berücksichtigt; Parameter wie G10.

Die experimentellen Resultate sind zusammen mit den Simulationsergebnissen in Tab. 3.20 angegeben und in Abb. 3.38 dargestellt.

<sup>45</sup>Kapton ist ein Polyimid mit der Summenformel  $C_{22}H_{10}O_4N_2$  und der Dichte  $\rho = 1.42 \text{ g/cm}^{-3}$  [SAE].

Position	Eisen		Uran	
	Sichtbare Energie [keV]		Sichtbare Energie [keV]	
	Experiment	Simulation	Experiment	Simulation
1.	3804±134	2958± 48	679±378	1477± 27
2.	4548±177	3535± 61	1264± 58	1294± 25
3.	3963±160	3161± 60	1028± 49	1114± 25
4.	3179±137	2600± 57	577± 35	900± 24
5.	2329±114	2019± 48	426± 31	650± 20
6.	1323± 87	1480± 36	281± 27	526± 20
7.	1056± 80	1130± 33	228± 25	340± 16
8.	742± 72	782± 40	126± 22	254± 16
9.	472± 65	564± 31	42± 20	171±14
Σ	21420±700	18400±140	4620±490	6726± 64

Tab. 3.20: Experimentell ermittelte und mit GEANT3.13mod simulierte Daten zur longitudinalen Schauerentwicklung in einem Fe/Si- und in einem U/Si-Kalorimeter, ausgelöst durch Protonen von 12 GeV

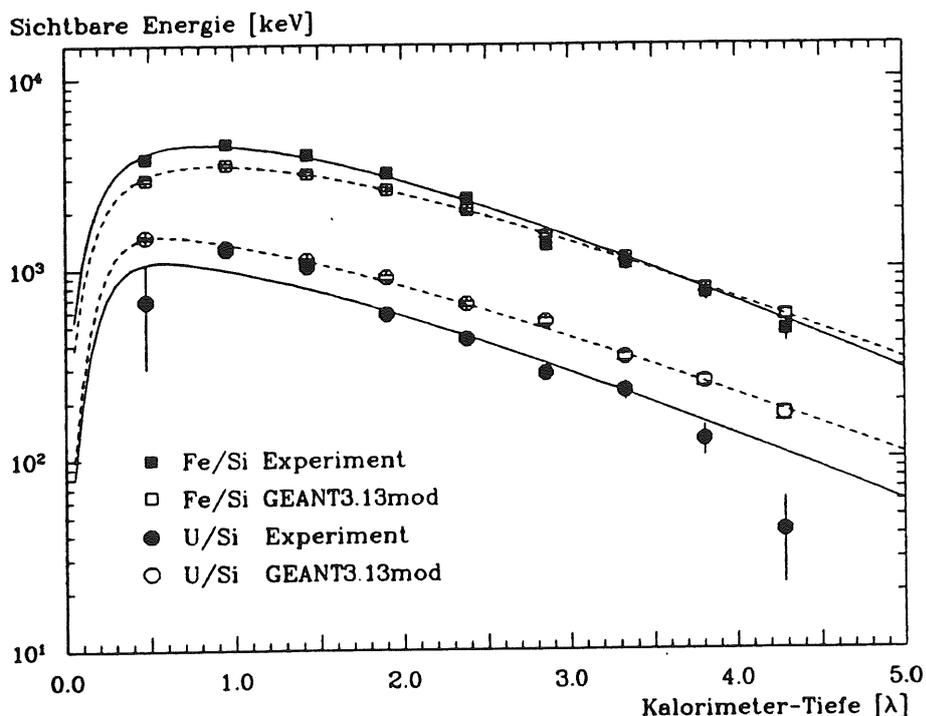


Abb. 3.38: Longitudinale Schauerentwicklung in einem Fe/Si- und in einem U/Si-Kalorimeter, ausgelöst durch Protonen von 12 GeV. Die Linien (durchgezogen für das Experiment, gestrichelt für GEANT3.13mod) entsprechen einer Parametrisierung (siehe Text).

Die Linien in Abb. 3.38 entsprechen einem Fit gemäß der Parametrisierung aus den Gl. 2.23 und 2.24, die hier als Wiederholung in der folgenden Gleichung zusammengefaßt werden:

$$\frac{dE}{dt}(t) = \int_0^t e^{-\tau'} \cdot E_0 \cdot \left\{ \alpha \cdot b^{a+1} \cdot \frac{(t - \tau')^a \cdot e^{-b \cdot (t - \tau')}}{\Gamma(a + 1)} + (1 - \alpha) \cdot c \cdot e^{-c \cdot (t - \tau')} \right\} d\tau'$$

mit  $E_0$  : Primärenergie

$\tau'$  = Schauertiefe in  $\lambda$

$\alpha$  : elektromagnetischer Schaueranteil

$a, b, c$  : empirische Parameter,  $a$  dimensionslos;  $[b] = [c] = 1/\lambda$

Diese Gleichung hat die vier Parameter  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $\alpha$ , wobei ihre Sensitivität auf Variation der Parameter für den elektromagnetischen Schauer, nämlich  $a$  und  $b$ , wegen des groben *Samplings* (in Strahlungslängen gemessen betragen die Absorberdicken  $4.5 X_0$  (Fe) bzw.  $15.8 X_0$  (U)) sehr gering ist. Daher werden diese beiden Parameter unter Bezugnahme auf die Fitergebnisse der rein elektromagnetischen Schauerentwicklung für 6 GeV Elektronen in dem W/Si-Kalorimeter (vgl. Tab. 3.10) für beide Absorbermaterialien auf  $a = 3.0$  und  $b = 15.0$   $1/\lambda$  gesetzt. Dabei ist der Parameter  $b$  auf die Einheit  $1/\lambda$  umgerechnet worden. Der Parameter  $\alpha$ , der den Anteil elektromagnetischer Energie im Schauer angibt, kann den Monte-Carlo-Rechnungen direkt entnommen werden und wird somit auf  $\alpha = 0.10$  für Fe/Si bzw.  $\alpha = 0.35$  für U/Si gesetzt<sup>46</sup>.

Der Parameter  $c$ , der den longitudinalen Verlauf der Parametrisierungsfunktion bei großen Tiefen maßgeblich beeinflusst, wird schließlich durch Anpassung an die Datenpunkte ermittelt. Die Tab. 3.21 faßt die Parameterwerte zusammen. Das Ergebnis steht in Einklang mit dem Wert von  $c = (0.91 \pm 0.03)$   $1/\lambda$ , der in [BERN] für ein Uran/Szintillator-Kalorimeter angegeben wird.

Betrachtet man die longitudinale Schauerentwicklung im Fe/Si-Kalorimeter, so stellt man fest, daß sowohl die experimentellen als auch die simulierten Werte jeweils gut auf der Parametrisierungslinie liegen. Demnach hat der Schauer in der Simulation eine etwas längere longitudinale Ausdehnung als im Experiment. Das ist korreliert mit einer etwas geringeren sichtbaren Energie am Schauermaximum; insgesamt ergibt sich also ein konsistentes Bild.

Anders verhält es sich bei der longitudinalen Schauerentwicklung im U/Si-Kalorimeter. Die simulierten Werte liegen gut auf der zugehörigen Parametrisierungslinie,

<sup>46</sup>Die Parameter  $a$  und  $b$  sind nur sehr schwach von der elektromagnetischen Primärenergie abhängig [LON]. Obwohl die angegebenen Werte für  $\alpha$  eine durchschnittlich geringere elektromagnetische Energie als 6 GeV bedeuten, dürfen  $a$  und  $b$  aus dem oben genannten Experiment mit 6 GeV Elektronen abgeleitet werden.

	Parameter	Experiment	GEANT3.13mod
Fe/Si	$a$	3.0	3.0
	$b$ [1/ $\lambda$ ]	15.0	15.0
	$c$ [1/ $\lambda$ ]	$1.13 \pm 0.03$	$0.90 \pm 0.03$
	$\alpha$	0.10	0.10
U/Si	$a$	3.0	3.0
	$b$ [1/ $\lambda$ ]	15.0	15.0
	$c$ [1/ $\lambda$ ]	$0.98 \pm 0.03$	$0.88 \pm 0.03$
	$\alpha$	0.35	0.35

Tab. 3.21: Die verwendeten Parameter  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $\alpha$  für die Parametrisierung der longitudinalen Schauerentwicklung für 12 GeV Protonen

aber die experimentellen Werte nicht. Es gibt Abweichungen nach unten (verbunden mit einem großen relativen Fehler), die auf mangelnde Stabilität der Kalibration zurückzuführen sind. Andererseits gibt es Abweichungen nach oben, die nicht erklärt werden können, so daß sich hier insgesamt kein geschlossenes Bild ergibt.

### 3.4.7 Laterale Schauerentwicklung in einem U/Si-Kalorimeter

Hierbei handelt es sich um ein zusätzliches, im Rahmen des SICAPO-Kalorimeters durchgeführtes Testexperiment mit einer eigenen Detektorebene. Es wird das laterale Profil eines hadronischen Schauers, ausgelöst durch Protonen mit einem Impuls von  $12 \text{ GeV}/c$ , an zwei Positionen in einem Urankalorimeter vermessen. Dazu werden 25 quadratische Siliziumdetektoren<sup>47</sup> mit einer Fläche von jeweils  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  verwendet, die in einem  $5 \times 5$  Arrangement (siehe Abb. 3.39) angeordnet sind. Dies entspricht einer radialen Erfassung des Schauers von  $\approx 1.2 \lambda$ . Die Detektoren werden individuell ausgelesen. Die mittlere Dicke der Detektoren beträgt  $(390 \pm 4) \mu\text{m}$ , und die sensitive Feldzone erstreckt sich über die totale, geometrische Dicke (vollständige Verarmung an Ladungsträgern). Die Detektoren sind auf einer  $1.5 \text{ mm}$  starken G10-Platte montiert. Die gesamte Ebene befindet sich zum Schutz der Detektoren vor Umwelteinflüssen in einem Gehäuse aus G10 ( $0.5 \text{ mm}$  Wandstärke), welches von außen mit Kupfer beschichtet ist ( $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ); dadurch wird ein Faraday-Cup gebildet, der die Einstrahlung elektromagnetischer Störungen vermindert.

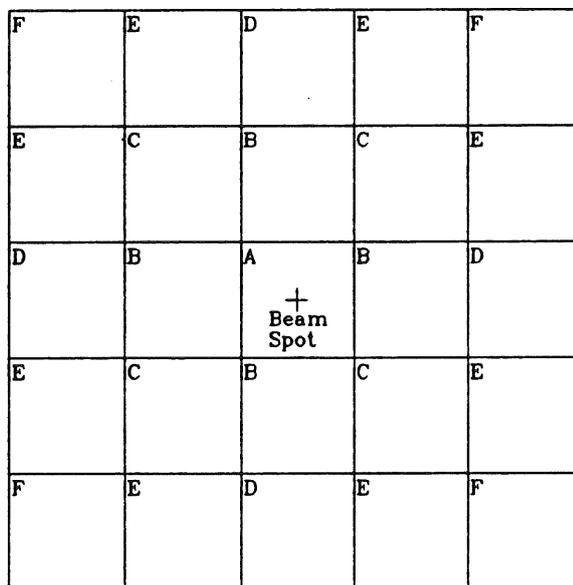


Abb. 3.39:  $5 \times 5$  Arrangement der 25 Detektoren und Gruppenzuordnung

Für die Simulation wird die Dicke der Siliziumdetektoren auf  $400 \mu\text{m}$  gesetzt, und die Ebene wird nicht in Einzeldetektoren untergliedert. Auf entsprechende Korrekturen (zusammen  $< 6\%$ ) wird verzichtet. Wie schon auf Seite 109 beschrieben, ist der Uranabsorber aus  $5 \text{ mm}$  dicken Platten zusammengesetzt. Für die Simulation zur lateralen Schauerentwicklung werden diese Platten einzeln berücksichtigt. Die Simulationsparameter sind gemäß Tab 3.19 (Seite 109) gesetzt.

<sup>47</sup>hergestellt im Labor der Gruppe "Nukleare Meßtechnik" des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Das gesamte elektronische Rauschen eines Einzeldetektors, das sich aus kapazitivem Rauschen der Detektorlast und dem Rauschen der Elektronik zusammensetzt, beträgt im Mittel  $31 \text{ keV}$ . Da ein mip in  $400 \mu\text{m}$  Silizium eine wahrscheinlichste Energiedeposition von  $(113 \pm 5) \text{ keV}$  ergibt<sup>46</sup>, ist es folglich möglich, solche minimal ionisierende Teilchen nachzuweisen; das Signal/Rausch-Verhältnis ist etwa  $4 : 1$ .

