

Untersuchungen zum Aufbau eines rückwärtigen Kalorimeters am H1-Detektor

Juni 1993

Diplomarbeit
vorgelegt von

Karsten Bogusch

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1 Der Speicherring HERA	2
1.2 Der H1-Detektor	4
1.3 Elektromagnetische Kalorimetrie im Rückwärtsbereich	7
1.3.1 Das jetzige rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter	9
1.3.2 Das neue rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter	9
1.3.3 Spurbestimmung in der rückwärtigen Region	10
1.3.4 Die Bestimmung von Q^2 und x aus Elektronenmessungen	11
1.3.5 Die Bestimmung von Q^2 und x aus Messungen des Hadronflusses	13
1.4 Ziele der Arbeit	15
2. Physikalische Grundlagen elektromagnetischer Schauer	16
2.1 Elektromagnetische Teilchenschauer	16
2.1.1 Teilchenproduktion	17
2.1.2 Energiedeposition geladener Teilchen	19
2.2 Schauermodelle	19
2.2.1 Das materialunabhängige Schauermodell	21
2.2.2 Longitudinale Energiedeposition	21
2.2.3 Transversale Ausdehnung	22
2.3 Grundlagen der Kalorimetrie	24
2.3.1 Kalorimeterarten	24
2.3.2 Funktionsprinzip eines Spaghetti-Kalorimeters	24
2.3.3 Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters	25
3. Monte-Carlo-Simulation eines Schauerprozesses	27
3.1 Das EGS4-Programmpaket	27
3.2 Beschreibung verschiedener Spaghetti-Kalorimetermodelle innerhalb von EGS4	30
3.2.1 Maße der Testkalorimeter	32
3.2.2 Ein Algorithmus zur Faseridentifikation	35
3.3 Festlegung der Abschneideenergien ECUT und PCUT	38
4. Resultate der Kalorimeter-Simulationen	41
4.1 Einfluß der Faseranordnung auf die Homogenität eines Spaghetti-Kalorimeters	41
4.1.1 Abtastung einer quadratischen Anordnung ohne Faserummantelung	42
4.1.2 Laterale Verteilung der Energiedeposition in den Fasern	52

4.1.3	Energiedeposition durch Ionisationen und Anregungen des Fasermaterials	55
4.1.4	Abtastung einer hexagonalen Anordnung mit Faserummantelung und U-förmiger Aussparung	57
4.2	Abhängigkeit der longitudinalen Leckverlustfluktuationen von der Detektorlänge	62
4.3	Energieauflösungen der simulierten Kalorimeter	64
4.3.1	Winkelabhängigkeit der Energieauflösung	68
4.4	Einfluß der Faserummantelung auf die Energieauflösung	69
4.5	Linearität	70
4.6	Einfluß der Faserdämpfungslänge auf die Energieauflösung	73
5.	Resultate der Albedountersuchungen	77
5.1	Entstehung der Albedo	78
5.2	Abhängigkeit der Albedo von der Ordnungszahl	81
5.3	Abhängigkeit der Albedo von der Primärteilchenenergie	84
5.4	Wechselwirkungen der Albedoteilchen im Driftkammergas	87
6.	Zusammenfassung	93
6.1	Resümee der Albedountersuchungen	93
6.2	Resümee der Kalorimeter-Simulationen	93
	Danksagung	95
	Literaturverzeichnis	99

1. Einleitung

Eine wesentliche Aufgabe der Hochenergiephysik ist die Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie sowie die Untersuchung und Klassifizierung ihrer Wechselwirkungen untereinander. Die vor allem in den letzten fünfzig Jahren aus Streuexperimenten gewonnenen Ergebnisse werden im sogenannten Standardmodell zusammengefaßt. In diesem Modell sind die elementaren Bausteine strukturlose Spin-1/2-Fermionen, die gemäß ihrer Eigenschaften in Quarks und Leptonen unterteilt sind. Zwischen ihnen werden Wechselwirkungen durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die elementaren Teilchen des Standardmodells.

Quarks (Spin 1/2)			
Ladung	1. Familie	2. Familie	3. Familie
+2/3	u (up)	c (charm)	t (top)
-1/3	d (down)	s (strange)	b (bottom)
Leptonen (Spin 1/2)			
-1	e^-	μ^-	τ^-
0	ν_e	ν_μ	ν_τ
Eichbosonen (Spin 1)			
		Vermittler von	
0	γ	elektromagnetischer W.W.	
$\pm 1, 0$	W^\pm, Z^0	schwacher W.W.	
0	$g_i (i = 1, \dots, 8)$	starker Wechselwirkung	

Tabelle 1.1: Die Bausteine des Standardmodells

Zur kontinuierlichen Weiterentwicklung und Verifizierung des Standardmodells ist es notwendig, modernste Beschleunigertechnologien und Detektortypen zu verwenden, um in immer höhere Energiebereiche vorzustoßen. Nur so ist es möglich, kleinste subatomare Strukturen in Streuexperimenten aufzulösen. Das folgt aus der Heisenberg'schen Unschärferelation [HEIS27]:

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

Somit ist zur Auflösung einer Struktur der Größe Δx mindestens ein Impulsübertrag Δp notwendig. Andererseits besitzen viele Elementarteilchen solch große Ruhemassen, daß ihre

Erzeugung und die Beobachtung ihrer Wechselwirkungen hohe Schwerpunktsenergien unabdingbar machen. Um diese Energien zu erreichen, werden Teilchenbeschleuniger verwendet. In diesen eigens für die Erfordernisse der Hochenergiephysik entwickelten Maschinen werden Elementarteilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und auf ein Target gelenkt. Die Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Teilchen kann deutlich erhöht werden, wenn die Targetteilchen vor der Reaktion nicht ruhen, sondern in entgegengesetzter Richtung in Speicherringen aufeinander zu beschleunigt werden.

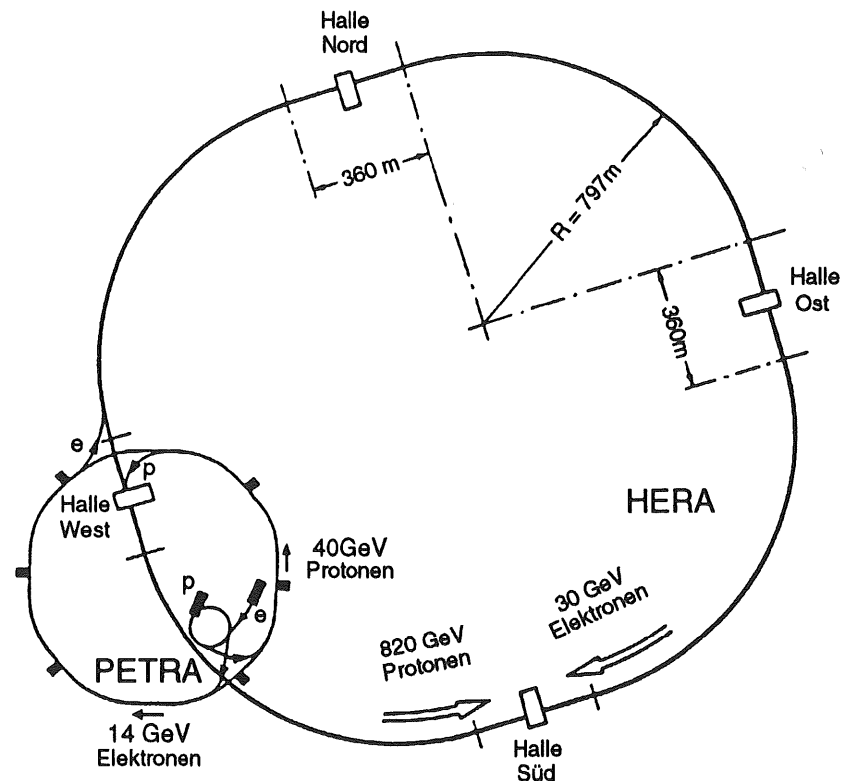


Abbildung 1.1: Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA

1.1 Der Speicherring HERA

Im Jahre 1991 wurde am DESY¹ in Hamburg die erste Anlage zur Elektron-Proton-Streuung in Betrieb genommen, bei der die Protonen nicht ruhen. Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage, siehe Abbildung 1.1, besteht aus einem 6.3 km langen, unterirdischen Doppelspeicherring, in den Elektronen und Protonen nach dem Durchlaufen mehrerer Vorbeschleuniger eingespeist und auf ihre Endenergie gebracht werden. Die Elektronen erreichen eine Energie von 26.7 GeV, die Protonen 820 GeV. Alle 96 ns kollidieren die zu Bündeln zusammengefaßten Teilchen an vier dafür vorgesehenen Wechselwirkungspunkten unter einem Winkel von 180°.

¹Deutsches Elektronen Synchrotron

Zwei dieser Wechselwirkungspunkte sind mit den Großdetektoren H1 und ZEUS nahezu vollständig umschlossen. Es wird eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 314$ GeV erreicht. Mit dieser Schwerpunktsenergie ist ein maximaler Viererimpulsübertrag $Q_{max}^2 = s \approx 10^5$ GeV² möglich. Er liegt damit um zwei Größenordnungen über dem bisheriger Lepton-Nukleon-Streuungsexperimente und entspricht einer Ortsauflösung von $\Delta x \approx 10^{-17}$ cm. Der hohe Impulsübertrag, für den das H1-Experiment ursprünglich konzipiert wurde, erlaubt die Untersuchung neuer physikalischer Bereiche, in denen vor allem die folgenden Reaktionen relevant sind:

- Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

In Abbildung 1.2, links, ist das Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung Störungstheorie dargestellt. Elektron und Proton treten mittels eines Stromes j miteinander in Wechselwirkung. Es wird zwischen geladenen und neutralen Strömen unterschieden, je nachdem ob das Lepton im Endzustand ein Neutrino oder ein Elektron ist.

Die Elektron-Quark-Streuung ermöglicht Untersuchen der Proton-Strukturfunktion. Mit dem neuen rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter, das im Abschnitt 1.3.2 beschrieben wird, lassen sich dabei erstmals Untersuchungen in einem neuen kinematischen Bereich durchführen, in dem ein einzelnes mit dem Elektron wechselwirkendes Parton nur einen kleinen Bruchteil x der Protonenenergie mit sich führt. Auf die Bedeutung dieses neuen Bereiches wird in Abschnitt 1.3 ausführlich eingegangen. Eine genauere Messung der starken Kopplungskonstante α_s findet bei hohem Q^2 statt, ferner die Suche nach Substrukturen der Quarks und Leptonen.

- Photoproduktion

Bei kleinem Q^2 kann sich das Photon wie ein Vektormeson verhalten. Somit ist es in elektroneninduzierten γp -Streuexperimenten, die den Wirkungsquerschnitt messen, möglich, die hadronische Substruktur des Photons zu prüfen. Es wird zwischen direkten und aufgelösten Photonwechselwirkungen differenziert. Bei der letzteren Variante wechselwirkt eine hadronische Subkomponente des Photons mit einer des Protons. Bei einem direkten Prozess wechselwirkt das Photon, die Rolle eines Partons spielend, unmittelbar mit dem Proton. Ein Beispiel für einen derartigen Prozess, die Photon-Gluon-Fusion, siehe Abbildung 1.2, rechts, stellt die Hauptquelle der paarweisen Produktion von schweren Quarks dar. HERA ermöglicht daher sowohl eingehende Studien der bekannten schweren Quarks, Charm und Bottom, als auch die Suche nach massereicheren Teilchen.

Die oben angeführten Aufgaben stellen an die Detektoren in den Wechselwirkungspunkten besondere Ansprüche. Hervorzuheben sind:

- Der Detektor muß im Idealfall hermetisch geschlossen sein, um Ereignisse, die kaum wechselwirkende Teilchen, wie Neutrinos, enthalten, untersuchen zu können. Für eine Analyse solcher Ereignisse anhand der Transversalimpulsbilanzen müssen möglichst alle Teilchen, die daran teilgenommen haben, nachgewiesen werden.
- Eine präzise Energiemessung der Reaktionsprodukte muß möglich sein.