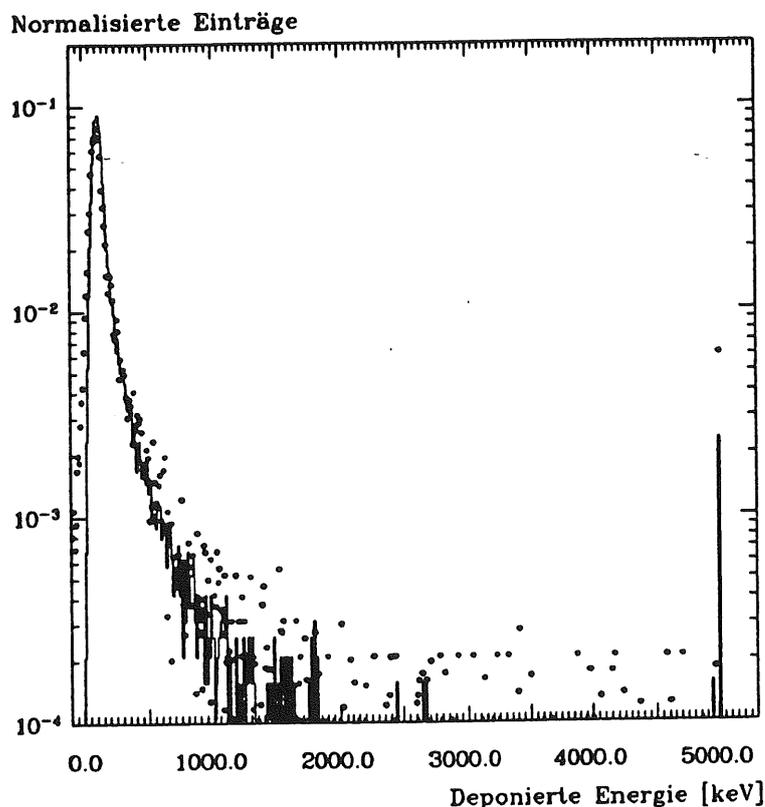


Abb. 3.40: Spektrum der deponierten Energie im zentralen Detektor (A); Position der Detektorebene bei  $0.0 \lambda$   
 Punkte: Experimentelles Spektrum  
 Histogramm: GEANT3.13mod-Simulation

Die Detektorebene ist vor dem Kalorimeter sowie in einer Tiefe von  $5 \text{ cm}$  ( $\equiv 0.476 \lambda$ ) und  $10 \text{ cm}$  ( $\equiv 0.952 \lambda$ ) positioniert worden; in dieser Region liegt das Schauermaximum für  $12 \text{ GeV}/c$  Protonen (vgl. Abschnitt 3.4.6). An allen Positionen wird der mittlere der 25 Detektoren gemäß der Strahlachse ausgerichtet. Die Position der Detektorebene vor dem Kalorimeter ist gewählt worden, um die Kalibration zu überprüfen. Die Protonen verhalten sich in diesem Fall wie mip's, da davon ausgegangen werden kann, daß noch kein Aufschauern erfolgt ist. Die Abb. 3.40 zeigt das entsprechende Spektrum des zentralen Detektors. Die Punkte repräsentieren die gemessenen Daten, während das Histogramm das Resultat der Simulation ist, gefaltet

<sup>46</sup>EGS4-Simulation

mit einem zusätzlichen Rauschen von  $25 \text{ keV}$  (das ist der für diesen Detektor gültige Wert). Für die Datenanalyse werden alle Energiedepositionen größer als  $5000 \text{ keV}$  in ein künstliches Überlaufbin bei  $5010 \text{ keV}$  gezählt (und im Falle der Simulationsdaten nicht mit dem Rauschen gefaltet). Das in Abb. 3.40 dargestellte Spektrum weist einen wahrscheinlichsten Energieeintrag von  $(120 \pm 10) \text{ keV}$  im Experiment und  $(110 \pm 5) \text{ keV}$  in der GEANT-Simulation auf; beide Angaben passen hervorragend zu dem mit EGS4 errechneten Wert von  $(113 \pm 5) \text{ keV}$  für einen Einzeldetektor. Da es sich um die Energiedeposition minimal ionisierender Einzelteilchen handelt, wird dies auch so erwartet.

Um aus so einem Spektrum, wie in Abb. 3.40 gezeigt, eine Zahl zu extrahieren, wird als sichtbare Energie der Mittelwert berechnet für alle Energieeinträge bis zu  $5000 \text{ keV}$ . Anschließend werden diejenigen Detektoren, die aus Symmetriegründen den gleichen Abstand zum Zentrum der Ebene haben, zusammengefaßt; das ergibt sechs Detektorgruppen von A-F (vgl. Abb. 3.39). Die sichtbaren Energien der Detektoren einer Gruppe werden nochmals gemittelt. Die Abstände werden berechnet als Distanz von der jeweiligen Detektormitte bis zum Ebenenzentrum in Einheiten der Wechselwirkungslänge von Uran ( $\lambda = 10.5 \text{ cm}$ ). Die Tab. 3.22 gibt für alle Detektorgruppen diese Abstände und die sichtbaren Energien für beide Positionen der Ebene ( $0.476 \lambda$  und  $0.952 \lambda$ ) sowohl für das Experiment als auch für die Simulation an. Die Abb. 3.41 a und 3.41 b zeigen die entsprechenden graphischen Darstellungen.

Die Daten der Tab. 3.22 zeigen für beide Positionen folgende Sachverhalte:

- Für den zentralen Detektor A ist die sichtbare Energie der Simulation größer als im Experiment (15 % bzw. 18 %).
- Für die Detektorgruppen B und C ist die sichtbare Energie der Simulation etwas geringer als im Experiment; die Übereinstimmung ist aber gut.
- Bildet man die Summe der sichtbaren Energien über die Detektoren der Gruppen A, B und C, also über die inneren neun Detektoren, so erhält man für beide Positionen ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation.
- Für die Detektorgruppen D, E und F ist jeweils die sichtbare Energie der Simulation etwa um einen Faktor 2 geringer als im Experiment.
- Als Konsequenz liegt die Summe der sichtbaren Energien aller Detektoren bei der Simulation unterhalb des entsprechenden Wertes des Experiments (10 % bzw. 16 %), aber noch innerhalb der (großen) Fehlerbalken.

Die ersten drei Punkte lassen den Schluß zu, daß der hadronische Schauer in der Simulation geringfügig enger ist als in der Realität, was aber noch innerhalb der Gesamtebene wieder ausgeglichen wird. Bei der Anwendung der Simulation auf Kalorimeter ist dieser Unterschied also bedeutungslos.

Als Begründung der letzten beiden Befunde liegt die Vermutung nahe, daß — wie auch bei der Messung des elektromagnetischen Schauerprofils (siehe Abschnitt 3.2.5) — der Trigger nicht ausschließt, daß Protonen auch außerhalb des  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  großen, ortsdefinierenden Szintillators das Kalorimeter erreichen und gezählt werden.

Gruppe (Anzahl von Detektoren)	Abstand zum Zentrum[ $\lambda$ ]	Sichtbare Energie [keV] Position: 0.476 $\lambda$		Sichtbare Energie [keV] Position: 0.952 $\lambda$	
		Experiment	Simulation	Experiment	Simulation
A(1 $\times$ )	0.000	486 $\pm$ 19	561 $\pm$ 10	368 $\pm$ 14	435 $\pm$ 8
B(4 $\times$ )	0.476	90 $\pm$ 10	88 $\pm$ 2	93 $\pm$ 10	82 $\pm$ 2
C(4 $\times$ )	0.673	47 $\pm$ 9	34 $\pm$ 1	42 $\pm$ 9	35 $\pm$ 1
A+B+C		1034 $\pm$ 95	1049 $\pm$ 13	908 $\pm$ 90	903 $\pm$ 11
D(4 $\times$ )	0.952	29 $\pm$ 8	12 $\pm$ 1	31 $\pm$ 8	13 $\pm$ 1
E(8 $\times$ )	1.065	15 $\pm$ 8	8 $\pm$ 1	22 $\pm$ 8	10 $\pm$ 1
F(4 $\times$ )	1.347	10 $\pm$ 7	4 $\pm$ 1	11 $\pm$ 7	5 $\pm$ 1
GESAMT- SUMME		1314 $\pm$ 208	1177 $\pm$ 14	1252 $\pm$ 206	1055 $\pm$ 12

Tab. 3.22: Experimentelle und mit GEANT3.13mod simulierte Daten zum lateralen Schauerprofil an zwei Positionen eines U-Kalorimeters

Es kann angenommen werden, daß sich das laterale Schauerprofil aus zwei Komponenten zusammensetzt, nämlich aus einem zentralen, engen Teil und einem ausgedehnten, weiten Teil [BAR], [DAV], so daß es sich als Summe zweier Exponentialfunktionen darstellen läßt. Der zentrale Anteil ist dabei so eng, daß er vollständig im Detektor A enthalten ist; dies kann man den experimentellen Daten aus [BAR] entnehmen. Folglich erlauben die eigenen Daten nur eine Aussage über die weite Komponente. Die Dichte der Energiedeposition im Silizium folge der Gleichung  $\rho(r) = c \cdot \exp(-r/r_0)$ , wobei  $r$  der radiale Abstand von der Strahlachse,  $c$  der Normierungsfaktor und  $r_0$  die radiale Abschwächungslänge sei. Um die Parameter  $c$  und  $r_0$  zu ermitteln, muß berücksichtigt werden, daß das rotationssymmetrische Profil mit quadratischen Detektoren vermessen worden ist. Daher ist die geometrische Mitte eines jeden Detektors nicht auch der Ort des Schwerpunktes der Energiedeposition (mit Ausnahme des Detektors A). Die experimentellen und simulierten Daten müssen mit dem Integral

$$\iint c \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r_0}\right) dx dy = \iint r \cdot \rho(r) dr d\varphi \quad (3.4)$$

verglichen werden, wobei die Integrationsgrenzen entsprechend den Abmessungen eines jeden Detektors gewählt werden müssen. Das Integral wird als Funktion von

$c$  und  $r_0$  aufgefaßt und an die Daten der Detektorgruppen B-F angepaßt, wobei die Daten mit ihrem reziproken relativen Fehler gewichtet worden sind. Die Ergebnisse dieses Fits sind in Tab. 3.23 zusammengestellt und in Abb. 3.41 durch die Linien (durchgezogen für das Experiment, gestrichelt für die Simulation) repräsentiert.

Position	Experiment		Monte-Carlo	
	$c$ [keV/ $\lambda^2$ ]	$r_0$ [ $\lambda$ ]	$c$ [keV/ $\lambda^2$ ]	$r_0$ [ $\lambda$ ]
0.476 $\lambda$	1870 $\pm$ 40	0.302 $\pm$ 0.003	2800 $\pm$ 60	0.232 $\pm$ 0.003
0.952 $\lambda$	2440 $\pm$ 50	0.260 $\pm$ 0.003	2150 $\pm$ 40	0.258 $\pm$ 0.003

Tab. 3.23: Ergebnisse des Fits für Normierungsfaktor  $c$  und laterale Abschwächungslänge  $r_0$  für experimentelle und mit GEANT3.13mod simulierte Daten

Die simulierten Daten lassen sich auch, ähnlich wie es für einen elektromagnetischen Schauer in Abb. 3.20 geschehen ist, in konzentrischen Ringen mit zunehmenden Radien auswerten. Dann wird die Zusammensetzung aus zwei Exponentialfunktionen deutlich. Außer der totalen Energiedeposition ist auch diejenige Energiedeposition, die nur von Reaktionsprodukten neutraler Pionen (was im wesentlichen die elektromagnetische Schauerkomponente ist), oder die nur von Reaktionsprodukten von Neutronen abstammt, in Abb. 3.42 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß das Histogramm der " $\pi^0$ -Secondaries" eher mit der steilen Profilkomponente korrespondiert, während das entsprechende Histogramm für Neutronen deutlich breiter ist.

Es bleibt als Schlußfolgerung festzustellen, daß — jedenfalls bei den beiden vermessenen Positionen — ein Detektorradius von  $\approx 1.5 \lambda$  benötigt wird, um den Schauer lateral zu 95 % zu erfassen. Dies ist ein größerer Radius, als der im Zusammenhang mit einer Parametrisierung (Abschnitt 2.3.2, Seite 27) angegebene Wert von  $1 \lambda$ , mit dem allerdings der Beitrag langsamer Neutronen nicht vollständig berücksichtigt wird.