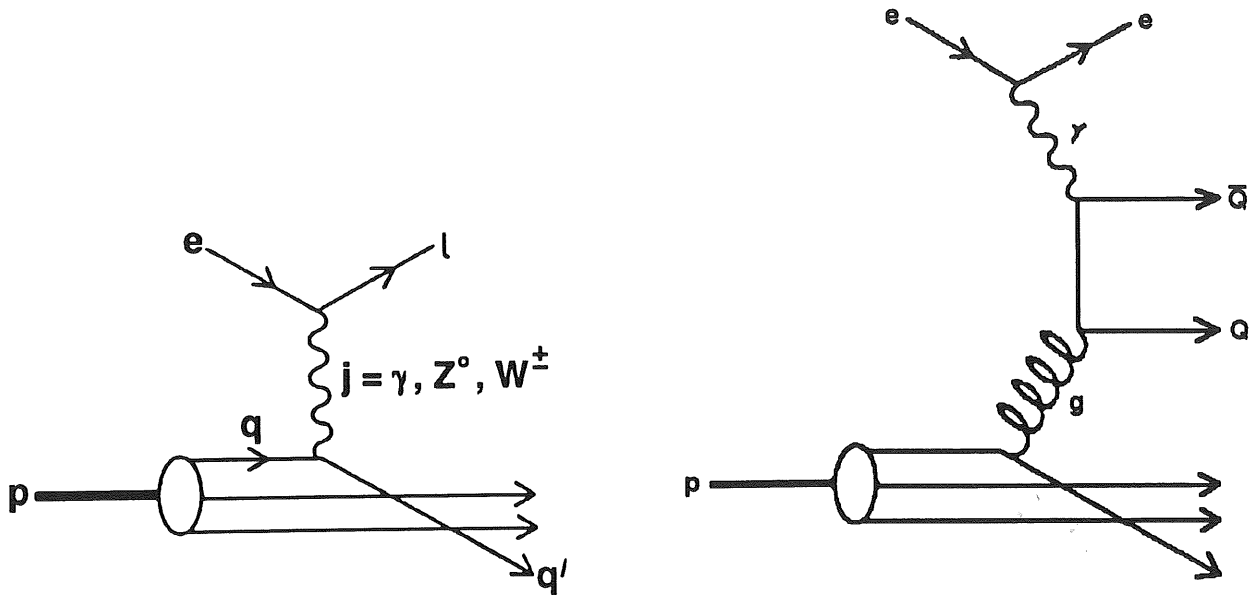


Abbildung 1.2: Links: Feynman-Graph der Elektron-Quark-Streuung. Rechts: Feynman-Graph einer Quark-Paar Produktion durch Photon-Gluon-Fusion.

- Eine gute Ortsauflösung ist wichtig, damit die Produktionswinkel und Impulse der Teilchen exakt bestimmt werden können.
- Leptonen müssen, als Voraussetzung zur Unterscheidung zwischen neutralen und geladenen Stromereignissen, optimal erkannt und vermessen werden können. Dies ist Voraussetzung, um zwischen neutralen und geladenen Stromereignissen unterscheiden zu können und um neue schwere Teilchen zu identifizieren, weil Zerfälle schwerer Teilchen in Myonen und Elektronen eine besonders klare Signatur haben.
- Um Strukturfunktionen bei kleinen $x \approx 10^{-4}$ als Funktion von Q^2 zu vermessen, ist es notwendig, die Teilchenidentifikation im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors zu verbessern, weil sich das gestreute Elektron dann in diese Richtung bewegt. Im Abschnitt 1.3 werden die physikalischen Gründe zur Erneuerung des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters ausführlich beschrieben.

Auf den aus diesen Anforderungen resultierenden Aufbau des H1-Detektors wird im folgenden näher eingegangen.

1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor befindet sich in der Nord-Halle des HERA-Tunnels. Sein Aufbau ist in den Abbildungen 1.3 und 1.4 schematisch dargestellt. Die auffällige Asymmetrie entlang der Strahlröhre folgt aus einem, gegenüber dem Elektronimpuls, vielfach größeren Protonimpuls, was zu einer starken Bündelung der Wechselwirkungsprodukte in Protonenrichtung führt. Auf die Bedeutung der einzelnen Detektorkomponenten wird im folgenden eingegangen. Detailliertere Beschreibungen finden sich zum Beispiel in [TPR87] und [GUZI91]:

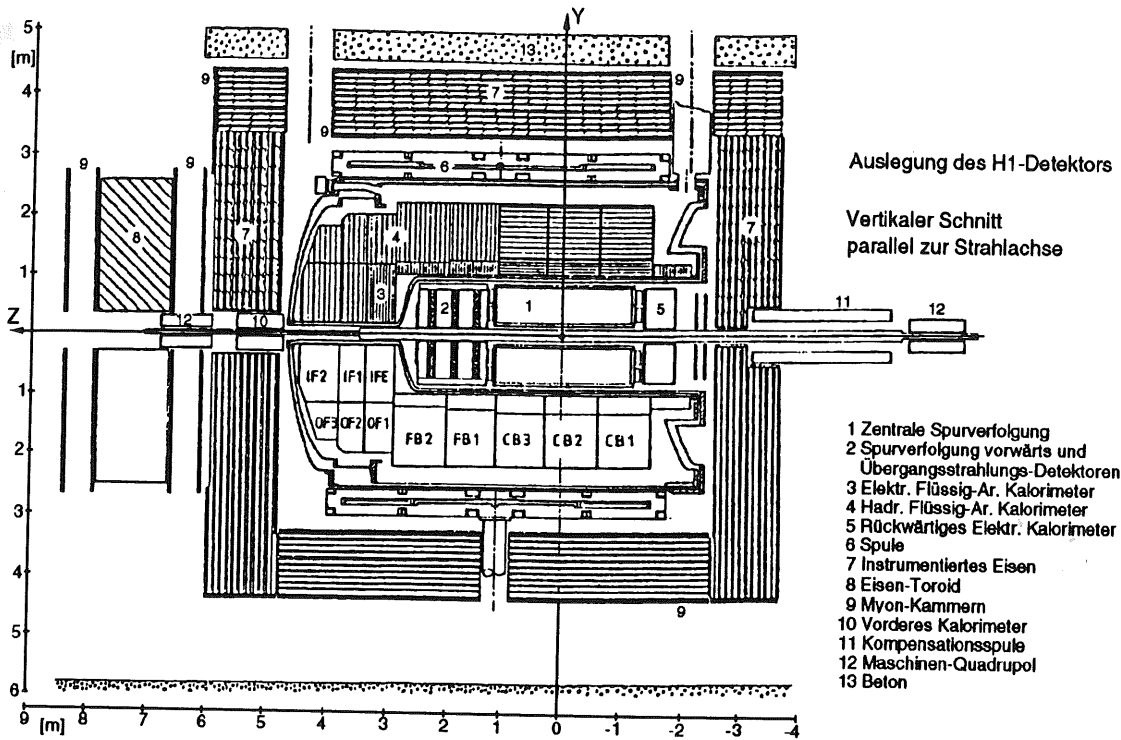


Abbildung 1.3: Der H1-Detektor im Längsschnitt.

1. Zur Rekonstruktion des Ereignisvertex und des Impulses aus den Spuren geladener Teilchen im Polarwinkelbereich $25^\circ \leq \Theta \leq 155^\circ$ ist das Strahlrohr mitsamt dem sich darin befindenden Wechselwirkungspunkt, mit einer *zentralen Spurkammer* umgeben.
2. In Protonenflugrichtung deckt eine weitere *Vorwärts-Spurkammer* den Winkelbereich $5^\circ \leq \Theta \leq 25^\circ$ ab. Die beiden Spurkammern besitzen eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p \approx 0.5\% \cdot p[\text{GeV}]$, sowie eine Winkelauflösung besser als 1 mrad.
3. In radialer Richtung schließt sich an die Spurkammern das *elektromagnetische Flüssig-Argon-Kalorimeter* an. Es liefert ein zur Energie des einfallenden Teilchens proportionales Signal. Es dient hauptsächlich zum Nachweis von Elektronen und Photonen, die hier durch Schauerbildung nahezu ihre gesamte Energie deponieren. Das Kalorimeter ist aus mehreren Ringen zusammengesetzt. Jeder Ring ist aus acht separaten Modulen aufgebaut, wobei jedes Modul wiederum aus einem Stapel Bleiplatten mit dazwischenliegenden Schichten aus flüssigem Argon besteht. Dieses Sampling-Kalorimeter in sogenannter Sandwich-Bauweise, bei der sich Schichten aus Absorber- und Nachweismaterial abwechseln, deckt einen Polarwinkelbereich $5^\circ \leq \Theta \leq 152^\circ$ ab und hat eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird mit zunehmender Energie immer besser. Es ergänzt daher in hervorragender Weise die Funktion der Driftkammern, deren Auflösung mit steigendem Impuls schlechter wird ($\sigma_p/p \propto p$).

²Der Polarwinkel $\Theta = 0^\circ$ ist durch die Richtung des einfallenden Protons definiert. Winkel mit $\Theta < 90^\circ$ bezeichnen die *Vorwärtsrichtung*, solche mit $\Theta > 90^\circ$ die *Rückwärtsrichtung*.

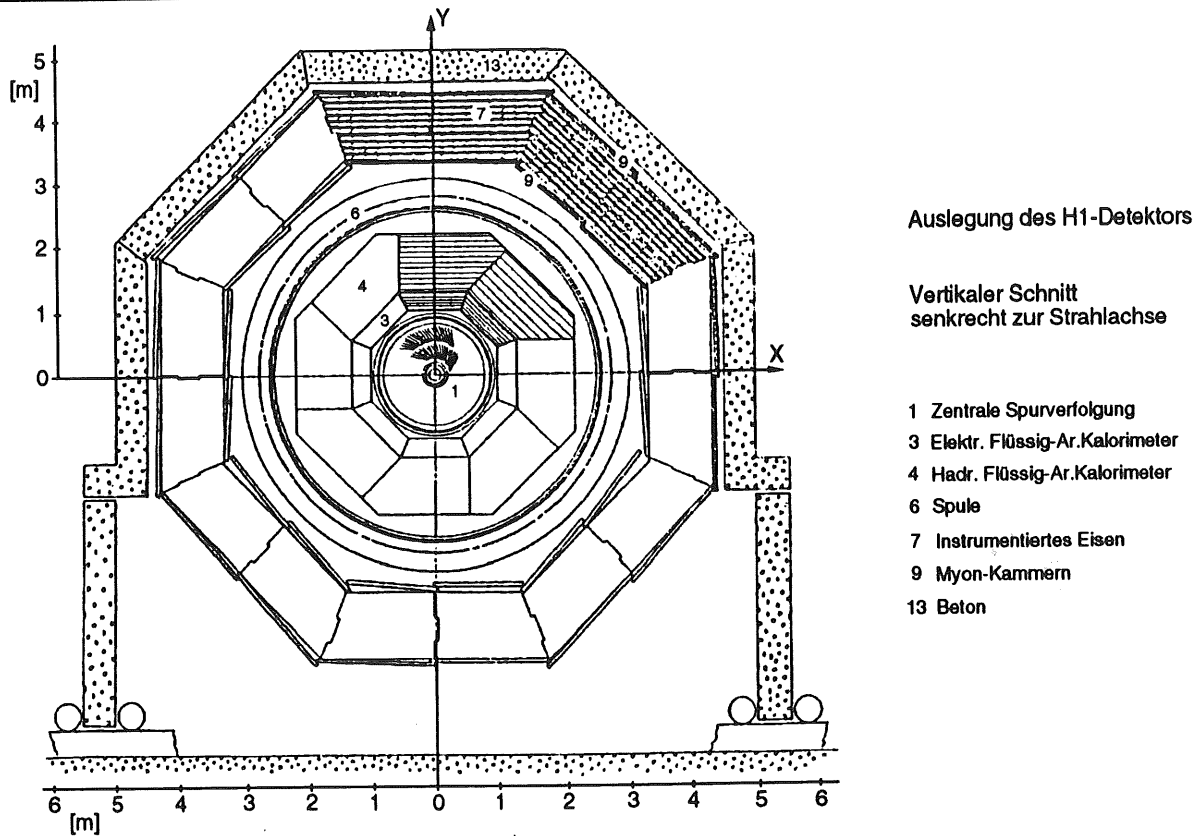


Abbildung 1.4: Der H1-Detektor im Querschnitt.