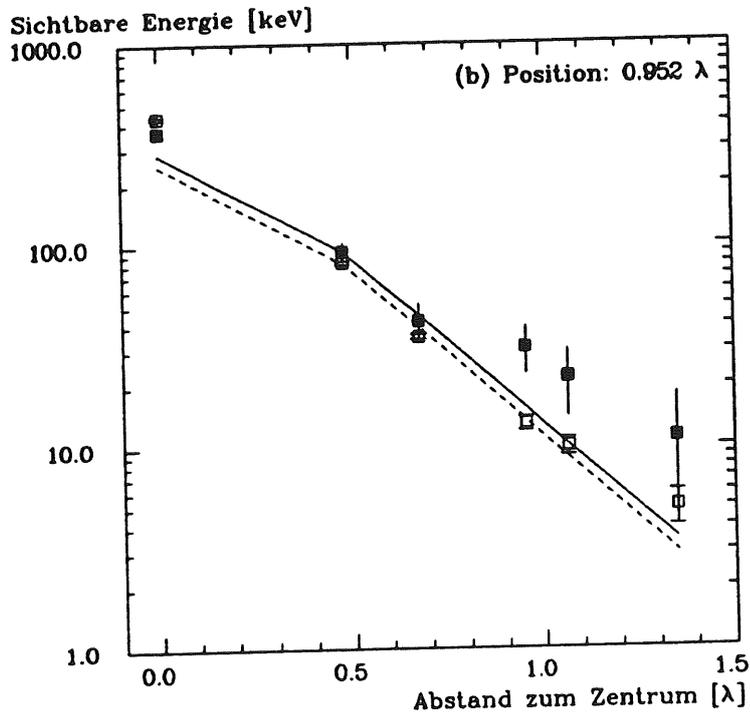
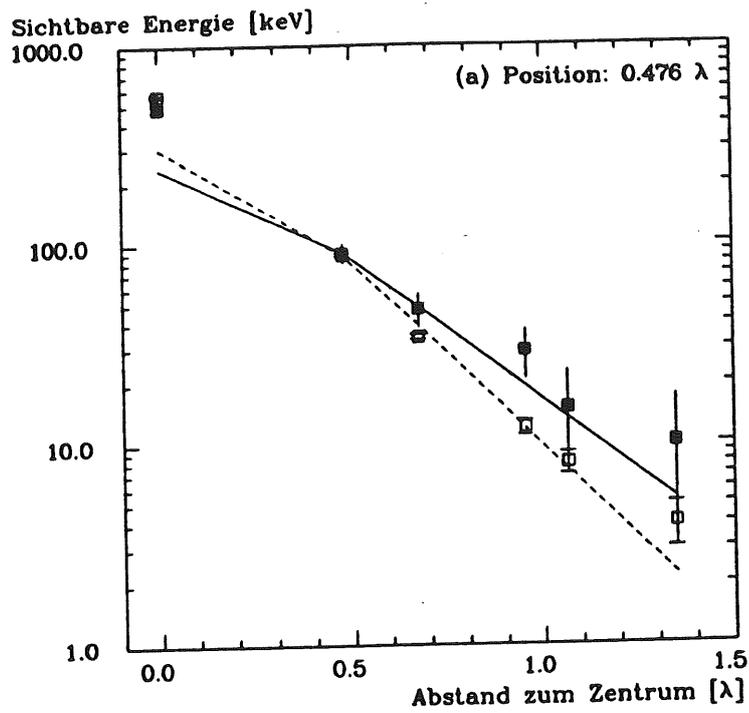


Abb. 3.41: Laterale Schauerprofile an beiden Positionen des U/Si-Kalorimeters  
 Volle Symbole: Experimentelle Daten  
 Offene Symbole: GEANT3.13mod  
 Die Linien repräsentieren den Fit (siehe Text);  
 Durchgezogene Linien: Experiment  
 Gestrichelte Linien: GEANT3.13mod

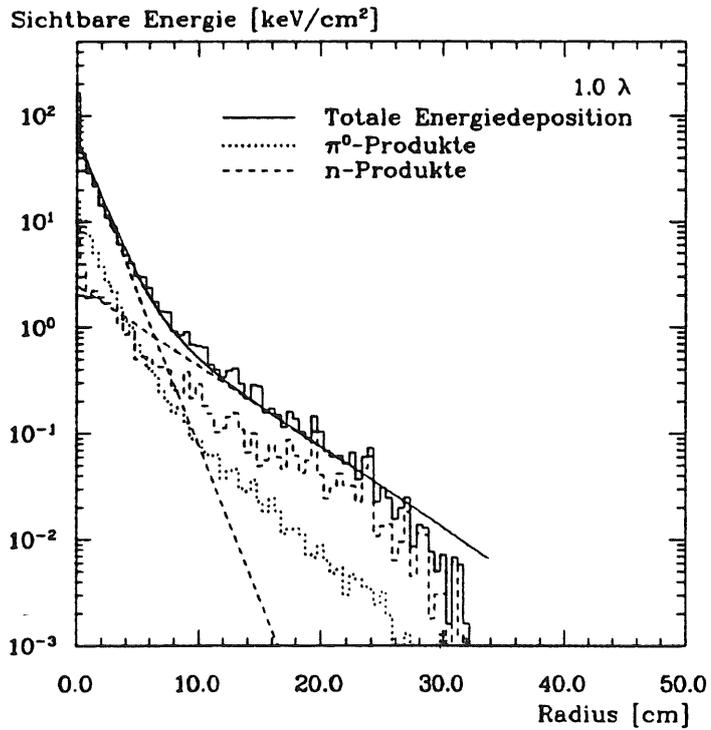
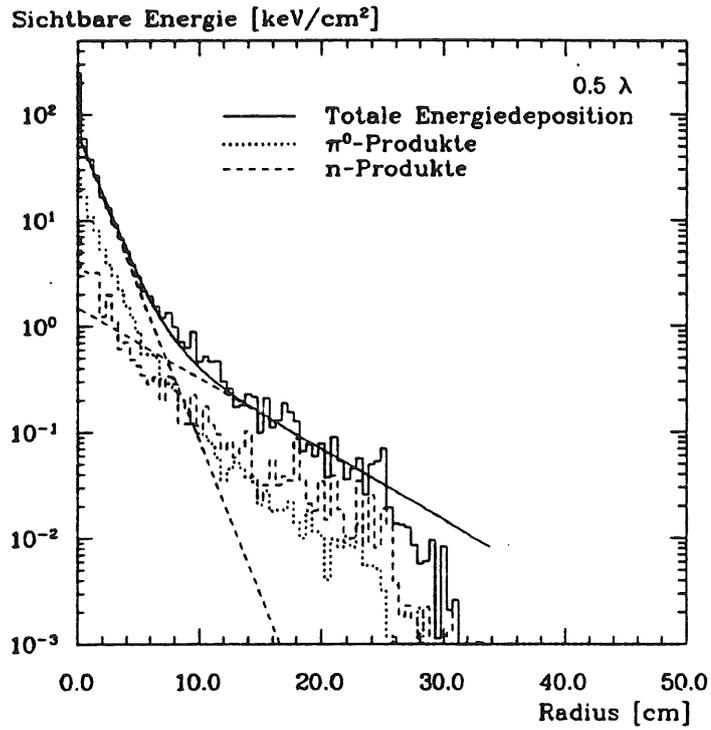


Abb. 3.42: Laterale Schauerprofile (GEANT3.13mod) für 12 GeV/c Protonen an beiden Positionen des U/Si-Kalorimeters  
 Histogramme: Auswertung in konzentrischen Ringen  
 Linien: Zweifache Exponentialfunktion (durchgezogen) und Komponenten (gestrichelt)

### 3.4.8 Hadronisches U/Si-Kalorimeter

Im Rahmen der SICAPO-Kollaboration ist erstmals ein für Hadronen genügend großes U/Si-Testkalorimeter [ANG] aufgebaut worden. Es besteht aus 20 Absorberschichten Uran, die eine Dicke von je  $2.5\text{ cm}$  (das entspricht  $0.24\lambda$  bzw.  $7.9X_0$ ) aufweisen<sup>49</sup>. Die Gesamtlänge beträgt etwa  $4.8\lambda$ . Das verhältnismäßig grobe *Sampling* und die recht kurze Länge sind wegen der begrenzten Anzahl zur Verfügung stehender Siliziumdetektoren gewählt worden. Nach jeder Absorberplatte folgt eine Ebene aus 18 trapezförmigen Siliziumdetektoren<sup>50</sup> ( $a \approx 29\text{ cm}^2$ ) mit einer Gesamtfläche je Ebene von  $\approx 524\text{ cm}^2$ . Der weitere Aufbau der Ebene ist identisch mit derjenigen Ebene, die bereits zur Messung der longitudinalen Schauerentwicklung eingesetzt worden ist (Abschnitt 3.4.6); Beschreibung siehe dort (Seite 108).

Jeweils fünf in Strahlrichtung hintereinander positionierte Detektoren werden seriell geschaltet und so zu einem elektronischen Kanal zusammengefaßt, um die kapazitive Last für die Vorverstärker zu verringern. Zudem werden je sechs dieser "Tower" via Elektronik addiert, um die insgesamt notwendige Zahl elektronischer Kanäle zu reduzieren. Das hat zur Folge, daß die Auslese dieses Kalorimeters zu grob ist, um nochmals detaillierte Informationen über die Schauerentwicklung zu gewinnen, so daß hier nur die im gesamten Kalorimeter sichtbare Energie diskutiert wird.

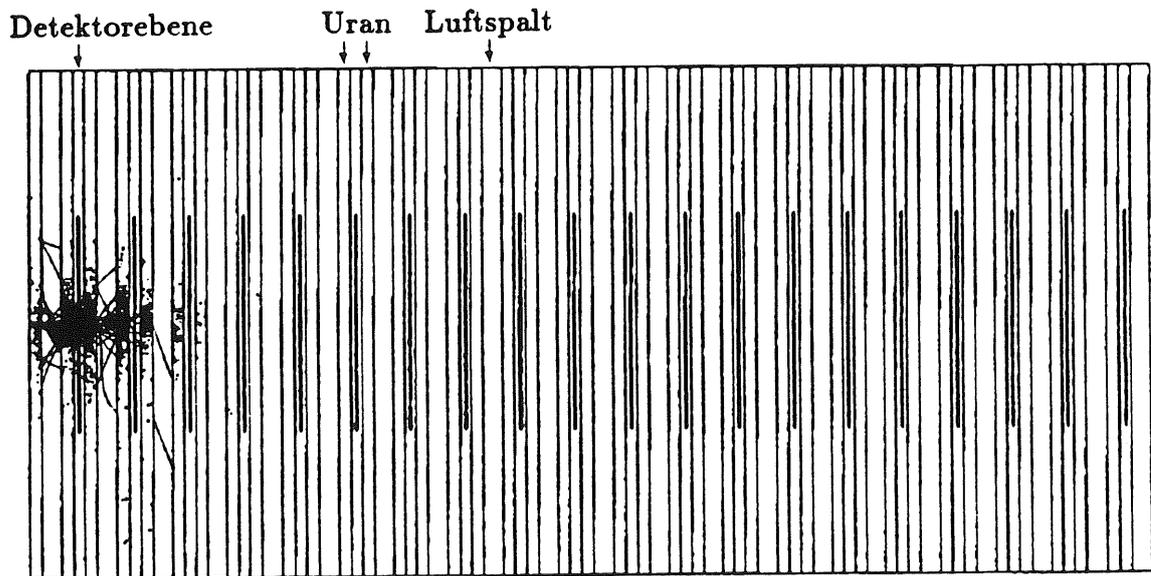


Abb. 3.43: Elektromagnetischer Schauer im U/Si-Kalorimeter, ausgelöst durch ein Elektron mit  $E_{kin} = 10\text{ GeV}$

<sup>49</sup>Jede Uranschicht ist aus 5 einzelnen Platten á  $5\text{ mm}$  zusammengesetzt; vgl. auch Seite 108.

<sup>50</sup>hergestellt von der Firma Ansaldo, Italien

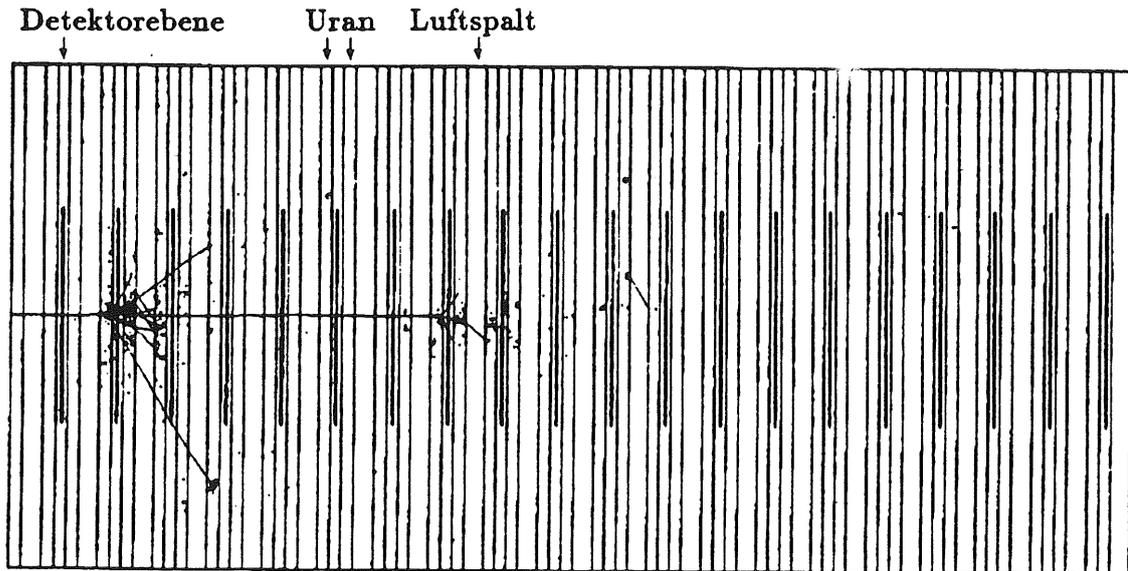


Abb. 3.44: Hadronischer Schauer im U/Si-Kalorimeter,  
ausgelöst durch ein Proton mit  $E_{kin} = 10 \text{ GeV}$

Das U/Si-Kalorimeter ist in vier G10-Konfigurationen untersucht worden:

- ohne zusätzliches G10
- je 1 mm zusätzliches G10 vor und hinter jeder Siliziumebene
- je 3 mm zusätzliches G10 vor und hinter jeder Siliziumebene
- je 5 mm zusätzliches G10 vor und hinter jeder Siliziumebene

Die Daten sind wiederum am t9-Strahl des CERN-PS (mit Standardtrigger, vgl. Abschnitt 3.4.6) genommen worden. Als Primärteilchen dienen sowohl Protonen als auch Elektronen mit Impulsen von 8, 10, und 12  $\text{GeV}/c$ . Ziel dieses Experiments ist es, die Variation des  $e/h$ -Verhältnisses in Abhängigkeit von der G10-Konfiguration zu untersuchen. Hier wird die im Kalorimeter gemessene sichtbare Energie wegen des Anteils an nicht-sensitiver Fläche der Detektorebenen (*Cracks*) um  $(3.7 \pm 1.0) \%$  bei Protonen und um  $(1.5 \pm 0.3) \%$  bei Elektronen erhöht<sup>51</sup> [ANG]. Den so erhaltenen experimentellen Daten werden Ergebnisse der GEANT3.13mod-Simulation gegenübergestellt; ergänzend werden die elektromagnetischen Schauer auch mit EGS4 simuliert. Die simulierten Geometrien entsprechen weitgehend der Realität, mit der Ausnahme, daß die Siliziumebenen nicht in 18 Einzeldetektoren unterteilt sind, so daß es keine nicht-sensitiven Flächen gibt. Die fünf Uranplatten á 5 mm werden zu zwei Uranschichten á 12.5 mm zusammengefaßt, und die vier einzelnen Luftspalte

<sup>51</sup>Die Korrektur ist für Protonen größer als für Elektronen, da ein hadronischer Schauer lateral ausgedehnter ist als ein elektromagnetischer Schauer.

werden durch einen Luftspalt in der Mitte des Urans ersetzt (wie auch auf Seite 109 beschrieben). Von den Absorbern werden zwei Oberflächenschichten, die an die Detektorebenen angrenzen, von je 0.5 mm (logisch) abgetrennt. Die Parameter für die Simulation mit GEANT sind wieder gemäß Tab 3.19 (Seite 109) gesetzt. Für die Simulation mit EGS gelten die für Blei in Tab 3.3 (Seite 49) angegebenen Werte, mit der Ausnahme, daß ESTEPE auf 0.003 gesetzt wird (vgl. auch Seite 60).

Kalorimeter-Konfiguration (zusätzliches G10 vorne & hinten)	Exp.	GEANT 3.13mod	Exp.	GEANT 3.13mod
	$\epsilon_{vis}(p)/E_0$ [MeV/GeV]	$\epsilon_{vis}(p)/E_0$ [MeV/GeV]	$\epsilon_{vis}(e)/E_0$ [MeV/GeV]	$\epsilon_{vis}(e)/E_0$ [MeV/GeV]
ohne G10	0.646±0.014	0.682±0.015	(0.803±0.023)	0.822±0.007
je 1 mm G10	0.597±0.013	0.641±0.016	(0.613±0.018)	0.756±0.007
je 3 mm G10	0.568±0.012	0.606±0.013	(0.520±0.020)	0.701±0.007
je 5 mm G10	0.554±0.012	0.589±0.016	(0.480±0.014)	0.661±0.005

Tab. 3.24: Experimentelle und mit GEANT3.13mod simulierte sichtbare Energien für Protonen (p) und Elektronen (e) in verschiedenen G10-Konfigurationen eines U/Si-Kalorimeters; die experimentellen Daten für Elektronen sind mit einer starken Unsicherheit behaftet und daher in Klammern gesetzt (siehe Text).

In Tab. 3.24 ist  $\epsilon_{vis}$  der Mittelwert der spektralen Energiedeposition, ist also nicht mit einem Gaußfit bestimmt worden. Dies ist durch das Programm für die Datenanalyse der SICAPO-Kollaboration bedingt. Um einen Vergleich mit dem Experiment durchführen zu können, werden die GEANT-Daten ebenfalls derart gemittelt, wobei der dynamische Bereich der im Experiment eingesetzten Elektronik, welcher etwa 15 MeV beträgt, berücksichtigt werden muß. Da bei hadronischen Schauern das Spektrum der deponierten Energie einen Ausläufer zu hohen Energieeinträgen hat, wäre aus systematischen Gründen die Bestimmung der wahrscheinlichsten Energiedeposition (z.B. mit Hilfe eines Gaußfits) besser. Weiterhin sind die angegebenen Werte für  $\epsilon_{vis}/E_0$  Mittelwerte mit den drei vorkommenden Primärenergien, wobei unter  $E_0$  jeweils die kinetische Energie verstanden wird<sup>52</sup>.

Die in Tab. 3.24 aufgelisteten Daten zeigen

- Für Protonen ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und GEANT3.13mod bei allen Konfigurationen sehr gut; die simulierten Werte liegen im Mittel um 6.5 % über den gemessenen Werten.
- Für Elektronen gibt es eine deutliche Diskrepanz zwischen Experiment und GEANT3.13mod. Allerdings sind die Daten für Elektronen mit einer erheblichen systematischen Unsicherheit behaftet, die nicht in den

<sup>52</sup>Für die Protonen betragen die Primärenergien 7.117 GeV, 9.106 GeV und 11.098 GeV; für die Elektronen ist der Unterschied zwischen kinetischer und totaler Energie bedeutungslos.

angegebenen Fehlern enthalten ist. Als Grund wird eine mangelnde Effizienz des Triggers zur Teilchenidentifizierung genannt [VIS]. Das bedeutet eine hadronische Verunreinigung des Elektronenstrahls. Außerdem sind bei der Datennahme für Elektronen nur die ersten fünf Detektorebenen (entsprechend  $40 X_0$  bzw.  $1.2 \lambda$ ) ausgelesen worden. Hadronen, die fälschlicherweise registriert werden, deponieren also auch noch einen erheblichen Teil ihrer Energie in einer Tiefe, die nicht mehr erfaßt wird. Dadurch wird die enorm niedrige Energie für Elektronen im Experiment verständlich.

- Um diese Argumentation zu stützen, sind die elektromagnetischen Schauer auch mit EGS4 simuliert worden. Die Ergebnisse für  $\epsilon_{vis}(e)/E_0$  sind:

ohne G10	$(0.850 \pm 0.016) \text{ MeV/GeV}$
je 1 mm G10	$(0.775 \pm 0.014) \text{ MeV/GeV}$
je 3 mm G10	$(0.687 \pm 0.013) \text{ MeV/GeV}$
je 5 mm G10	$(0.631 \pm 0.013) \text{ MeV/GeV}$

Der Vergleich zwischen GEANT3.13mod und EGS4 zeigt hier das gleiche Verhalten der sichtbaren Energien wie bei dem Pb/Si-Kalorimeter: GEANT liefert bei geringem G10-Anteil etwas zu wenig Energie und wird dann mit zunehmendem G10-Anteil besser.

- Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die gemessene und simulierte sichtbare Energie für Protonen durch das Einfügen von  $2 \times 5 \text{ mm}$  G10 um  $(12 \pm 3) \%$  bzw. um  $(14 \pm 3) \%$  abnimmt. Für Elektronen beträgt die entsprechende Reduktion  $(20 \pm 1) \%$  bei GEANT3.13mod und  $(26 \pm 2) \%$  bei EGS4. Diese etwa um einen Faktor 2 unterschiedlich ausgeprägten Verringerungen zeigen, daß es möglich ist, das  $\epsilon/h$ -Verhältnis — zumindestens in gewissen Grenzen — durch G10 zu vermindern.

Um das  $\epsilon/h$ -Verhältnis für dieses Kalorimeter quantitativ angeben zu können, wird das elektromagnetische Signal  $\epsilon_{vis}(e)/E_0$  der EGS4-Simulation entnommen, und als hadronisches Signal  $\epsilon_{vis}(p)/E_0$  wird der experimentell ermittelte Wert verwendet. Damit erhält man die in Tab. 3.25 aufgelisteten und in Abb. 3.46 dargestellten Ergebnisse. Daraus kann abgeschätzt werden, daß bei ca. 9 mm G10 Signalgleichheit erreicht werden würde.

zusätzliche G10-Dicke [mm]	$\epsilon_{EGS4}/h_{Exp.}$
0	$1.32 \pm 0.03$
1	$1.30 \pm 0.03$
3	$1.21 \pm 0.03$
5	$1.14 \pm 0.03$

Tab. 3.25:  $\epsilon/h$ -Verhältnis im U/Si-Kalorimeter

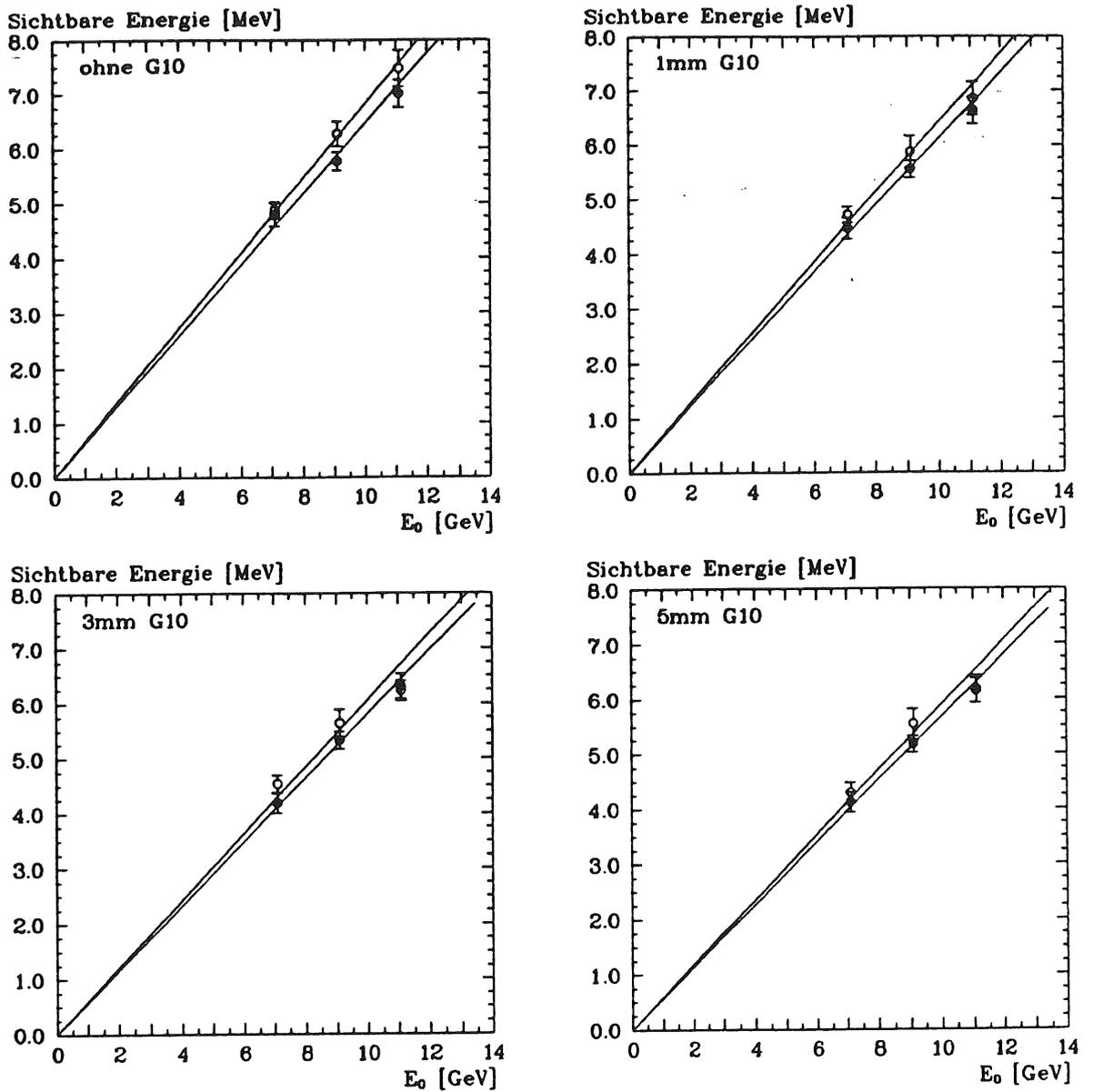


Abb. 3.45: Sichtbare Energie für hadronische Schauer in verschiedenen G10-Konfigurationen des U/Si-Kalorimeters  
 Volle Symbole: Experiment  
 Offene Symbole: GEANT3.13mod