4. Ähnlich konzipiert, wie das elektromagnetische Kalorimeter, ist das sich daran anschließende *hadronische Kalorimeter*. Aus Stabilitätsgründen bestehen dessen Absorberplatten aus leichter zu verarbeitendem Edelstahl. Die beiden Kalorimeter bilden zum Nachweis von Hadronen eine Einheit. Hadronen deponieren ihre Energie sowohl mittels elektromagnetischer, als auch mittels starker Wechselwirkungsprozesse. Jeder hadronische Schauer enthält durch Zerfälle von neutralen Mesonen, beispielsweise $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, einen elektromagnetischen Anteil. Fluktuationen des π^0 -Anteils, verbunden mit einem unterschiedlichen Signal gleichenergetischer Elektronen und geladener Pionen, trägt zu einer schlechteren Energieauflösung, als beim elektromagnetischen Kalorimeter bei: $\sigma_E/E \approx 55\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Die hadronische Energieauflösung ist auch wegen der größeren Granularität des hadronischen Kalorimeters schlechter als beim elektromagnetischen Kalorimeter. Durch nachträgliche Offline-Gewichtung kann jedoch das gleiche Signal für Elektronen und Pionen, $e/\pi = 1$, erreicht werden [DESY87-098]. Auf diese Weise erhält man für hadronische Schauer eine vom π^0 -Anteil unabhängige Energieauflösung.

Die beiden Kalorimeter werden von einem Kryostaten, welcher die Temperatur des flüssigen Argons auf 90 Kelvin konstant hält, umschlossen.

5. Der Kryostat ist von einer *supraleitenden Spule* umgeben, die ein homogenes, parallel zur Strahlachse verlaufendes Magnetfeld von 1.2 Tesla erzeugt. Dadurch bewegen sich geladene Teilchen auf schraubenförmigen Bahnen, aus deren Krümmungsradien sich die Transversalimpulse dieser Teilchen bestimmen lassen.

6. Um den Gesamtdetektor herum befindet sich das *instrumentierte Eisen*, welches als magnetisches Rückflußjoch dient. Die zwischen den Eisenplatten befindlichen Streamer-Detektoren dienen zum Myonen-Nachweis sowie als weiteres hadronisches Kalorimeter. Eine gute Auflösung dieses Kalorimeters ist nicht wichtig, da es nur den kleinen, nicht absorbierten Schauerteil nachweist.
7. In Vorwärtsrichtung ist ein *Myon-Toroid-Magnet* installiert. Er dient im Winkelbereich von $5^\circ \leq \Theta \leq 20^\circ$ zur Myonidentifikation und Impulsmessung. Letzters insbesondere bei der Produktion schwerer Quarks.
8. Bisher deckt ein bei Zimmertemperatur arbeitendes *elektromagnetisches Kalorimeter*, im folgenden BEMC³ genannt, den Polarwinkelbereich $150^\circ \leq \Theta \leq 176^\circ$ ab. Dieses Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter dient hauptsächlich zum Nachweis der tiefinelastisch gestreuten Elektronen [BRUN92]. Im nächsten Abschnitt wird detailliert auf die funktionellen Nachteile der Konstruktion für Untersuchungen in einem neuen kinematischen Bereich eingegangen, welche eine Erneuerung erforderlich machen.
9. In Protonenflugrichtung umschließt ein kleines *Vorwärts-Plug-Kalorimeter* unmittelbar das Strahlrohr. Dieses Silizium-Argon-Kalorimeter deckt einen Winkelbereich von $0.72^\circ \leq \Theta \leq 3.44^\circ$ ab, innerhalb dessen sich hadronische Schauer mit einer Auflösung von $\sigma_E/E \approx 100\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ nachweisen lassen.

1.3 Elektromagnetische Kalorimetrie im Rückwärtsbereich

Ursprünglich wurde das H1-Experiment konzipiert, um mit hoher Genauigkeit die größten bei HERA möglichen Impulsüberträge zu vermessen. Darum wurde auf eine sehr genaue Spur- und Energiemessung in Protonrichtung der größte Wert gelegt. Aus kinematischen Gründen bedeutet ein hoher Impulsübertrag ebenfalls einen hohen x -Wert. x bedeutet im Quark-Parton-Modell den Bruchteil der Protonenergie, den ein einzelnes Parton mit sich führt. Kollisionen dieser Art haben eine starke Bündelung der Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung zur Folge.

In der letzten Zeit ist das Bedürfnis nach einer Untersuchung der Nukleonstruktur bei niedrigen x -Werten gestiegen [ALI90]. Man möchte bei relativ großen Impulsüberträgen ($> 1 \text{ GeV}^2$) und x -Werten bis hinab zu 10^{-4} das Verhalten der Partondichte eingehender studieren. Die Partondichte steigt für kleinere x und geht eventuell in eine Sättigung. Das Verhalten der Partondichte bei solch niedrigen Werten der Bjorkenvariablen x kann bisher von der Theorie nicht befriedigend beschrieben werden und macht weitere Experimente notwendig. Ereignisse mit kleinem x sind durch eine Streuung der Elektronen in die Rückwärtsrichtung gekennzeichnet. Die Elektron- und teilweise auch niederenergetische Hadronenzustände treten in der rückwärtigen Region auf. In Abbildung 1.5 sind zur Verdeutlichung die Linien gleicher Elektron- und Hadronjetstreuwinkel in (x, Q^2) -Diagrammen eingetragen. Es ist zu erkennen, daß zur Messung eines kleinen Impulsübertrags Q^2 bei konstantem x ein möglichst

³Backward Electromagnetic Calorimeter

großer Streuwinkel des Elektrons relativ zur Protonenflugrichtung erforderlich ist. Aus den ebenfalls gezeigten Linien konstanter Elektronenergie ist auch ersichtlich, daß die gleichzeitige Messung von $x \ll 10^{-2}$ und $Q^2 \in \{1, \dots, 10\}$ eine Energie des gestreuten Elektrons von $E < 30$ GeV bedeutet.

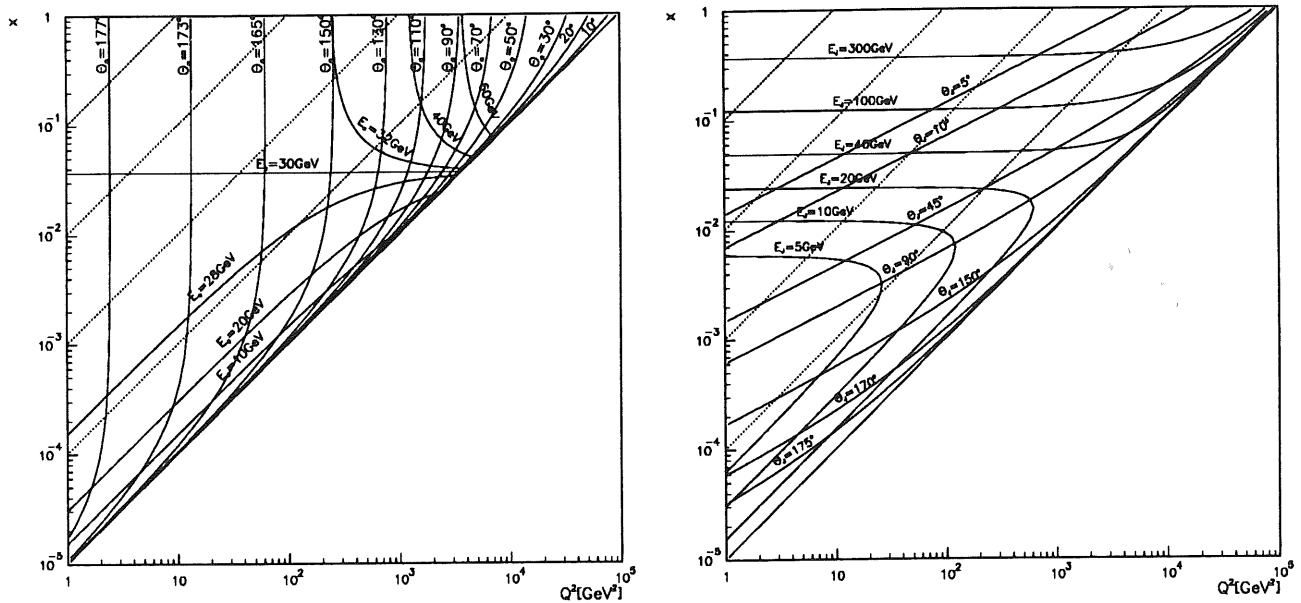


Abbildung 1.5: Linien mit konstanten Streuwinkeln relativ zur Protonflugrichtung für Elektronen, links, und Hadronjets, rechts, sowie Linien konstanter Energie des gestreuten Elektrons und Jets.

Es stellen sich folgende Anforderungen an das BEMC [PRC 93/02]:

- Ausdehnung bis zu einem Polarwinkel $\Theta = 178^\circ$. Die Fehler der gemessenen Elektronenenergien und -winkel, E und Θ wirken sich bei großen Winkeln mit einem sehr großen Gewicht auf die Fehler von x, y und Q^2 aus. Dies wird in Abschnitt 1.3.4 dargelegt.
- Eine Energieauflösung von 2% oder besser für 30 GeV-Elektronen.
- Elektromagnetische Schauer dürfen nur eine kleine laterale Ausdehnung haben, um die Messungen möglichst dicht bis zu den geometrischen Grenzen des Detektors auszudehnen. Ein Molière-Radius von 2 cm oder kleiner ist daher anzustreben.
- Eine kleine elektromagnetische Strahlungslänge von ≈ 1 cm, damit keine Akzeptanzlücke zwischen dem BEMC und dem rückwärtigen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters entsteht.
- Eine feine Granularität. Schauerschwerpunkte müssen zur Elektron-Hadrontrennung mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern bestimmt werden können.

1.3.1 Das jetzige rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter

- Es deckt eine Polarwinkelregion von $155^\circ \leq \Theta \leq 176^\circ$ ab. Das erlaubt eine Rekonstruktion des Impulses und der Energie des Elektrons bis zu einem Winkel von 173° . Bei größeren Polarwinkeln sind die Leckverluste in transversaler Richtung zu groß. Ein nicht unerheblicher Winkelbereich unmittelbar um die Strahlachse ist somit nicht kalorimetrisch erfaßt.
- Das im Moment benutzte Blei-Szintillator-Kalorimeter besitzt eine recht grobe Granularität. Außerdem sind bauartbedingt sogenannte Wellenlängenschieber zur Lichtauslese der Kalorimeterzellen notwendig. Sie verlaufen parallel zur z -Richtung. Das führt zu Inhomogenitäten in der Energiedeposition und -auflösung. Elektronen die auf das Wellenlängenschiebermaterial treffen, schauern darin schwächer auf als im Blei.

1.3.2 Das neue rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter

Die Eigenschaften der zwei Optionen für ein neues BEMC werden im folgenden gegenübergestellt. Weitere Angaben finden sich in [PRC 93/02].

1. Ein Spaghetti-Kalorimeter, meist SPACAL⁴ genannt, in dem szintillierende Fasern äquidistant in aufeinanderfolgenden Bleischichten parallel zur Strahlröhre eingebettet liegen, die an der Rückseite mit Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen werden, erfüllt die im Abschnitt 1.3 zusammengestellten Anforderungen. Ein SPACAL mit einem Blei-zu-Faser-Volumenverhältnis $R=2:1$ und einem Faserdurchmesser $d=0.5$ mm besitzt:

- eine Elektronenergieauflösung von $\sigma_E/E = 6.5\%/\sqrt{E}$, mit E in GeV.
- eine Strahlungslänge von $X_0=0.93$ cm.
- einen Molière-Radius von $R_m=1.8$ cm.
- eine exzellente Granularität von $30 \cdot 30$ mm² in Strahlrohrnähe und $60 \cdot 60$ mm² weiter außen, siehe Abbildung 1.6.

2. PbF₂-Kristalle haben ähnlich gute physikalische Eigenschaften wie das beschriebene SPACAL:

- eine gemessene elektromagnetische Energieauflösung von $\sigma_E/E = (5.6 \pm 0.2)\%/\sqrt{E}$, mit E in GeV [H1N93].
- eine Strahlungslänge von $X_0=0.93$ cm.
- einen Molière-Radius von $R_m=2.2$ cm.
- eine vergleichbar gute Granularität wie beim SPACAL.

Die PbF₂-Kristalle besitzen allerdings einige Nachteile. Sie sind für hadronische Schauer transparenter als SPACAL-Module. PbF₂ ist ein Čerenkov-Strahler und aus der Abstrahlungsbedingung für Čerenkov-Licht, $\cos(\Theta) = (\beta n)^{-1}$, folgt eine Pionimpulsschwelle von 94

⁴Spaghetti-Calorimeter

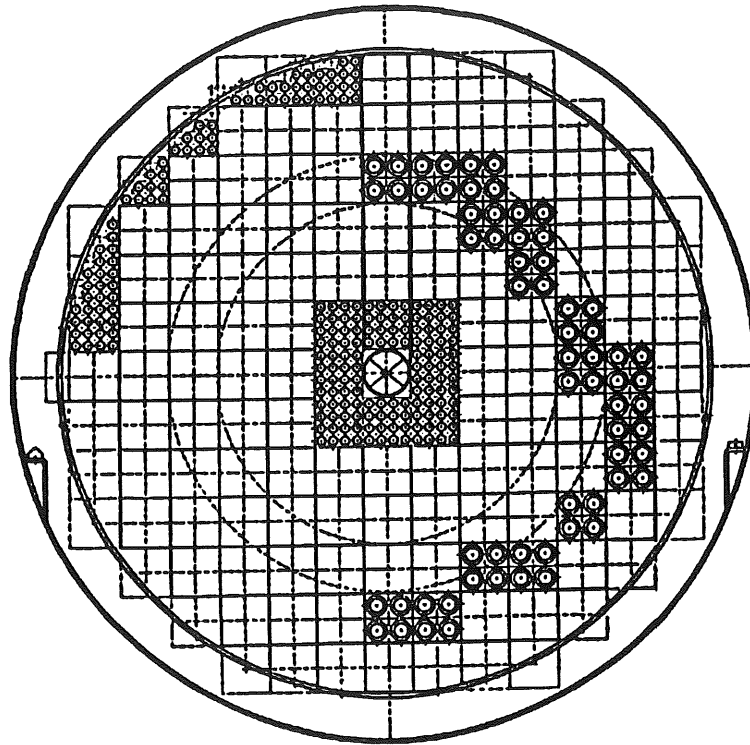


Abbildung 1.6: Querschnitt des neuen rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters. Gut zu erkennen ist die hervorragende Raumausnutzung durch die einzelnen Module [PRC 93/02].

MeV/c, unterhalb derer kein Licht mehr produziert wird. Zur Energiemessung ist es aber notwendig die gesamte deponierte Energie zu kennen. Zusätzlich verschlechtert die Schwelle die hadronische Energieauflösung. Einen vergleichbaren Effekt gibt es bei einem Spaghetti-Kalorimeter aber nicht. Zudem kostet die Herstellung eines Spaghetti-Kalorimeters deutlich weniger als der Bau eines PbF_2 -Kalorimeters gleicher Größe und wird deshalb von der H1-Kollaboration favorisiert.

1.3.3 Spurbestimmung in der rückwärtigen Region

Bisher wird eine strahlrohrnahe Spur mit $\Theta > 170^\circ$ im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors durch ein Signal in der rückwärtigen Proportionalkammer und durch den rekonstruierten Wechselwirkungspunkt bestimmt. Bei niedrigem Q^2 und größerem x folgt aus der Kinematik des tiefinelastischen Ereignisses, daß das Elektron unter einem großen Winkel Θ rückwärts gestreut wird. Der hochenergetische Jet bewegt sich in Vorwärtsrichtung unter kleinem Winkel Θ . Bei großen y - und kleinen x -Werten wird auch der hadronische Endzustand in Rückwärtsrichtung gestreut. In beiden Fällen ist eine Spurbestimmung schwierig oder gar unmöglich.

Daher soll eine rückwärtige Driftkammer die Proportionalkammer ersetzen. Sie ermöglicht eine Messung des Auftreffpunktes des Elektrons und des hadronischen Endzustandes auf die BEMC-Oberfläche mit einer Genauigkeit von ≈ 1 mm sowie eine Elektronenidentifikation

aus genaueren Impuls- und Energieverlustmessungen im Bereich $157^\circ < \Theta < 177^\circ$. Die Winkelgenauigkeit beträgt in diesem Bereich circa 0.5 mrad. Durch eine Messung des Auftreffpunktes mit der Driftkammer und des im BEMC liegenden Schauerschwerpunktes können Elektronen und Hadronen aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung getrennt werden.

1.3.4 Die Bestimmung von Q^2 und x aus Elektronenmessungen

Seien k, k', P die Vierervektoren des einfallenden und gestreuten Leptons und des einfallenden Protons. $q = (k - k')$ sei der Impulsübertrag. Bei den betrachteten hohen Teilchenenergien sind die Ruhemassen der Leptonen und des Protons vernachlässigbar. Somit gilt:

$$k = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix}, \quad k' = \begin{pmatrix} E \\ E \sin(\Theta) \\ 0 \\ E \cos(\Theta) \end{pmatrix}, \quad P = \begin{pmatrix} E_P \\ 0 \\ 0 \\ E_P \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

wobei die z -Achse in der Richtung des einlaufenden Protons verläuft. E_e und E_P sind die Energien von einfallendem Elektron und Proton. E und Θ sind Energie und Streuwinkel des gestreuten Elektrons.

In der Hochenergiephysik werden aufgrund der einfacheren Interpretationsmöglichkeit im Quark-Parton-Modell anstelle von E und Θ die Bjorken-Skalen-Variablen x und y , sowie Q^2 verwendet, die folgendermaßen definiert sind:

$$Q^2 = -(k - k')^2, \quad x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}. \quad (1.3)$$

Zwischen ihnen gilt noch die Relation $Q^2 = sxy$, wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie darstellt. Diese Variablen lassen sich unter Zuhilfenahme der Gleichungen (1.2) in E und Θ ausdrücken:

$$Q^2 = 4EE_e \cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right), \quad x = \frac{EE_e \cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)}{E_P \left[E_e - E \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right]}, \quad y = 1 - \frac{E}{E_e} \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right). \quad (1.4)$$

Für die Meßfehler der rekonstruierten Q^2 , x und y gilt [KLEI91]:

$$\left(\frac{dQ^2}{Q^2}\right)^2 = \left(\frac{dE}{E}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot d\Theta\right)^2 \quad (1.5)$$

$$\left(\frac{dx}{x}\right)^2 = \left(\frac{1}{y} \cdot \frac{dE}{E}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \left[x \frac{E_P}{E_e} - 1\right] \cdot d\Theta\right)^2 \quad (1.6)$$

$$\left(\frac{dy}{y}\right)^2 = \left(\frac{(y-1)}{y} \cdot \frac{dE}{E}\right)^2 + \left(\frac{(1-y)}{y} \cdot \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot d\Theta\right)^2. \quad (1.7)$$

Folgendes läßt sich aus den obigen Formel ablesen:

- Die Q^2 -Auflösung wird durch die Energieauflösung des Kalorimeters bestimmt und beträgt wenige Prozent, abgesehen von kleinen Elektron-Streuwinkeln (großes Θ). Die Winkelmeßgenauigkeit geht mit einem Gewichtungsfaktor $\tan(\Theta/2)$ in die Auflösung ein. Bei $\Theta = 177^\circ$, der größte mit dem neuen rückwärtigen Kalorimeter registrierbare Winkel, beträgt der Faktor fast 40. Die Winkelmeßgenauigkeit des vor dem Kalorimeter befindlichen Spurendetektors sollte demnach besser sein, als 1 mrad. Der Fehler von Q^2 beträgt bei einer Energieauflösung von 2% bei $E=30$ GeV dann höchstens 3%.
- Der Fehler in x aufgrund des Winkelmessfehlers wird bei großem x und niedrigem Q^2 umso bedeutsamer, je näher der Winkel Θ bei 180° liegt. Bei niedrigem y ist die x -Auflösung wegen des Faktors $1/y$ bei der Energieauflösung sehr schlecht.
- Auch die y -Auflösung wird durch den Faktor $1/y$ schlecht. Um die somit auftretende Verschmierung von x und y bis hinunter zu $y = 0.1$ nicht zu groß werden zu lassen, ist eine Energieauflösung des Kalorimeters von mindestens 2% bei einer Elektronenenergie von 30 GeV erforderlich. Beispielsweise ergibt sich bei $\Theta = 170^\circ$ und $E = 30$ GeV eine Ungenauigkeit in x von 20% und in y von 18%.

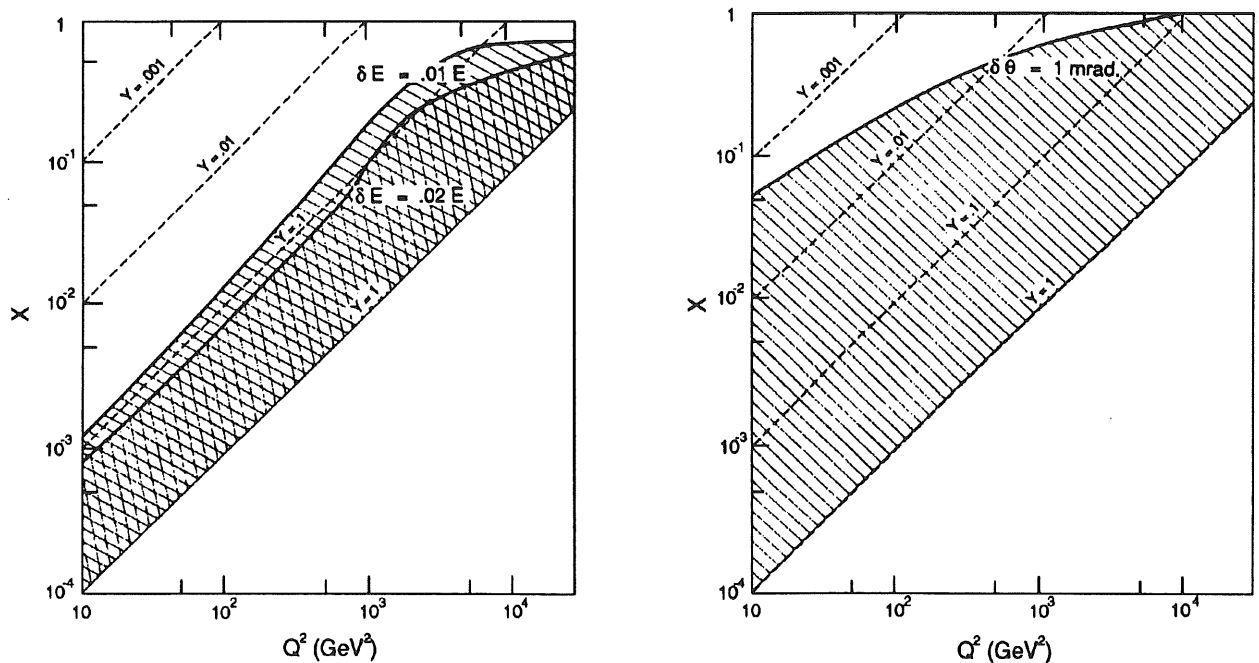


Abbildung 1.7: Auswirkungen von systematischen Fehlern bei der Bestimmung von Q^2 und x aus Energie E und Streuwinkel Θ des Elektrons bei neutralen Ereignissen. Links: (Q^2, x) -Regionen, in denen der differentielle Wirkungsquerschnitt wegen eines Energie-Kalibrationsfehlers von 1%, bzw. 2%, um weniger als 10% falsch bestimmt wird. Rechts: (Q^2, x) -Region, in welcher der differentielle Wirkungsquerschnitt wegen eines Ausrichtungsfehlers von $\delta\Theta = 1$ mrad, um weniger als 10% falsch bestimmt wird. [FELT87]

Systematische Fehler: Ein systematischer Fehler in der Energie-Kalibration des Detektors führt zu einer systematischen Verschiebung des zu messenden differentiellen Wirkungsquerschnittes, mit einem Verstärkungsfaktor proportional zu $1/y$. Bei einer Energie-Verschiebung von 1%, $y = 0.1$ und $x < 0.5$, beträgt der systematische Fehler des daraus berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitts beispielsweise 10%. In Abbildung 1.7, links, ist die (Q^2, x) -Region dargestellt, innerhalb derer die Verschiebungen unterhalb von 10% bleiben.