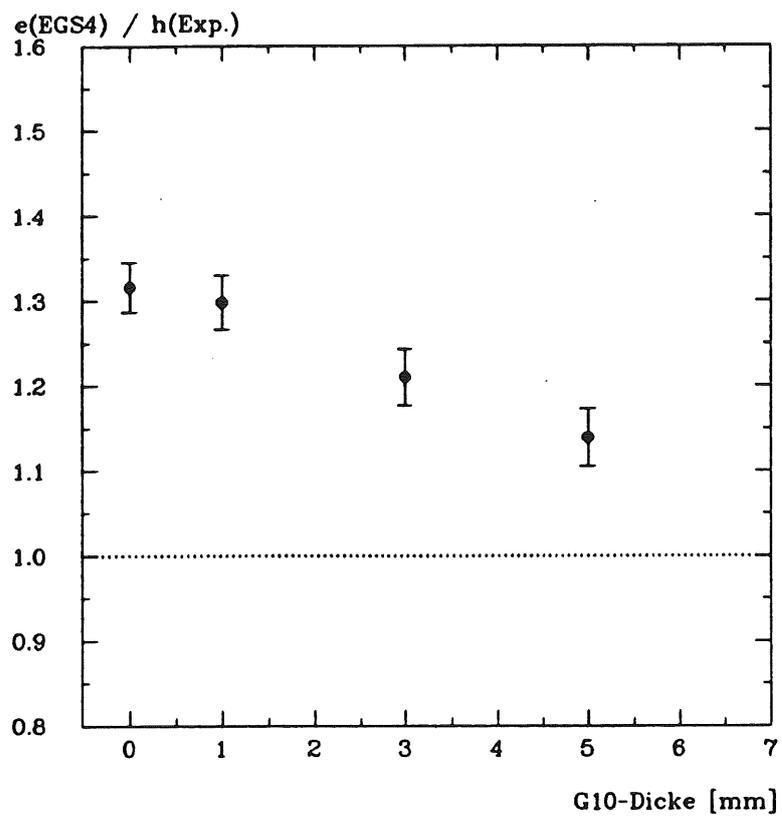


Abb. 3.46:  $e/h$ -Verhältnis im U/Si-Kalorimeter  
 $e$ : EGS4-Simulationsrechnungen  
 $h$ : Experiment

# Kapitel 4

## Simulationen für kompensierende Si-Kalorimeter

### 4.1 Festlegung der Konstruktionsmerkmale

Zum Abschluß soll auf der Grundlage der in Kapitel 3 getroffenen Feststellungen versucht werden, ein mit Siliziumdetektoren instrumentiertes *Sampling*-Kalorimeter zu konzipieren, das die Kompensationsbedingung  $e/h = 1$  erfüllt. Als einzige feste Größe dieses Kalorimeters wird eine Siliziumdicke von  $400 \mu\text{m}$  angesetzt; alle anderen Konstruktionsmerkmale seien zunächst frei wählbar.

Die in Kapitel 3 gemachten Erfahrungen zeigen, daß die Siliziumdetektoren mit einem wasserstoffhaltigen Material (G10, Polyethylen) kombiniert werden müssen, um Kompensation zu erzielen. Da die Reduktion des elektromagnetischen Signals umso stärker ist, je größer der Unterschied zwischen den Kernladungszahlen vom eigentlichen Absorber und dem wasserstoffhaltigem Material ist, kommen relativ leichte Absorber, wie z.B. Eisen oder Kupfer, nicht in Betracht. Mit Absorbern dieser Art wird — außer bei abnorm grobem *Sampling* — die erforderliche Unterdrückung des  $e$ -Signals nicht gelingen.

Ein zweites Entscheidungskriterium bei der Wahl des Absorbers ist die Überlegung, daß das Material eine möglichst kleine Strahlungslänge  $X_0$  bei relativ großer Wechselwirkungslänge  $\lambda$  aufweisen soll, um das  $e$ -Signal relativ zum  $h$ -Signal zu unterdrücken. Da  $X_0$  näherungsweise proportional zu  $Z^{-2}$  ist<sup>1</sup> (vgl. Abschnitt 2.2.3),  $\lambda$  aber ungefähr mit  $A^{0.3}$  skaliert<sup>2</sup> (vgl. Abschnitt 2.3.2), wird das Verhältnis  $X_0/\lambda$  bei schwereren Kernen im Hinblick auf die Kompensationsbedingung günstiger<sup>3</sup>. Die in Frage kommenden schweren Absorber sind Wolfram, Blei

---

<sup>1</sup>  $Z$  bezeichnet die Kernladungszahl

<sup>2</sup>  $A$  bezeichnet die Kernmassenzahl

<sup>3</sup> Z.B. bedeuten  $1.5 \text{ cm}$  Eisen etwa  $0.85 X_0$  und  $0.09 \lambda$ , während  $1.5 \text{ cm}$  Blei etwa  $2.67 X_0$  und ebenfalls  $0.09 \lambda$  sind.

und Uran. Wolfram würde aufgrund seiner hohen Dichte ein sehr kompaktes Kalorimeter ergeben, ist allerdings auch recht teuer und wird deshalb in der Praxis nicht in großem Ausmaß verwendet werden können. Uran ist in Verbindung mit organischen Szintillationsdetektoren eine ausgezeichnete Kombination, um Kompensation zu erreichen. Ausschlaggebend ist dafür der Nachweis von Neutronen. Da sich aber Siliziumdetektoren nicht sehr gut für den Neutronennachweis eignen, verliert dieser Vorteil an Bedeutung. Einer großen Anzahl freigesetzter Neutronen steht nämlich ein hohes Maß an Bindungsenergieverlusten gegenüber, die ausgeglichen werden müssen, und die sich nachteilig auf die erzielbare Energieauflösung auswirken. Daneben hat Uran den Nachteil, daß spezielle Sicherheitsvorkehrungen getroffen werden müssen und deshalb auch nicht einfach zu bearbeiten ist.

Aus dieser Sicht fällt die Wahl des Absorbers auf Blei, obwohl die Wechselwirkungslänge von Blei groß ist verglichen mit derjenigen von Wolfram oder Uran; daher kann ein Pb/Si-Kalorimeter nicht so kompakt sein wie ein W/Si- oder U/Si-Kalorimeter. Zum zweiten ist Blei ein verhältnismäßig weiches Material und kann statische Probleme aufwerfen. Aber andererseits ist es ein billiges sowie relativ einfach zu handhabendes Material.

Der nächste bedeutende Konstruktionsparameter ist die Dicke des Bleis. Je gröber das *Sampling* ist, umso geringer wird das *e*-Signal, aber umso schlechter wird die Energieauflösung und umso unsymmetrischer wird auch das Spektrum der *Visible Energy* bei hadronischen Schauern. Als Kompromiß wird für die Bleidicke  $1.5 \text{ cm} \equiv 2.67 X_0 \equiv 0.09 \lambda$  gewählt.

Als wasserstoffhaltige Materialien werden  $0.5 \text{ cm}$  und  $1.0 \text{ cm}$  dicke Schichten aus G10 sowie  $0.5 \text{ cm}$  dicke Schichten aus Polyethylen, die jeweils vor und hinter die Detektoren positioniert werden, in Erwägung gezogen.

Damit sind die wesentlichen Konstruktionsmerkmale festgelegt. Für die Simulationsstudie wird ein Zylinder von 200 *Sandwiches* (das sind  $17.6 \lambda$  Blei) mit einem Radius von  $1 \text{ m}$  (das entspricht  $5.9 \lambda$ ) verwendet. Es handelt sich dabei um ein rein fiktives Kalorimeter.

Ein anderer Ansatz, der hier aber nicht weiter verfolgt werden soll, um das *e/mip*-Verhältnis zum Erreichen der Kompensationsbedingung zu reduzieren, ist die Verwendung eines Absorbers aus zwei Materialien mit unterschiedlichen Kernladungszahlen, wie z.B. Eisen und Blei [BORb]. Die kritischen Energien betragen  $\epsilon_c(\text{Fe}) \approx 21.2 \text{ MeV}$  bzw.  $\epsilon_c(\text{Pb}) \approx 6.7 \text{ MeV}$  (berechnet nach Gl.2.19). Wenn eine Eisenplatte von zwei Bleischichten umgeben wird, dann wird das eigentlich 'harte' Elektronenspektrum des Eisens durch das Blei in ein 'weicheres' transformiert. Im dann folgenden G10 können die niederenergetischen Elektronen leichter absorbiert werden. Dabei ist zu beachten, daß Eisen und Blei mit  $X_0(\text{Fe}) = 1.76 \text{ cm}$  und  $X_0(\text{Pb}) = 0.56 \text{ cm}$  zwar sehr verschiedene Strahlungslängen haben, aber ähnliche Wechselwirkungslängen aufweisen, nämlich  $\lambda(\text{Fe}) = 16.8 \text{ cm}$  und  $\lambda(\text{Pb}) = 17.1 \text{ cm}$ .

Damit ist also zu erwarten, daß ein hadronischer Schauer durch einen aus Eisen und Blei zusammengesetzten Absorber kaum beeinflusst wird.

Betrachtet man zunächst nur elektromagnetische Schauer, so ist es natürlich kein Vorteil, den Absorber aus Eisen und Blei zusammenzusetzen; es ist sogar im Gegenteil vorteilhafter, ausschließlich Blei zu verwenden. In einem hadronischen Schauer treten jedoch Bindungsenergieverluste auf, die um so höher sind, je größer die Kernladungszahl ist, weil die Anzahl der Neutronen, die freigesetzt werden können, ebenfalls mit der Kernladungszahl anwächst [BORb]. Setzt man also darauf, die Bindungsenergieverluste grundsätzlich klein zu halten (anstatt den Schwerpunkt darauf zu legen, sie über den Nachweis von Neutronen zurückzugewinnen), so bietet sich ein Medium mit niedriger Kernladungszahl an. Ein Absorber, der z.B. aus  $0.56 \text{ cm Pb} - 3.52 \text{ cm Fe} - 0.56 \text{ cm Pb}$  besteht, enthält  $2 X_0$  Eisen und  $2 X_0$  Blei, bzw.  $0.21 \lambda$  Eisen und  $0.065 \lambda$  Blei. Vom elektromagnetischen Standpunkt her gesehen besteht ein solcher Absorber aus 50 % Eisen und 50 % Blei, aber hadronisch gesehen aus 75 % Eisen und 24 % Blei. Die Idee eines solchen Fe&Pb/Si-Kalorimeters zielt darauf ab, Kompensation bei verbesserter hadronischer Energieauflösung zu erreichen.

## 4.2 Ergebnisse der Simulation

Die Simulationen mit GEANT3.13mod (mit Standardparametern gemäß Tab.3.19, Seite 109) für Elektronen und Protonen als Primärteilchen mit jeweils 10 GeV kinetischer Energie ergeben für die beiden Kalorimetergeometrien mit G10 die folgenden Resultate.

- mit  $2 \times 0.5 \text{ cm}$  G10:  $e = (40.66 \pm 0.26) \text{ MeV}$   $h = (37.74 \pm 0.34) \text{ MeV}$   
 $\rightarrow e/h = (1.08 \pm 0.01)$
- mit  $2 \times 1.0 \text{ cm}$  G10:  $e = (38.30 \pm 0.21) \text{ MeV}$   $h = (37.29 \pm 0.49) \text{ MeV}$   
 $\rightarrow e/h = (1.03 \pm 0.01)$

Somit sind beide Geometrien nicht weit von der Kompensation entfernt, da sich bei höheren Primärenergien der Quotient  $e/h$  Eins annähern wird (siehe Seite 32).

Wesentlich besser ist aber das Resultat für die Kalorimetergeometrie mit 0.5 cm CH<sub>2</sub>, bei der sich (für  $E_{kin} = 10 \text{ GeV}$ )  $e/h = 1.002 \pm 0.008$  ergibt. Daher werden für diese Geometrie auch Primärteilchen anderer Energie simuliert. Die folgende Tabelle listet zusammenfassend die sichtbare Energie und das  $e/h$ -Verhältnis sowie die Energieauflösung für verschiedene Primärenergien auf. Diese Ergebnisse sind für Elektronen mit einem (iterativen) Gaußfit im Intervall  $[-3\sigma, +3\sigma]$  um den Mittelwert bestimmt worden; für Protonen ist das Intervall auf  $[-2\sigma, +2\sigma]$  gesetzt worden<sup>4</sup>.

Primär- energie $E_0$ (kinetisch) [GeV]	Elektronen		Protonen		$e/h$
	$\epsilon_{vis}$ (e) [MeV]	$\frac{\sigma}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0}$ [% $\sqrt{\text{GeV}}$ ]	$\epsilon_{vis}$ (h) [MeV]	$\frac{\sigma}{\epsilon_{vis}} \cdot \sqrt{E_0}$ [% $\sqrt{\text{GeV}}$ ]	
1	$(4.64 \pm 0.55)$	—	$3.38 \pm 0.14$	$93.7 \pm 5.2$	$1.37 \pm 0.17$
2	$(8.81 \pm 0.55)$	—	$6.50 \pm 0.12$	$84.6 \pm 3.2$	$1.36 \pm 0.09$
3	$(12.99 \pm 0.56)$	—	$10.26 \pm 0.23$	$94.4 \pm 4.5$	$1.27 \pm 0.06$
5	$21.23 \pm 0.14$	$30.1 \pm 1.1$	$18.47 \pm 0.30$	$92.1 \pm 3.9$	$1.15 \pm 0.02$
10	$41.87 \pm 0.19$	$30.0 \pm 1.0$	$41.80 \pm 0.28$	$86.4 \pm 2.2$	$1.002 \pm 0.008$
30	$126.3 \pm 0.3$	$28.1 \pm 1.0$	$126.5 \pm 1.0$	$90.5 \pm 4.4$	$0.998 \pm 0.008$
100	$417.8 \pm 0.6$	$27.9 \pm 1.1$	$415.4 \pm 1.6$	$86.4 \pm 3.9$	$1.006 \pm 0.004$
300	$(1253 \pm 3)$	—	$1242 \pm 3$	$88.6 \pm 3.6$	$1.009 \pm 0.003$

Tab. 4.1: Sichtbare Energie und Energieauflösung für Elektronen und Protonen sowie das  $e/h$ -Verhältnis bei verschiedenen Primärenergien für ein kompensierendes Pb/Si-Kalorimeter, simuliert mit GEANT3.13mod

<sup>4</sup>Bei den kleinen Primärenergien von 1, 2 und 3 GeV ist die linke Intervallgrenze auf 0.0 MeV gesetzt worden.