Es ist ebenfalls notwendig, die Driftkammer mit einer Mindestgenauigkeit von 1 mrad auszurichten, da sonst der systematische Fehler des gemessenen Wirkungsquerschnitts größer als 10% wird. Siehe Abbildung 1.7, rechts.

1.3.5 Die Bestimmung von Q^2 und x aus Messungen des Hadronenflusses

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß die Q^2 -Rekonstruktion durch eine Messung von Energie E und Streuwinkel Θ des Elektrons, unabhängig von y recht gut gelingt. Die Auflösung von y und x ist bei kleinen y -Werten allerdings schlecht. Ereignisse bei großem y können vorgetäuscht werden durch ein Photon, daß vor der ep -Wechselwirkung emittiert wird. Die Wechselwirkung findet dann mit einer kleineren Energie als angenommen statt. Erhebliche Korrekturen wären bei einer alleinigen Elektronmessung vonnöten.

Da das Problem der (Q^2, x) -Rekonstruktion mit den vier Meßparametern des Endzustandes, Energie und Streuwinkel des Elektrons, sowie des Quarkjets, jedoch überbestimmt ist, existieren theoretisch fünf weitere Rekonstruktionsmethoden [BENT91]. Eine davon, die Jacquet-Blondel-Methode [JACQ79], benötigt zur (Q^2, x) -Bestimmung lediglich die Energien und Transversalimpulse der auslaufenden Hadronen. Im folgenden wird skizziert, daß es aufgrund der HERA-Kinematik günstiger ist, y mittels der Hadronenvariablen auszudrücken und x mittels $Q^2 = sxy$ abzuleiten. Streuereignisse mit geladenen Strömen lassen sich zudem nur mittels der Hadronenvariablen berechnen, weil kein Elektron in Endzustand auftritt.

Der Impulsübertrag läßt sich auch mit $q = p_H - P$ beschreiben. Hierin ist p_H der Vierervektor des gesamten Hadronenflusses im Endzustand. Unter Zuhilfenahme der Vierervektoren (1.2) und der Gleichungen (1.3) läßt sich die Inelastizität y_{JB} der Streuung aus einer Messung der Hadronenzustände ermitteln. Es gilt:

$$y_{JB} = \frac{P \cdot (p_H - P)}{P \cdot k} \quad \text{mit} \quad p_H = \sum_{\text{Hadronen}} \begin{pmatrix} E_h \\ p_{xh} \\ p_{yh} \\ p_{zh} \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Somit folgt:

$$y_{JB} = \sum_{\text{Hadronen}} \frac{(E_h - p_{zh})}{2E_e} = \frac{E_J(1 - \cos(\Theta_J))}{2E_e} \quad (1.9)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum \vec{p}_{th})^2}{(1 - y_{JB})} = \frac{(E_J \sin(\Theta_J))^2}{(1 - y_{JB})} \quad (1.10)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}} = \frac{E_e E_J}{E_P} \cdot \frac{\sin^2(\Theta_J)}{2E_e(1 - \cos(\Theta_J)) - E_J(1 - \cos(\Theta_J))^2}. \quad (1.11)$$

Darin bedeuten E_J und Θ_J die Energie und Richtung des geladenen Jets. p_{zh} ist der Impuls in z -Richtung eines Hadrons, $\sum \vec{p}_{th}$ ist der totale transversale Impuls des Hadronflusses. Teilchen, die in Vorwärtsrichtung emittiert werden, tragen demnach kaum zu y_{JB} und Q_{JB}^2 bei. Solche, die in Rückwärtsrichtung erzeugt werden, tragen dagegen mit dem doppelten Gewicht zu y_{JB} bei.

Die Auflösung der Hadronvariablen berechnet sich somit gemäß [KLEI91]:

$$\left(\frac{dy_{JB}}{y_{JB}}\right)^2 = \left(\frac{dE_J}{E_J}\right)^2 + \left(\cot\left(\frac{\Theta_J}{2}\right) \cdot d\Theta_J\right)^2 \quad (1.12)$$

$$\left(\frac{dQ_{JB}^2}{Q_{JB}^2}\right)^2 = \left(\frac{2-y_{JB}}{1-y_{JB}} \cdot \frac{dE_J}{E_J}\right)^2 + \left(\left[2 \cot(\Theta_J) + \frac{y_{JB}}{1-y_{JB}} \cdot \cot\left(\frac{\Theta_J}{2}\right)\right] \cdot d\Theta_J\right)^2 \quad (1.13)$$

$$\left(\frac{dx_{JB}}{x_{JB}}\right)^2 = \left(\frac{1}{1-y_{JB}} \cdot \frac{dE_J}{E_J}\right)^2 + \left(\left[2 \cot(\Theta_J) + \frac{2y_{JB}-1}{1-y_{JB}} \cdot \cot\left(\frac{\Theta_J}{2}\right)\right] \cdot d\Theta_J\right)^2 \quad (1.14)$$

Vergleicht man Gleichung (1.12) mit Gleichung (1.7), so fällt auf, daß es hier keinen Faktor gibt, der die y -Auflösung bei kleinen y -Werten verschlechtert. Die Anforderungen an eine genaue Energiemessung sind bei einer y -Rekonstruktion anhand des Hadronflusses weniger hoch als bei der Elektronmessung. Allerdings ist die Energieauflösung σ_E/E des hadronischen Kalorimeters schlechter als die des elektromagnetischen Kalorimeters. Weitere Vorteile dieser Rekonstruktionsmethode sind [PRC 93/02]:

- Ausweitung der durch Messung zugänglichen (Q^2, x) -Region in Gebiete mit kleinerem y durch Kombination von Q^2 aus Elektronmessungen und y_{JB} durch Hadronflußmessungen.
- Der Vergleich von y aus Elektron- und Hadronmessungen erlaubt es den größten Teil der Strahlungsereignisse, in denen vom einfallenden Elektron vor der Wechselwirkung mit dem Proton ein reales Photon abgestrahlt wird, zu identifizieren.
- Die Übereinstimmung zwischen y und y_{JB} bietet eine zusätzliche Möglichkeit Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken, in denen das gestreute Elektron vom rückwärtigen Kalorimeter unerkannt in der Strahlröhre entschwindet.

Systematische Fehler: Ebenso wie bei der (Q^2, x) -Bestimmung aus den Elektronvariablen führt auch hier ein systematischer Fehler in der hadronischen Energie-Kalibration des Detektors zu einer systematischen Verschiebung des zu messenden differentiellen Wirkungsquerschnittes. In Abbildung 1.8, links, ist die (Q^2, x) -Region dargestellt, innerhalb derer die Verschiebungen unterhalb von 10% bleiben.

Abbildung 1.8, rechts, zeigt die Region, innerhalb welcher der systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts 10% nicht überschreitet, falls der Winkel der Hadronen systematisch um $\delta\Theta_H = 1$ mrad, bzw. um $\delta\Theta_H = 5$ mrad, falsch bestimmt wird.

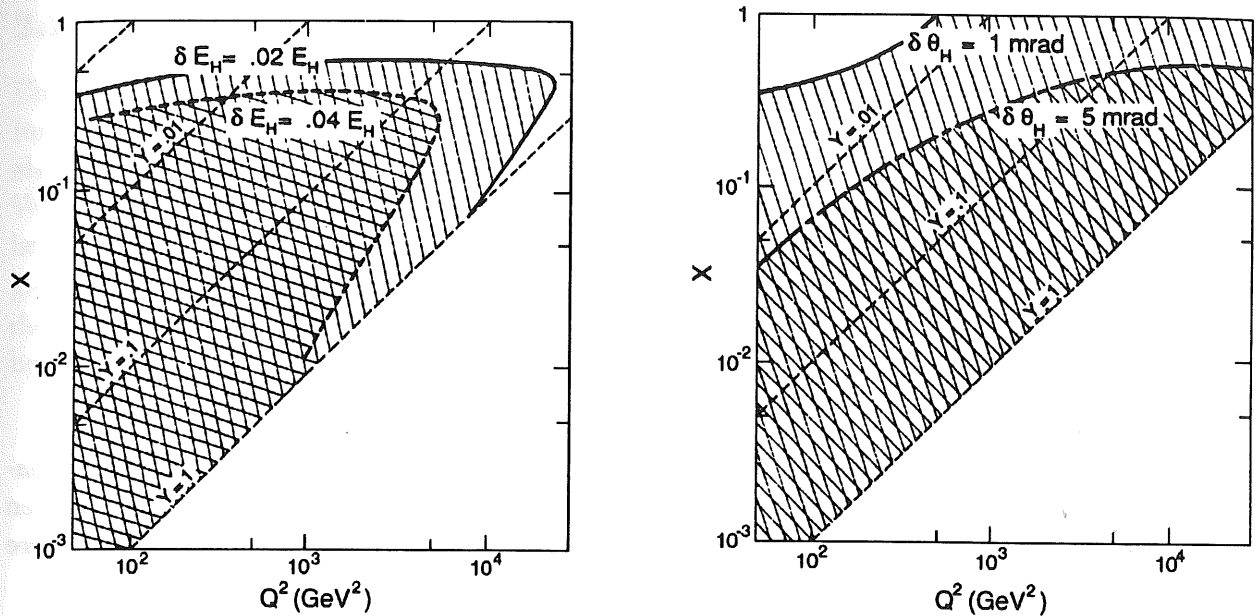


Abbildung 1.8: Auswirkungen von systematischen Fehlern bei der Bestimmung von Q^2 und x aus dem Hadronfluß. Links: (Q^2, x) -Regionen, in denen der differentielle Wirkungsquerschnitt wegen eines Kalibrationsfehlers von 2%, bzw. 4% in der Hadronenenergie, um weniger als 10% falsch bestimmt wird. Rechts: (Q^2, x) -Region, in welcher der differentielle Wirkungsquerschnitt wegen eines Ausrichtungsfehlers von $\delta\theta_H = 1 \text{ mrad}$, bzw. $\delta\theta_H = 5 \text{ mrad}$, um weniger als 10% falsch bestimmt wird [FELT87].

1.4 Ziele der Arbeit

Wie die Betrachtungen gezeigt haben, besitzt ein Spaghetti-Kalorimeter die angestrebten Eigenschaften für ein neues rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter, um strahlrohrnahe Endzustände besser als bisher ausmessen zu können. Ein PbF_2 -Kalorimeter erfüllt die Anforderung ähnlich gut. Die Herstellung der Kristalle ist jedoch teurer.

In der vorliegenden Arbeit werden deshalb verschiedene physikalische Eigenschaften eines Spaghetti-Kalorimeters mit dem Programm EGS4 simuliert. Zu diesem Zweck wurde es auf den RS6000-Rechnern des Lehrstuhls für Experimentelle Physik V der Universität Dortmund implementiert.

Zu den simulierten Eigenschaften gehören die Linearität und die Energieauflösung bei unterschiedlichen Einfallswinkeln eines Elektronenstrahls, die Homogenität der Energiedeposition in den Fasern in Abhängigkeit vom Strahlauftreffort und -winkel. Ferner wird in den Simulationsrechnungen der Einfluß von Faserdämpfungslänge und Faserummantelung auf das Kalometersignal und die Energieauflösung untersucht. Eine Aufgabe der Diplomarbeit bestand darin, Algorithmen zu entwickeln, welche die zur Diskussion stehenden Detektorkonzepte in ihrem geometrischen Aufbau detailliert beschreiben.

Als zweites wichtiges Thema der Diplomarbeit werden eingehende Albedostudien an mehreren Materialien durchgeführt und eine einfache Parametrisierung der elektromagnetischen Albedo beschrieben.

2. Physikalische Grundlagen elektromagnetischer Schauer

Durchdringt ein hochenergetisches Teilchen Materie, so verliert es aufgrund von elektromagnetischen und starken Wechselwirkungsprozessen Energie. Dabei werden Sekundärteilchen angeregt und neue Teilchen produziert, welche daraufhin ebenfalls wechselwirken und weitere Teilchen produzieren. Die so entstehende Kaskade wird als *Schauer* bezeichnet.

2.1 Elektromagnetische Teilchenschauer

Elektromagnetische Teilchenschauer bestehen aus Elektronen, Positronen und Photonen. Sie werden nahezu ausschließlich nur von diesen Teilchen initiiert, da die Wechselwirkungsquerschnitte der weitaus schwereren Hadronen für die erforderlichen Strahlungsprozesse recht klein sind.

Elektromagnetische Schauer entstehen durch die folgenden physikalischen Wechselwirkungen und werden durch sie aufrechterhalten:

- für Elektronen und Positronen

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

- für Photonen

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

2.1.1 Teilchenproduktion

Ein elektromagnetischer Schauer wird durch die sich wiederholende Abfolge von Bremsstrahlung und Paarbildung aufgebaut. Bei der Bremsstrahlung wird ein geladenes Teilchen vom elektrischen Coulombfeld eines Atomkerns abgebremst und strahlt dabei ein Photon ab. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses für ein Teilchen der Energie E und der Ruhemasse m_0 ist proportional zu $(\frac{E}{m_0c^2})^4$ [ROSS64]. Für die Anzahl der abgestrahlten Photonen im Energieintervall $\hbar\omega$ bis $\hbar(\omega + d\omega)$ gilt [BETH34]: $N_\gamma(\omega) \propto Z^2/\omega$. Daran erkennt man, daß die Bremsstrahlung hauptsächlich für leichte, hochenergetische Teilchen in Materialien mit hoher Kernladungszahl Z auftritt.

Der Energieverlust für Elektronen durch Bremsstrahlung beträgt [SEGR65]:

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

Hier bedeuten:

E	=	Elektronenenergie
α	=	Feinstrukturkonstante
N_0	=	Avogadro'sche Zahl
Z	=	Kernladungszahl
A	=	Atomgewicht
$r_e = e^2/(m_e c^2)$	=	klassischer Elektronenradius

Die Weglänge, nach der die Energie des Teilchens durch Bremsstrahlung auf den Bruchteil $1/e$ abgenommen hat, wird als Strahlungslänge X_0 bezeichnet. Sie ist gemäß Gleichung (2.1) definiert als:

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2} \ln\left(\frac{Z^{1/3}}{183}\right) \quad (2.2)$$

Näherungsweise gilt [AMAL81]:

$$X_0 \simeq \left(180 \frac{A}{Z^2}\right) \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad (2.3)$$

Bei dem zweiten, den Schauer aufbauenden Prozeß, der Paarbildung, wandelt sich ein Photon in der Nähe eines Atomkerns in ein e^-e^+ -Paar um. Somit existiert eine natürliche Energieschwelle von $2m_e c^2$, unterhalb derer die Umwandlung nicht stattfindet. Da die Dynamik der Paarbildung eng mit der der Bremsstrahlung verknüpft ist, ist die Strahlungslänge X_0 auch hier eine charakteristische Größe für diesen Vorgang. Bei hohen Photonenenergien läßt sich die mittlere freie Weglänge λ_{paar} zur Erzeugung eines e^-e^+ -Paares beschreiben durch [HEIS53]:

$$\lambda_{\text{paar}} = \frac{9}{7} X_0 \quad (2.4)$$

Die übrigen erwähnten Wechselwirkungsprozesse tragen kaum zur Erzeugung zusätzlicher Teilchen im elektromagnetischen Schauer bei, darum wird auf sie nicht ausführlicher eingegangen. In Abbildung 2.1 sind die Photonenwechselwirkungsquerschnitte in einigen Materialien als Funktion der Energie aufgetragen.

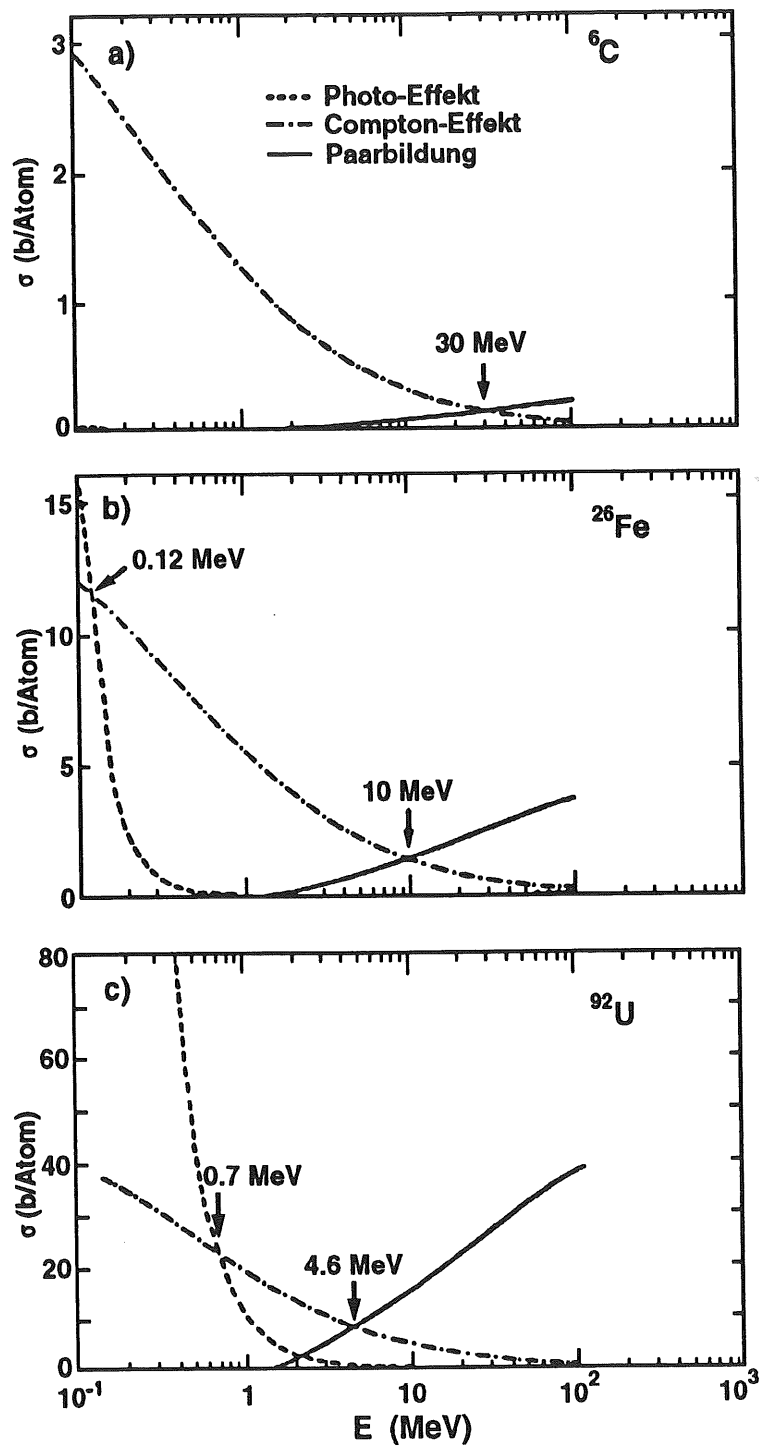


Abbildung 2.1: Totale Wirkungsquerschnitte für Paarbildung, Compton-Effekt und Photoeffekt als Funktion der Photonenenergie in Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) [FABJ89]

2.1.2 Energiedeposition geladener Teilchen

Die Energiedeposition eines Schauers in Materie erfolgt hauptsächlich durch Ionisations- und Anregungsprozesse der sekundären Teilchen. Diese Tatsache macht die Kalorimetrie erst möglich. Für den mittleren Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation gilt [SEGR53]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 - \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right\}, \quad (2.5)$$

mit:

e	=	Elementarladung
m_e	=	Ruhemasse des Elektrons
c	=	Lichtgeschwindigkeit
$\beta = v/c$	=	relativistische Elektronengeschwindigkeit
T	=	kinetische Energie des Elektrons
n	=	Elektronendichte im Absorbermaterial
I	=	mittleres Ionisationspotential
δ	=	Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [STER52]

Der Energieverlust zeigt eine recht komplizierte Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit. Er ist direkt proportional zur Elektronendichte des durchquerten Materials. Der Energieverlust nimmt zunächst mit steigender Energie ab, bis das Teilchen bei einer Energie von ungefähr drei Ruhemassen minimal ionisierend ist. Anschließend nimmt der Energieverlust aufgrund der relativistischen Korrekturterme wieder zu. Bei Elektronenenergien im GeV-Bereich nimmt der Energieverlust kaum noch zu und geht in Sättigung.

Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation sind miteinander konkurrierende Prozesse. Bei hohen Energien geben die Elektronen und Positronen ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung ab, bei niedrigen Energien überwiegen Ionisationsverluste. Die Energie, bei der beide Prozesse gleich groß sind, wird durch eine materialabhängige Konstante ε beschrieben, die *kritische Energie*. Sie läßt sich durch den Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge [AMAL81]:

$$\varepsilon = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{min} \cdot X_0 \simeq \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad (2.6)$$

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

2.2 Schauermodelle

Die im Abschnitt 2.1 beschriebenen Prozesse sind in der Theorie einzeln hinreichend gut verstanden und berechenbar. Das komplizierte Zusammenspiel all dieser Prozesse macht jedoch eine analytische Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers unmöglich. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, benutzt man die Technik der *Monte-Carlo-Simulationen*. Hierbei verfolgt ein Computerprogramm den Weg aller am Schauer beteiligten Teilchen und

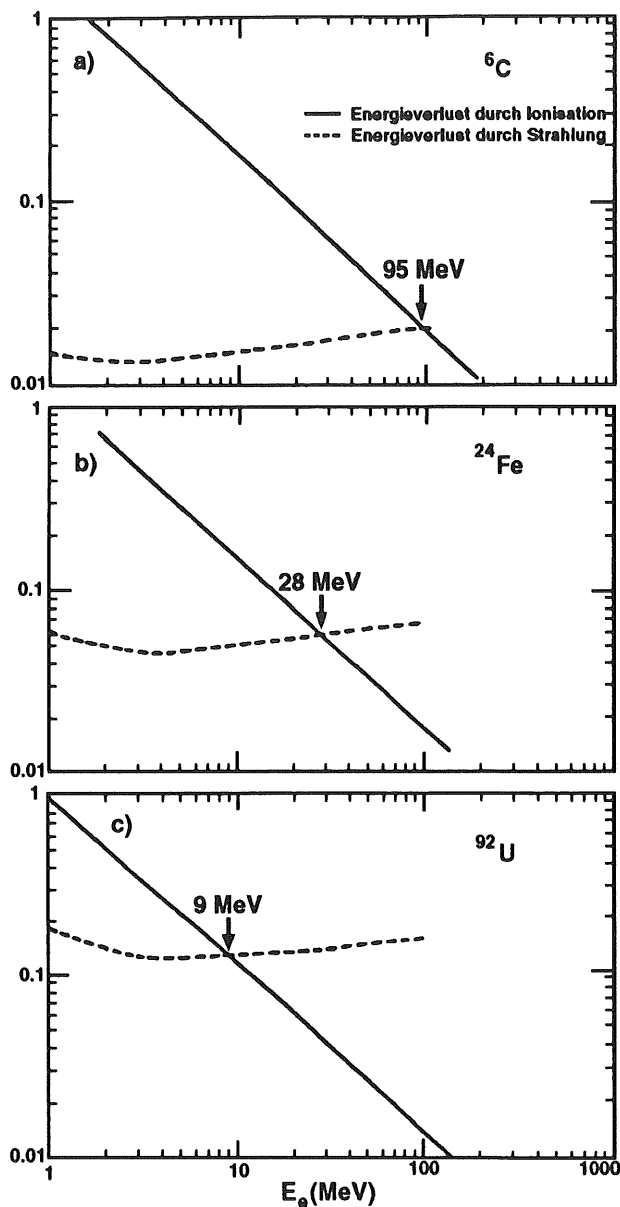


Abbildung 2.2: *Relativer Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung und Ionisation als Funktion der Elektronenenergie in Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) [FABJ89].*

entscheidet mittels eines Zufallsgenerators, sowie energieabhängiger Gewichte, welche Wechselwirkungen auftreten sollen. Der Vorteil dieser Methode gegenüber einer analytischen Beschreibung liegt darin, daß sich detaillierte Aussagen über die Entwicklung des Schauers machen lassen. Die statistischen Fluktuationen der Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungsprozessen und des Energieübertrages auf Sekundärteilchen lassen sich mittels Monte-Carlo-Simulationen gut nachvollziehen. Darüberhinaus eröffnet sich hierdurch die Möglichkeit beliebig komplexe Geometrien zu untersuchen, welche aus unterschiedlichen Materialien zusammengesetzt sein können.