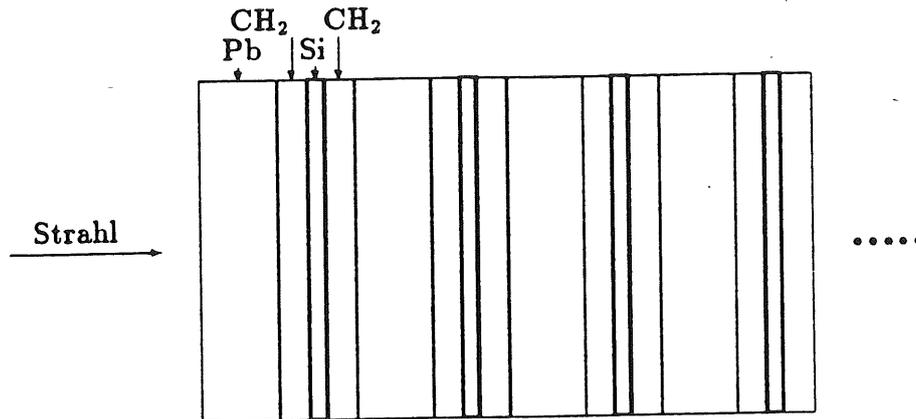


Abb. 4.1: Schematische Skizze des kompensierenden Pb/Si-Kalorimeters

Die Abb. 4.2 stellt die simulierten Spektren mit den Gaußkurven, die den Filtergebnissen entsprechen, dar. Die Abb. 4.3 zeigt die elektromagnetische und hadronische Energieauflösung. Sie ist für Elektronen so, wie man es aufgrund der Simulation des Abschnitts 3.3.4 für das kleine elektromagnetische Pb/Si-Kalorimeter erwartet. Dort hat die Energieauflösung bei einem *Sampling* von  $1 X_0$  etwa  $18\% \sqrt{GeV}$  betragen, so daß bei dem hier vorliegenden *Sampling* von  $2.67 X_0$  die Energieauflösung von  $29\% \sqrt{GeV} \approx 18\% \sqrt{GeV} \cdot \sqrt{2.67}$  mit jenem Ergebnis konsistent ist.

Die hadronische Energieauflösung folgt dem  $\sqrt{E_0}$ -Gesetz, wie man es bei einem kompensierenden Kalorimeter erwartet. Der mittlere Wert von 88% (Mittelwert aus den vier höchsten Primärenergien) ist allerdings deutlich höher als eine Energieauflösung von 54%, die mit einem kompensierenden Blei-Szintillator-Kalorimeter [BERN] erreicht worden ist<sup>5</sup>. Der Grund für den hier deutlich höheren Wert ist, daß die Nachweiseffizienz für Neutronen bei den mit Polyethylen kombinierten Siliziumdetektoren schlechter ist als bei Szintillationszählern. Allerdings weisen Si-Kalorimeter auch Vorteile auf. Es ist eine feinere Granularität realisierbar, die genauere Informationen über Ort und Impulsrichtung sowie die Identifizierung bzw. Trennung von Elektronen und Hadronen ermöglicht. Darüberhinaus sind Siliziumdetektoren absolut (in Energieeinheiten) kalibrierbar, die Kalibration kann im Prinzip einfach überwacht werden (z.B. mittels eines  $\alpha$ -Präparates), und sie sind unempfindlich bzgl. magnetischer Felder.

<sup>5</sup> Dieses Kalorimeter besteht aus 10 mm dicken Absorberplatten (96% Pb, 4% Sb) und 2.5 mm dicken Szintillationszählern. Die in [BERN] angegebene Energieauflösung beträgt 44%, muß aber wegen des unterschiedlichen *Samplings* für einen Vergleich um den Faktor  $\sqrt{15 \text{ mm}/10 \text{ mm}}$  auf 54% erhöht werden.

Die Abb. 4.4 zeigt die sichtbare Energie für Elektronen und Protonen. Lineare Regression der sichtbaren Energie gegenüber der kinetischen Primärenergie  $E_0$  ergibt:

- für Elektronen:  $\epsilon_{vis} = (4.175 \pm 0.011) \frac{MeV}{GeV} \cdot E_0 + (0.46 \pm 0.56) MeV$
- für Protonen:  $\epsilon_{vis} = (4.135 \pm 0.007) \frac{MeV}{GeV} \cdot E_0 + (1.51 \pm 1.16) MeV$

Die  $e$ -Signale für die Primärenergien von 300 GeV sowie 1, 2 und 3 GeV sind nicht simuliert, sondern mittels der Regressionsgeraden für Elektronen bestimmt worden (und stehen deshalb in Tab. 4.1 auch in Klammern). Dies ist gerechtfertigt, da es an der Proportionalität des elektromagnetischen Signals keinen Zweifel gibt. Bei den Protonen gibt es für Primärenergien  $\leq 5 GeV$  eine deutliche Abweichung von der Geraden nach unten. Dies ist korreliert mit einer relativen Abnahme der Energiedeposition von Reaktionsprodukten von Neutronen. Ihr Anteil an der insgesamt sichtbaren Energie ist bei Primärenergien  $10 GeV \leq E_0 \leq 300 GeV$  konstant und beträgt im Mittel 31 %, während er für kleinere Primärenergien abnimmt und bei  $E_0 = 1 GeV$  nur noch 20 % ausmacht.

Die Abb. 4.5 gibt das  $e/h$ -Verhältnis wieder, das für kleine Primärenergien wegen des unterproportionalen hadronischen Signals deutlich größer als Eins ist.

Für große Primärenergien strebt das  $e/h$ -Verhältnis dem Wert 1.01 zu, den man erhält, wenn man die Steigungen der beiden oben angeführten Regressionsgeraden für die Bildung des Quotienten heranzieht. Die Abweichung vom idealen Wert 1.00 ist so gering, daß dennoch das vorgestellte Kalorimeter als kompensierend bezeichnet werden darf<sup>6</sup>. Berechnet man den Fehler des  $e/h$ -Verhältnisses aus den Fehlern der Steigungen der Regressionsgeraden, so erhält man 0.003. Da diese Angabe nur statistische Unsicherheiten beinhaltet, muß tatsächlich mit einem größeren Fehler aufgrund von systematischen Ursachen gerechnet werden. Diese systematischen Ursachen sind naturgemäß nur schwer abzuschätzen. Sie reichen von ungenauen Näherungen bei Parametrisierungen in GHEISHA, über Unsicherheiten von Materialdaten, bis hin zu Fehlern der Fitprozedur für die Spektren der sichtbaren Energie; ganz sicher sind sie aber größer als der statistische Fehler. Daher wird für den Fehler des  $e/h$ -Verhältnisses ein Wert von 0.05 angenommen, der aber aus den genannten Gründen nicht mehr als eine ungefähre Angabe sein kann.

Die bisher diskutierten Ergebnisse sind ohne Zeitbegrenzung simuliert worden. Um die Auswirkung einer endlichen Zeitgrenze auf das  $e/h$ -Verhältnis abschätzen zu können, ist am Beispiel von Elektronen und Protonen mit  $E_0 = 30 GeV$  die zeitliche Schauerentwicklung aufgenommen worden. Der elektromagnetische Schauer

<sup>6</sup>Nach R. Wigmans kann für  $0.95 \leq e/h \leq 1.05$  von Kompensation gesprochen werden, da außer einer möglichen Abweichung von der perfekten Kompensation immer auch weitere Detektor- und Meßunzulänglichkeiten existieren [WIGb].

ist innerhalb von  $20\text{ ns}$  beendet;  $20\text{ ns}$  ist auch die typische Ladungssammelungszeit im Siliziumdetektor. Die zeitliche Entwicklung des hadronischen Schauers ist in Abb. 4.6 in integrierter Darstellung gezeigt. Demnach sind nach  $20\text{ ns}$  etwa 91 % und nach  $100\text{ ns}$  knapp 98 % der insgesamt sichtbaren Energie deponiert. Das  $e/h$ -Verhältnis würde sich also bei solchen *Gate*-Zeiten auf etwa 1.11 bzw. 1.03 erhöhen.

Zum Schluß sei der Bedarf an Rechenzeit für diese Simulationen genannt; er beträgt auf der IBM 3090 unter MVS/XA für ein  $100\text{ GeV}$ -Proton durchschnittlich  $150\text{ s}$  und für ein  $100\text{ GeV}$ -Elektron knapp  $300\text{ s}$ .

Normalisierte Einträge

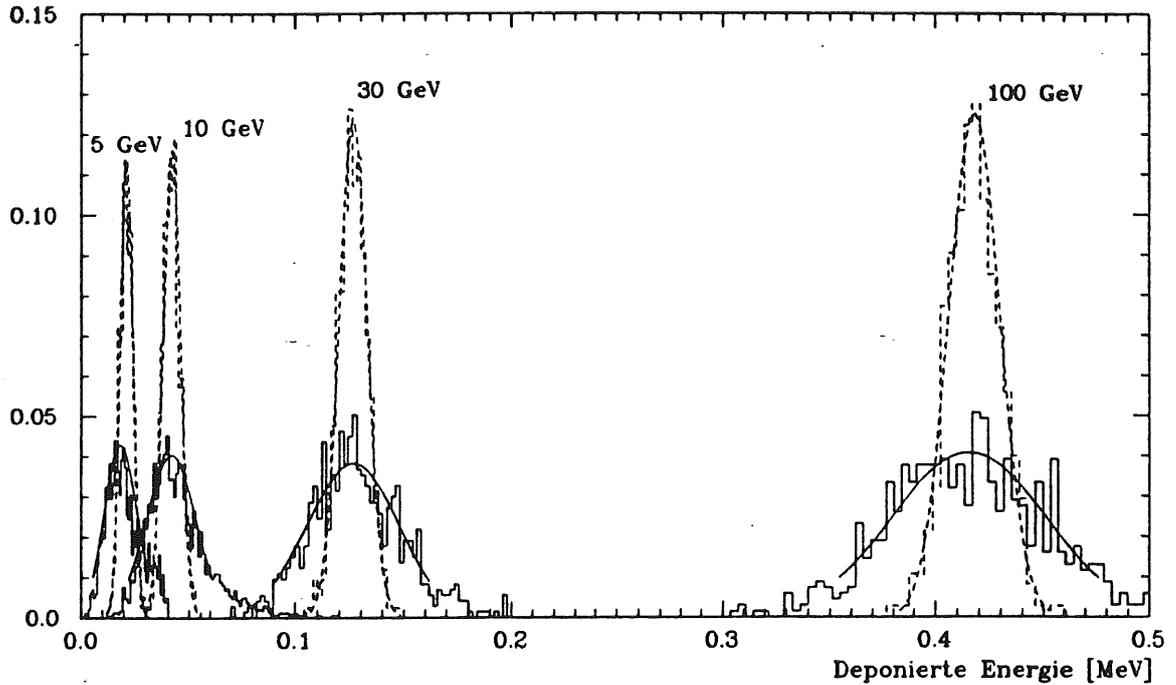


Abb. 4.2: Spektren der deponierten Energie für Elektronen (gestrichelte Linien) und Protonen (durchgezogene Linien) im kompensierenden Pb/Si-Kalorimeter

$\sigma/\varepsilon \times \sqrt{E_0}$  [% $\sqrt{\text{GeV}}$ ]