Andererseits lassen sich in vielen Fällen schon anhand eines einfachen Modells qualitative Aussagen über das mittlere Schauerverhalten machen. Diese Aussagen sind wichtig, um die Resultate der Monte-Carlo-Simulationen auf ihre Plausibilität hin überprüfen zu können.

2.2.1 Das materialunabhängige Schauermodell

Der Schauerprozeß wird bei diesem Modell in die zwei Phasen der Teilchenproduktion und der Energiedeposition unterteilt [HEIT44]. In dieser groben Näherung sind die beiden Phasen durch die kritische Energie ε voneinander getrennt. Tritt ein Photon in ein Materiestück ein, so bildet es nach einer mittleren freien Weglänge $\lambda_{\text{paar}} = X_0$ ein e^+e^- -Paar. Nach einer weiteren Strahlungslänge geben das Elektron und das Positron durch Bremsstrahlung jeweils ein Photon ab, auf welches sie ihre halbe Energie übertragen. Aus den so erzeugten Photonen entsteht nach einer weiteren Strahlungslänge wiederum ein e^+e^- -Paar. Die verbliebenen Elektronen und Positronen emittieren je ein Bremsstrahlungsquant. Nach jeder Strahlungslänge X_0 verdoppelt sich also die Anzahl der Teilchen im Schauer und die Energie eines einzelnen Teilchens halbiert sich. Bezeichnet man mit $t = x/X_0$ die Anzahl der zurückgelegten Schauerlängen, so gilt für die Anzahl der Schauerteilchen:

$$N(t) = q^t. \quad (2.7)$$

Der Faktor q bezeichnet in diesem Modell die Anzahl der Teilchen, um die sich der Schauer in jeder Generation erhöht [ROSS64]. Im obigen Modell wurde $q = 2$ angenommen. Die Energie der einzelnen Teilchen beträgt somit in der Tiefe t des Schauers:

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 q^{-t}. \quad (2.8)$$

Bis zum Erreichen der kritischen Energie ε legen die Teilchen den Weg

$$t_{\text{max}} = \frac{\ln(E_0/\varepsilon)}{\ln q} \quad (2.9)$$

zurück. Die Gesamtzahl der bis zur Länge t_{max} erzeugten Teilchen ist $N(t_{\text{max}}) = E_0/\varepsilon$. Nachdem die kritische Energie unterschritten ist, findet keine Teilchenerzeugung mehr statt und die Anzahl der Schauerteilchen nimmt gemäß einem Absorptionsgesetz exponentiell ab. Die integrierte Spurlänge S der Elektronen und Positronen erhält man nach [AMAL81] aus:

$$S = \frac{E_0}{\varepsilon} \cdot X_0. \quad (2.10)$$

2.2.2 Longitudinale Energiedeposition

Das mittlere longitudinale Schauerprofil für ein homogenes Medium kann ungefähr durch die empirische Formel [LONG75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (2.11)$$

beschrieben werden. Das Maximum des Schauers liegt bei:

$$t_{\text{max}} = \frac{a-1}{b} = 1.0 \cdot (\ln d - C_i) \quad , \text{ wobei : } d = \frac{E_0}{\varepsilon}, \quad C_i = \begin{cases} -0.5 & : i = e \\ +0.5 & : i = \gamma \end{cases} \quad (2.12)$$

Die Parameter a und b hängen sowohl von der Energie des einfallenden Teilchens, als auch von der Kernladungszahl des vom Schauer durchquerten Materials ab. Abbildung 2.3 zeigt

die longitudinale Energiedeposition eines Schauers in unterschiedlichen Absorbermaterialien. Es ist zu erkennen, daß sich die Form der Energiedepositionskurven entlang der Schauerachse für die verschiedenen Materialien kaum unterscheidet, wenn die Schauertiefe t in Strahlungslängen X_0 des jeweiligen Materials ausgedrückt wird.

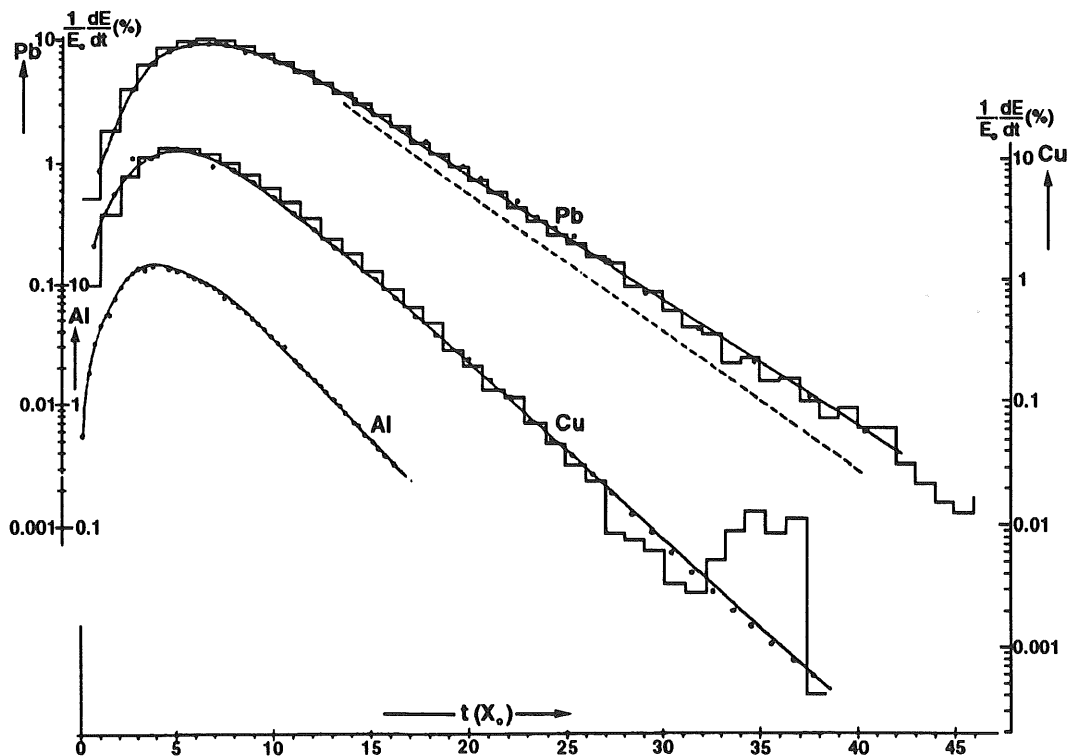


Abbildung 2.3: Longitudinale Energiedeposition $\frac{1}{E_0} \frac{dE}{dt}$ eines elektromagnetischen Schauers, in Abhängigkeit von der Eindringtiefe $t = x/X_0$, normiert auf die Energie $E_0 = 6 \text{ GeV}$ des einfallenden Elektrons [BATH70].

2.2.3 Transversale Ausdehnung

Die laterale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird von den Winkeln bestimmt, unter denen die Sekundärteilchen entstehen. Die Produktionswinkel für Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse liegen nur in der Größenordnung von [BETH34]:

$$\langle \Theta \rangle \approx \frac{m_e c^2}{E} \quad (2.13)$$

und sind bei hohen Teilchenenergien, wo diese Prozesse dominieren, vernachlässigbar klein.

Bei der Vielfachstreuung werden die Elektronen elastisch am Coulombfeld eines Kerns gestreut. Sie erfahren dabei eine große Richtungsänderung ohne Energieverlust. Die Verteilung des Streuwinkels Θ_M ist bei kleinen Werten gaußisch, bei größeren Streuwinkeln liegt die Wahrscheinlichkeit jedoch höher als bei der Gaußkurve.

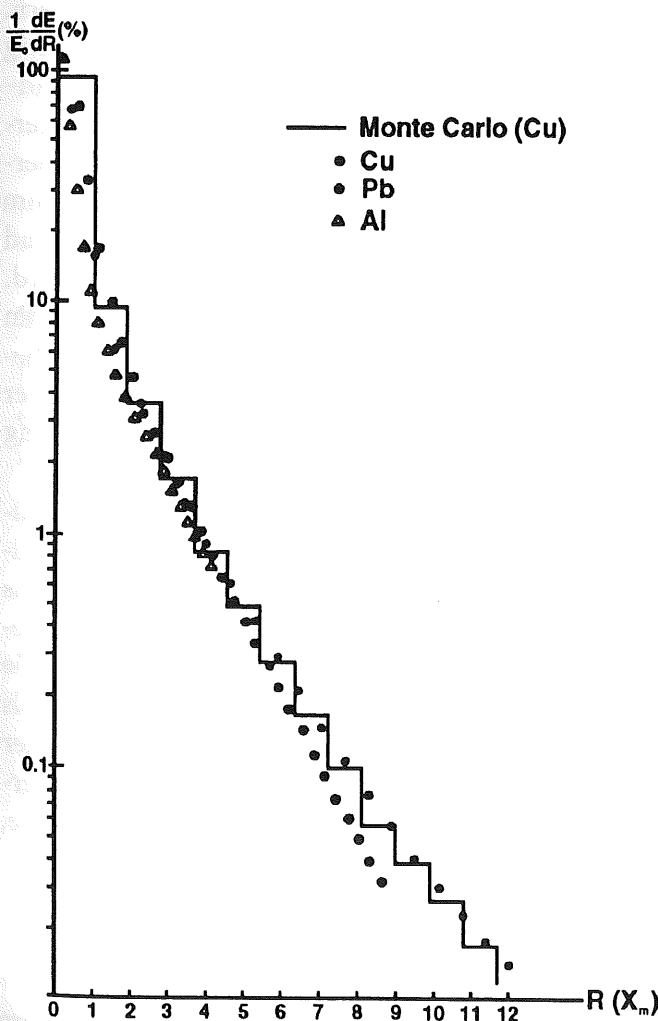
Nach der Molièreschen Theorie [MOLI48] wird ein geladenes Teilchen nach dem Durchlaufen einer Materieschicht der Dicke x um den mittleren Winkel

$$\langle \Theta_M \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (2.14)$$

abgelenkt. Den Hauptbeitrag zur transversalen Ausbreitung liefern also Elektronen mit Energien von $E \leq \epsilon$. Bei diesen Energien gilt: $\langle \Theta \rangle \ll \langle \Theta_M \rangle$. Als charakteristische Größe für die transversale Schauerenausdehnung kann man den Molière-Radius R_m definieren:

$$R_m = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot \frac{X_0}{\epsilon} = \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} \cdot X_0. \quad (2.15)$$

Mittels des Molière-Radius läßt sich die laterale Energiedeposition materialunabhängig darstellen. Wie in Abbildung 2.4 zu erkennen ist, werden innerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_m um die Schauerachse etwa 90% der Energie des einfallenden Primärteilchen deponiert. Mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse wird immer weniger Energie im Material deponiert.