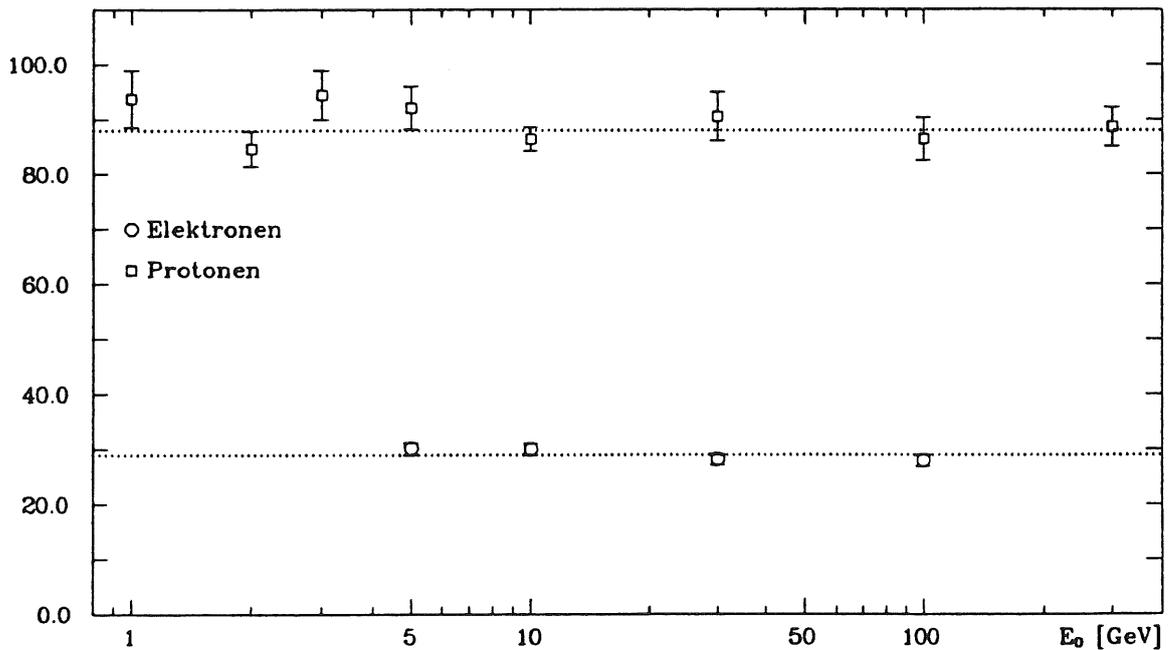


Abb. 4.3: Elektromagnetische und hadronische Energieauflösung im kompensierenden Pb/Si-Kalorimeter

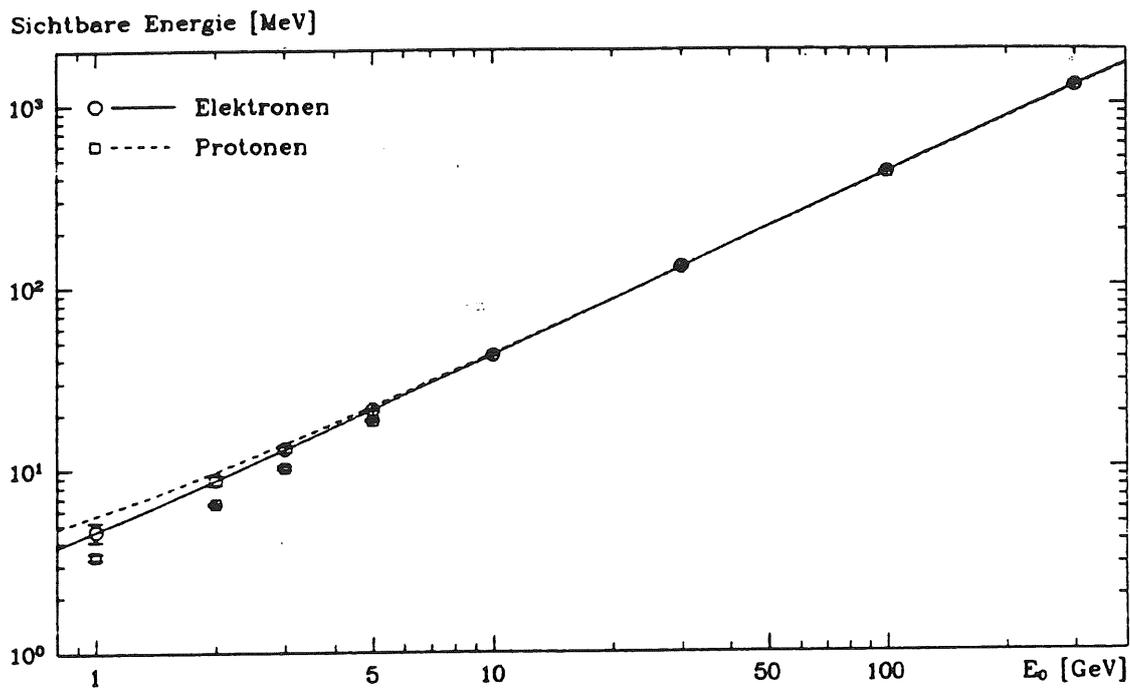


Abb. 4.4: Sichtbare Energie für Elektronen (e) und Protonen (h) im kompensierenden Pb/Si-Kalorimeter

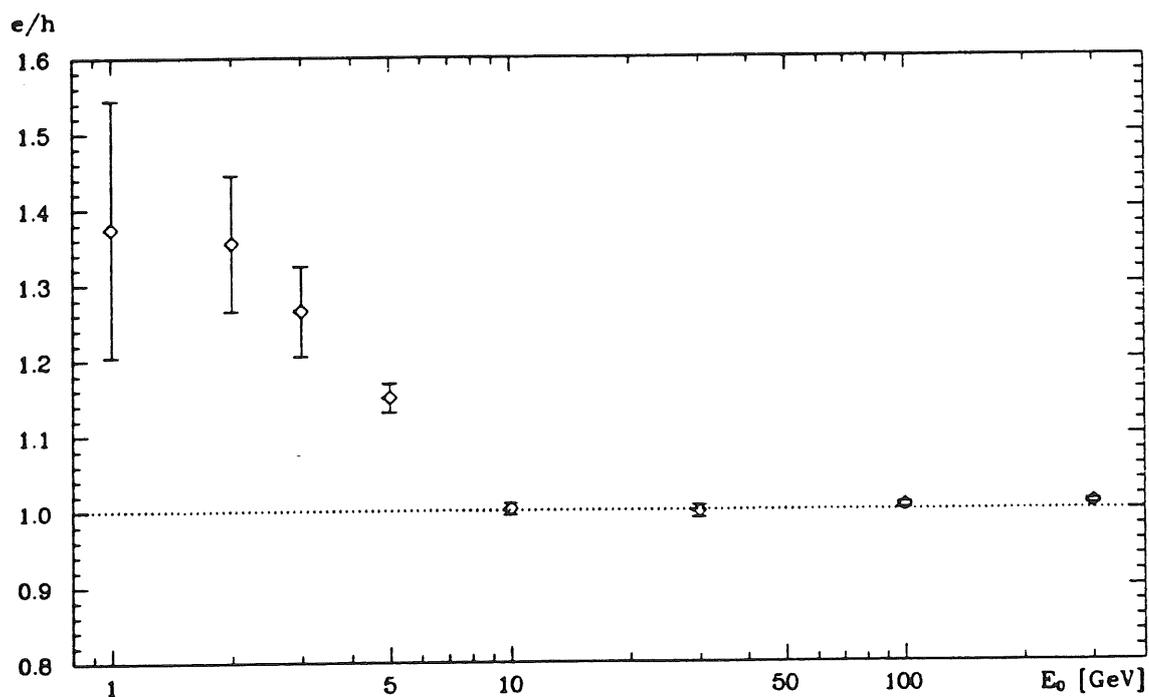


Abb. 4.5: Das  $e/h$ -Verhältnis in Abhängigkeit von der Primärenergie im kompensierenden Pb/Si-Kalorimeter

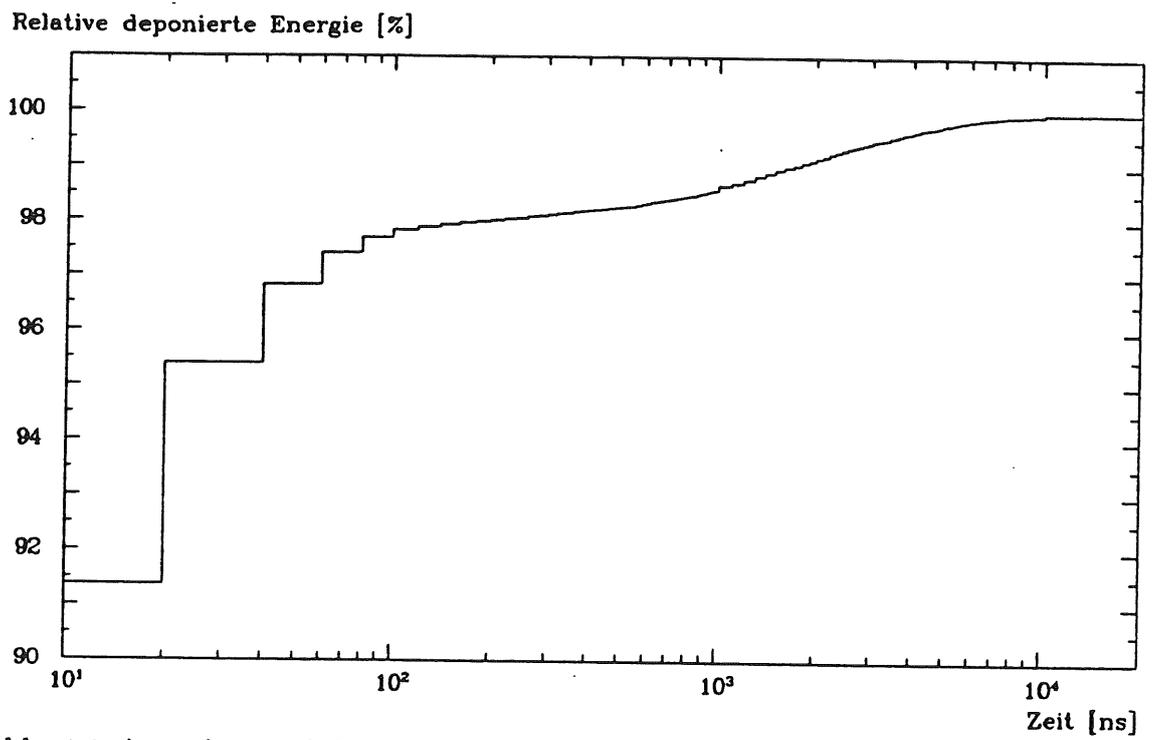


Abb. 4.6: Integrierte zeitliche Schauerentwicklung für 30 GeV-Protonen im kompensierenden Pb/Si-Kalorimeter

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist eine Studie über *Sampling*-Kalorimeter, die mit Siliziumdetektoren als AuslesemEDIUM instrumentiert sind. Der Schwerpunkt liegt auf der Adaption der Monte-Carlo-Programme EGS4 und GEANT3.13 für solche Kalorimeter, um realistische Simulationen elektromagnetischer und hadronischer Schauer durchführen zu können. Die geringe Dicke der Siliziumdetektoren erfordert dabei eine besondere Beachtung. Ziel ist es, mit einer zuverlässigen und erprobten Programmversion von GEANT3.13 die Möglichkeit zu untersuchen, ein kompensierendes *Si-Sampling*-Kalorimeter zu konstruieren.

Das Überprüfen der Monte-Carlo-Programme EGS4 und GEANT3.13 geschieht durch den Vergleich simulierter Ergebnisse mit experimentellen Daten, die auf eigenen Messungen bei DESY und am CERN, auf Messungen im Rahmen der Beteiligung an der SICAPO-Kollaboration und auf Literaturangaben beruhen. Die experimentellen Daten betreffen insbesondere die sichtbare Energie, die Energieauflösung sowie die lateralen und longitudinalen Schauerentwicklungen.

Die Verifikation der Monte-Carlo-Programme erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst wird das Spektrum der deponierten Energie bei der Transmission monoenergetischer Elektronen durch einen einzelnen Siliziumdetektor mit EGS4 simuliert und mit einem entsprechenden, experimentell ermittelten Spektrum verglichen. Dabei stellt sich heraus, daß eine ausgezeichnete Übereinstimmung erzielt werden kann, wenn die zur Verfügung stehenden Parameter optimal gewählt werden. Die Kriterien für die Parameterwahl sind das Einstellen einer kleinen Schrittweite bei der Spurverfolgung der Schauerpartikel und das Setzen einer solchen unteren Energiegrenze, bei der die Reichweite eines geladenen Schauerpartikels klein ist verglichen mit der Siliziumdicke.

Der zweite Schritt besteht in der Durchführung elektromagnetischer Simulationen mit EGS4 für diverse Kalorimeter mit verschiedenen Absorbern. Auch hier wird eine sehr gute Übereinstimmung bzgl. der sichtbaren Energie, der Energieauflösung sowie der lateralen und longitudinalen Schauerentwicklung zwischen Experiment und Monte-Carlo-Rechnung erreicht.

Im dritten Schritt wird versucht, die EGS4-Rechnungen mit GEANT3.13 zu reproduzieren. Dabei ergibt sich, daß die gemäß den genannten Kriterien optimale Wahl der Simulationsparameter allein nicht ausreicht, um ähnlich gute Ergebnisse zu erreichen. Die entsprechend notwendigen Modifikationen am GEANT-Code führen zur Version GEANT3.13*mod*. Damit gelingt die elektromagnetische Simulation zwar nicht ganz so gut wie mit EGS4, liefert aber dennoch zufriedenstellende Ergebnisse.

Der vierte Schritt besteht in der Ausweitung der Rechnungen auf hadronische Simulationen. Dabei wurde zunächst dem Neutronentransport besondere Aufmerksamkeit gewidmet, da der Nachweis der Neutronen im hadronischen Schauer von ausschlaggebender Bedeutung für das Erreichen der Kompensation ist. Es ergeben sich dadurch weitere Veränderungen des Programm-Codes, die in die Version GEANT3.13*mod* aufgenommen werden. Spezielle Vergleiche zum Neutronentransport mit anderen Simulationsprogrammen (CALOR, FLUNEV) weisen zwar gewisse Unterschiede auf, die aber als unerheblich für kalorimetrische Rechnungen betrachtet werden können. Unterstützendes Argument hierfür ist die sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse von Experiment und Simulation bzgl. der sichtbaren Energie von Protonen in einem U/Si-Kalorimeter.

Es ist also gezeigt worden, daß die Programmversion GEANT3.13*mod* in Verbindung mit dem optimalen Satz von Parametern zuverlässige Ergebnisse für Kalorimeteranwendungen liefert, so daß damit fiktive Si-*Sampling*-Kalorimeter untersucht werden können. Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse erscheint zur Erfüllung der Kompensationsbedingung nur ein Absorber mit hoher Kernladungszahl geeignet, so daß als Absorbermaterial Blei gewählt wird, dessen Dicke auf 1.5 cm gesetzt wird. Als wasserstoffhaltige Materialien werden G10 und Polyethylen in Erwägung gezogen. Es stellt sich heraus, daß es mit G10 nicht möglich ist, Kompensation zu erreichen, weil der Wasserstoffgehalt zu niedrig ist. Aber mit zwei Schichten Polyethylen von je 0.5 cm Dicke, vor und hinter den Detektoren positioniert, läßt sich für Primärenergien  $\geq 10$  GeV ein  $e/h$ -Verhältnis von  $1.01 \pm 0.05$  erzielen, und die Energieauflösung beträgt  $(29.0 \pm 0.5) \% \sqrt{GeV}$  für Elektronen und  $(88.0 \pm 1.8) \% \sqrt{GeV}$  für Protonen. Diese Resultate haben Gültigkeit für Zeitschranken  $\geq 100$  ns. Damit ist also ein Beispiel für ein mit Siliziumdetektoren instrumentiertes *Sampling*-Kalorimeter vorgestellt worden, das die Kompensationsbedingung erfüllt.

# Anhang

## A.1 Materialkonstanten

Die folgende Tabelle enthält als Materialkonstanten die Kernladungszahl  $Z$ , das Atomgewicht  $A$ , die Dichte  $\rho$ , die Strahlungslänge  $X_0$  und die Wechselwirkungslänge  $\lambda$ , wie sie für alle Simulationen als Eingabedaten verwendet werden. Ergänzend ist der minimalen differentiellen Energieverlust von Myonen angegeben. Die chemischen Elemente des mittleren Tabellenteils werden für die Zusammensetzungen, die im unteren Teil aufgeführt sind, benötigt.

Material	$Z$	$A$	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$X_0$ [g/cm <sup>2</sup> ]	$X_0$ [cm]	$\lambda$ [g/cm <sup>2</sup> ]	$\lambda$ [cm]	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\min}^{\mu}$ [MeV/g/cm <sup>2</sup> ]
Al	13	26.982	2.70	24.014	8.897	106.4	39.42	1.621
Si	14	28.086	2.33	21.825	9.367	106.0	45.49	1.666
Fe	26	55.85	7.87	13.841	1.759	131.9	16.76	1.453
Cu	29	63.55	8.96	12.865	1.436	134.9	15.06	1.405
W	74	183.85	19.3	6.7640	0.3505	185.0	9.585	1.147
Pb	82	207.2	11.35	6.3702	0.5613	194.0	17.09	1.124
U	92	238.03	18.95	6.0007	0.3167	199.0	10.50	1.086
H	1	1.008		63.053		56.1		
B	5	10.81		52.692		67.8		
C	6	12.011		42.702		86.3		
N	7	14.007		37.992		80.3		
O	8	15.999		34.240		70.0		
Mg	12	24.305		25.034		80.0		
Ar	18	39.948		19.551		117.2		
Ca	20	40.08		16.146		95.0		
Br	35	79.904		11.423		114.0		
CH <sub>2</sub>	5.28	10.430	0.94	44.180	47.00	87	92	1.660
Luft	7.384	14.827	0.001205	36.586	30362	86	71360	1.814
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	10.65	21.812	3.75	27.942	7.45	98	26	1.642
G10	12.34	25.392	1.85	24.906	13.46	103	56	1.651

Tab. A.1: Materialkonstanten für Simulationsrechnungen;  
 Atomgewichte aus [IUPAC], Dichten aus [CRC],  
 Strahlungslängen aus [TSA],  
 Wechselwirkungslängen aus [PDB], sofern dort angegeben;  
 sonst nach [GEA]

# Literaturverzeichnis

- [AMA] U. Amaldi, *Physica Scripta* 23 (1981), 409
- [ANG] A.L.S. Angelis et. al., CERN EP/90-73, June 1990
- [BAR] F. Barreiro et. al., DESY 89-171, December 1989
- [BERN] E. Bernardi, Dissertation, Universität Hamburg, 1987, Internal Report DESY F1-87-01, 1987
- [BERG] M.S. Berger et. al., *NIM* 69 (1969), 181
- [BET] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiation through Matter*, in: E. Segrè (Editor), *Experimental Nuclear Physics*, Vol. 1 (Part II), John Wiley & Sons, New York, 1953
- [BIR] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford, 1964
- [BORa] E. Borchi et. al., *NIM in Phys. Res.* A279 (1989), 57
- [BORb] E. Borchi et. al., *Phys. Let. B* 222 (1989), 525
- [BORc] E. Borchi et. al., *Nucl. Phys. B*, Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italy, June 1990
- [BRA] J.E. Brau, T.A. Gabriel, *Calculations of the Neutron Flux in Iron and Uranium Calorimeters*, in: D.E. Groom (Editor), *Radiation Levels in the SSC Interactions Regions*, SSC-SR-1033, 1988
- [BRÜ] H. Brückmann et. al., DESY 87-064, July 1987
- [CAT] M.G. Catanesi et. al., *NIM in Phys. Res.* A260 (1987), 43
- [CRC] R.C. Weast (Editor), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 68<sup>th</sup> Edition, CRC Press Inc., Boca Raton, 1987/1988
- [CRI] A. Crispin, G.N. Fowler, *Rev. Mod. Phys.* 42 (1970), 290

- [CRO] N. Croitoru, P.G. Rancoita, A. Seidman,  
NIM in Phys. Res. A234 (1985), 443
- [DAV] V.A. Davidov et. al., NIM in Phys. Res. A174 (1980), 369
- [EBEa] M. Eberle, M. Seidel, I. Fedder, E. Fretwurst, G. Lindström, V. Riech,  
Internal Report H1-Collaboration (DESY), H1-05/89-113, Hamburg 1989
- [EBEb] M. Eberle, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989
- [EBEc] M. Eberle, Dissertation, Universität Hamburg,  
in Vorbereitung
- [EGS] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers,  
The EGS4 Code System, SLAC-265, 1985
- [ENG] J. Engler et. al., NIM in Phys. Res. A235 (1985), 301
- [FAB] C.W. Fabjan et. al., CERN EP/85-54, April 1985
- [FERB] T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics,  
Addison-Wesley Publishing Company, Reading Massachusetts, 1987
- [FERM] E. Fermi, E. Teller, Phys. Rev. 72 (1947), 399
- [FES] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers,  
PITHA 85/02 (RWTH Aachen), 1985
- [FRE] E. Fretwurst, G. Lindström, V. Riech,  
Technical Progress Report for the Development of the Plug Calorimeter,  
Internal Report H1-Collaboration (DESY), H1-TR110, 1987
- [FURa] K. Furuno, J.E. Brau, H. Hwang, OREXP-89-0901, September 1989
- [FURb] Private Mitteilung, November 1990
- [GAB] T.A. Gabriel et. al., CALOR89: A Monte Carlo Program Package for the  
Design and Analysis of Calorimeter Systems, ORNL/TM-11185, 1989
- [GEA] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A.C. McPherson, P. Zancarini,  
GEANT3-User's Guide, CERN DD/EE/84-1, September 1987
- [GRE] J.R. Green, D. Margerison, Statistical Treatment of Experimental Data,  
Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1978
- [HAR] E. Hardtwig, Fehler- und Ausgleichsrechnung,  
Bibliographisches Institut, Mannheim, 1968
- [HEI] W. Heitler, The Quantum Theorie of Radiation, 3<sup>rd</sup> Edition,  
Oxford University Press, London, 1954

- [IUPAC] International Union of Pure and Applied Chemistry,  
Pure and Appl. Chem. 55 (1983), 1101
- [JAC] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, 2<sup>nd</sup> Edition,  
John Wiley & Sons, New York, 1975
- [JAK] Z. Jakubowski, M. Kobel, DESY 89-165, December 1989
- [JOB] P.K. Job, G. Sterzenbach, D. Filges,  
NIM in Phys. Res. A271 (1988), 442
- [KFA] D. Filges, P. Cloth (Editors), International Workshop on  
Calorimeter Simulation,  
Jül-Conf-67, KFA Jülich, October 12 - 14, 1988
- [KLE] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, 2. Auflage,  
B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart, 1987
- [KÖL] K.S. Kölbig, B. Schorr, Computer Physics Communications 31 (1984), 97
- [LAN] L.D. Landau, On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation,  
in: D. ter Haar (Editor), Collected Papers of L.D. Landau, p. 417,  
Pergamon Press, Oxford, 1965
- [LEMa] F. Lemeilleur et. al., Phys. Let. B 222 (1989), 518
- [LEMb] F. Lemeilleur et. al., NIM in Phys. Res. A279 (1989), 66
- [LIN] G. Lindström, M. Eberle, M. Seidel, I. Fedder, E. Fretwurst, V. Riech,  
DESY 89-104, August 1989
- [LON] E. Longo, I. Sestilli, NIM 128 (1975), 283
- [MARK] J. Marks, Dissertation, Universität Hamburg, 1989,  
Internal Report DESY F21-90-01, 1990
- [MARM] T. Marmier, E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol. 1,  
Academic Press, New York and London, 1969
- [MAY] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, 4. Auflage,  
B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart, 1984
- [MOLa] G. Molière, Zeitschrift f. Naturforschung 2a (1947), 133
- [MOLb] G. Molière, Zeitschrift f. Naturforschung 3a (1948), 78
- [PDB] Particle Data Book, Review of Particle Properties,  
Phys. Let. B 239 (1990)

- [PEC] R.D. Peccei (Editor), Proceedings on the HERA Workshop, Hamburg, October 12 - 14, 1978
- [PEN] S. Pensotti et. al., NIM in Phys. Res. A265 (1988), 266
- [PER] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 3<sup>rd</sup> Edition, Addison-Wesley Publishing Company, Reading Massachusetts, 1987
- [RAN] P.G. Rancoita, A. Seidman, NIM in Phys. Res. A263 (1988), 84
- [ROG] D.W.O. Rogers, NIM in Phys. Res. A227 (1984), 535
- [ROH] F. Rohrlich, B.C. Carlson, Phys. Rev. 93 (1954), 38
- [ROS] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice-Hall, New York, 1952
- [RUSa] J.S. Russ, Neutron Energy Deposition Mechanisms in Silicon Calorimetry,  
in: R. Donaldson, M.G.D. Gilchriese (Editors),  
Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider,  
Tuscaloosa, March 13 - 17, 1989
- [RUSb] J.S. Russ et. al., CERN/TIS-RP/89-02, April 1989
- [SAE] X.Y. Saechtling, Kunststoff-Taschenbuch, 22. Ausgabe, Carl Hanser Verlag, München, Wien, 1983
- [SAT] A.R. Sattler, Phys. Rev. 138 (1965), A1815
- [SEG] E. Segrè, Nuclei and Particles, 2<sup>nd</sup> Edition, W.A. Benjamin Inc., Reading, 1977
- [SEI] M. Seidel, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989
- [STEA] R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 88 (1952), 851
- [STEB] R.M. Sternheimer, M.J. Berger, S.M. Seltzer, Atomic Data and Nuclear Data Tables 30 (1984), 261
- [TSA] Y.-S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46 (1974), 815
- [VIS] L. Vismara, Vortrag SICAPO-Meeting, Genf, 24./25. Juli 1989
- [WIGa] R. Wigmans, NIM in Phys. Res. A259 (1987), 389
- [WIGb] R. Wigmans, NIM in Phys. Res. A265 (1988), 273
- [ZAZa] J.M. Zazula, K. Tesch, DESY-89-170, December 1989
- [ZAZb] J.M. Zazula, User's Guide for the FLUNEV Code, DESY-D3-66-171, January 1990

# Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen herzlichst, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. G. Lindström für die Aufgabenstellung und die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit,
- Herrn Dr. E. Fretwurst und Herrn Dr. V. Riech für viele nützliche Diskussionen,
- Frau R. Wunstorff für ihre Hilfsbereitschaft und die freundschaftliche Atmosphäre in unserem Arbeitszimmer,
- Herrn Dipl. Phys. C. Zeitnitz für die immer wieder erstaunlichen Lösungen bei Problemen mit der Elektronik,
- Herrn Dipl. Phys. M. Eberle und Herrn Dipl. Phys. M. Seidel für ihre Tips bei Simulationsrechnungen,
- Herrn Dipl. Ing. U. Pein für die schon sprichwörtliche Tatkraft bei der Vorbereitung von Experimenten,
- und allen weiteren Mitgliedern der Gruppe "Nukleare Meßtechnik" des 1. Instituts für Experimentalphysik für das angenehme Arbeitsklima.