Innerhalb eines Zylinders von etwa drei Molière-Radien sind 98% der Schauerenergie deponiert. Die Energiedeposition in großer Entfernung zur Schauerachse ist auf niederenergetische Photonen zurückzuführen, für die der Absorptionskoeffizient $\mu < X_0^{-1}$ der meisten Materialien klein ist. Deshalb vermögen sie eine weitaus längere Wegstrecke im Absorber zurückzulegen als Elektronen.

Abbildung 2.4: Laterale Energiedeposition $\frac{1}{E_0} \frac{dE}{dR}$ eines elektromagnetischen Schauers in unterschiedlichen Zylinderringen um die Schauerachse, normiert auf die Einschussenergie von $E_0 = 6 \text{ GeV}$. R beschreibt die radiale Distanz zur Schauerachse, ausgedrückt in Molière-Radien R_m . Rechnungen (Histogramm) und Messungen (Punkte) nach [BATH70].

2.3 Grundlagen der Kalorimetrie

Die grundlegende Idee der Kalorimetrie besteht darin, die Energie, welche in einem bestimmten Materialvolumen deponiert wird, durch eine Messung der Temperaturerhöhung des Materials zu bestimmen. Ist ein Materieblock, in den das primäre Teilchen eindringt, ausreichend groß dimensioniert, um alle sekundären Schauerteilchen und das Primärteilchen selbst vollständig abzubremesen, wird die gesamte Primärenergie des Teilchens in der Materie deponiert und letztendlich in Wärmeenergie umgewandelt. Abschätzungen [WEGE89] zeigen, daß die Energiedeposition einzelner hochenergetischer Teilchen lokal zwar recht groß ist, die Erwärmung des gesamten Materieblocks bleibt hingegen unmeßbar klein. Damit ist das klassische kalorimetrische Prinzip unanwendbar. Während der Umwandlungsphase von kinetischer in Wärmeenergie liegt allerdings ein Bruchteil der Energie in meßbarer Form vor, der zur Primärenergie proportional ist und vom Kalorimeter gemessen wird. Es handelt sich dabei um elektrische Ladung aus Ionisationsprozessen, Čerenkov- oder Szintillationslicht.

2.3.1 Kalorimeterarten

Man unterscheidet bei den Kalorimetern zwischen homogenen und Sampling-Kalorimetern. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Absorbermedium, welches gleichzeitig als Nachweismedium dient. Ein Beispiel für ein homogenes Kalorimeter ist ein Bleifluorid-Čerenkov-Zähler, in dem der hohe Bleianteil der Kristalle (großes Z) für eine rasche Schauerentwicklung sorgt und die Intensität des erzeugten Čerenkov-Lichtes proportional zur Energiedeposition ist. Ein PbF_2 -Kalorimeter ist mit einer Strahlungslänge von $X_0 \simeq 9.3$ mm und einem Moliérradius $R_m \simeq 22$ mm sehr kompakt [H1N93]. Ein weiteres Beispiel sind NaJ(Tl) -Kristalle, deren Szintillationslicht zum Nachweis der Schauerenergie benutzt wird. Die gute Energieauflösung eines homogenen Kalorimeters kann sich durch Inhomogenitäten des Detektormaterials verschlechtern. Ein Nachteil dieser Detektortypen ist jedoch — insbesondere bei dem letztgenannten Beispiel — das große notwendige Volumen, um den Schauer möglichst vollständig zu absorbieren, um so eine Verschlechterung der Energieauflösung durch Leckverluste zu minimieren.

Bei herkömmlichen Sampling-Kalorimetern werden Schichten aus Absorbermaterial, passives Medium, und Nachweismaterial, aktives Medium, abwechselnd hintereinander angeordnet, so daß die Energiedeposition in unterschiedlichen Absorbertiefen abgetastet wird, was als *sampling* bezeichnet wird. Bei diesem Kalorimetertyp entwickelt sich der Schauer im wesentlichen im schweren Absorbermaterial, wofür Substanzen mit hoher Kernladungszahl, wie Uran, Blei oder Stahl eingesetzt werden. Der gemessene Bruchteil an Primärenergie wird als *sichtbare Energie* E_{vis} bezeichnet und liegt, abhängig vom Aufbau des Kalorimeters, in der Größenordnung von einigen Prozenten. Da viele Auslesezellen das Nachweismedium unterteilen, kann aus der Größe der Energiedeposition in den einzelnen Zellen die Schauerachse, der Eintrittsort sowie der Einfallswinkel der Primärteilchens rekonstruiert werden [FABJ85].

2.3.2 Funktionsprinzip eines Spaghetti-Kalorimeters

Bei der Erneuerung des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters des H1-Detektors wird ein neuartiges Konstruktionsprinzip verwirklicht, welches als *Spaghetti-Kalorimeter*

bezeichnet wird [SOND81]. Hierbei besteht das Nachweismedium aus vielen tausend szintillierenden Fasern, welche zueinander parallel und äquidistant im Absorbermaterial hexagonal eingebettet liegen, siehe Abbildung 2.5. Der Vorteil dieser Anordnung besteht in der Möglichkeit — ähnlich wie bei homogenen Kalorimetern — die szintillierenden Fasern an der Rückseite des Detektors in Gruppen zu bündeln und einem Sekundärelektronenvervielfacher zuzuführen, dessen elektrisches Signal ein Maß für die im Detektorvolumen deponierte Energie ist. Wellenlängenschieber oder zusätzliches Material, daß der Lichtleitung dient, sind im Gegensatz zu Blei-Szintillator-Kalorimetern in Schichtbauweise, bei diesem Detektormodell nicht erforderlich. Zudem ist prinzipiell eine sehr genaue Ortsbestimmung der deponierten Energie möglich. Siehe hierzu auch Abbildung 4.11.

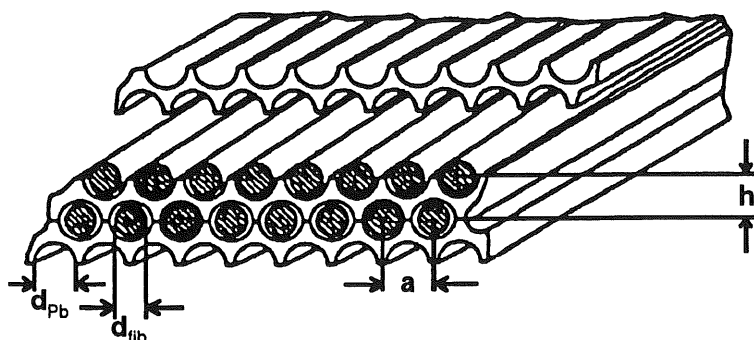


Abbildung 2.5: Detailausschnitt eines Spaghetti-Kalorimeters [HERT90].

2.3.3 Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters

Die physikalischen Prozesse der Schauerentwicklung sind statistischer Natur, so daß auch ein totalabsorbierendes Kalorimeter eine endliche Energieauflösung besitzt. Die Zahl der im Schauer erzeugten Sekundärteilchen ist proportional zur Energie des Primärteilchens: $N \propto E$. Somit gilt für die relative Energieauflösung gemäß der Poisson-Statistik:

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.16)$$

In Sampling-Kalorimetern fluktuiert die Anzahl der Sekundärteilchen im Nachweismedium aufgrund der Schichtbauweise und der statistischen Natur des Schauerprozesses. Es wird nur ein Bruchteil der Energie nachgewiesen und die Energieauflösung verschlechtert sich. Die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen N ergibt sich in Abhängigkeit von der Gesamtpurlänge S und der Dicke der Auslesezellen D zu [AMAL81]:

$$N = \frac{S}{D} = \frac{EX_0F(z)}{D\epsilon}. \quad (2.17)$$

Für die Energieauflösung gilt somit:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{D\epsilon}{X_0F(z)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.18)$$

Der Faktor $F(z)$ berücksichtigt, daß im Nachweismedium unterhalb einer Abschneideenergie E_c keine Teilchen mehr nachgewiesen werden. Die Gesamtpurlänge gemäß Gleichung (2.10) verkürzt sich entsprechend [AMAL81]:

$$F(z) \simeq e^z \left\{ 1 + z \cdot \ln \left(\frac{z}{1.526} \right) \right\}, \quad z = 4.58 \cdot \frac{AE_c}{Z\varepsilon}. \quad (2.19)$$

Zu einer weiteren Verschlechterung der Energieauflösung in Sampling-Kalorimetern tragen noch die Landau-Fluktuationen bei. Hierbei führen Ionisationsprozesse mit einem hohen Energieübertrag auf ein δ -Elektron zu einem hochenergetischen Ausläufer in der Energieverlust-Verteilung und damit zu einer Verbreiterung der Energieauflösung. Fluktuationen aufgrund unterschiedlicher Leckverluste können durch eine hinreichend große Dimensionierung des Detektors minimiert werden.

Spaghetti-Kalorimeter: Bei diesem Detektortyp läßt sich die Energieauflösung ähnlich wie in Gleichung (2.18) durch geometrische Kenngrößen parametrisieren [WIGM91]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a \cdot \sqrt{Rd}}{\sqrt{E}}, \quad a = 6.5\% \sqrt{\frac{\text{GeV}}{\text{mm}}}. \quad (2.20)$$

Hierbei steht R für das Volumenverhältnis von Blei zu Faser, d bedeutet den Faserdurchmesser in mm und E die Teilchenenergie in GeV. Anschaulich läßt sich die Gleichung wie folgt verstehen:

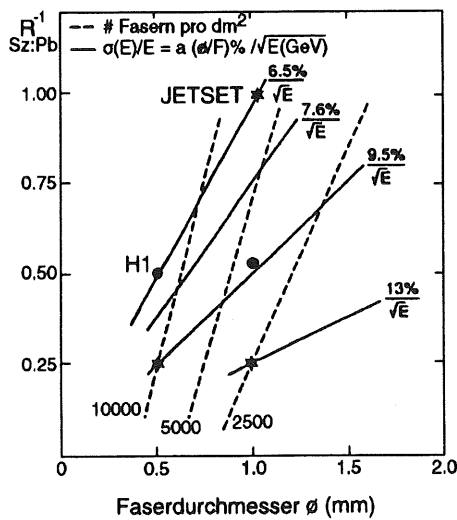


Abbildung 2.6: Energieauflösung eines Spaghetti-Kalorimeters in Abhängigkeit vom Volumenverhältnis $R^{-1} = V_{\text{Fibre}} : V_{\text{Pb}}$ und Faserdurchmesser d [DRDC91].

Die Energieauflösung verbessert sich also mit kleiner werdendem R . Die Konstante $a = 6.5\%$ wurde in Experimenten ermittelt [DRDC91]. Abbildung 2.6 zeigt die Linien gleicher Energieauflösung in Abhängigkeit vom Volumenverhältnis R und Faserdurchmesser d .

Bei einem gleichbleibenden Volumenverhältnis R zwischen passivem und aktivem Medium, führt ein immer kleiner werdender Faserdurchmesser zu einer stetigen Zunahme der Grenzfläche zwischen beiden Medien. Die Energiedeposition im Schauer erfolgt hauptsächlich durch niederenergetische Elektronen aus Compton-Streuungen und Photoeffekten. Diese Wechselwirkungen sind sehr stark von der Ordnungszahl Z des Mediums abhängig und geschehen deshalb sehr viel öfter im Blei als in den Fasern. Da die mittlere Reichweite dieser weichen Elektronen sehr gering ist, 0.7 mm bei 1 MeV, kann nur eine Anzahl $N \propto 1/d$ fasernah produzierter Elektronen zur Energiedeposition in den Fasern beitragen. Ein kleinerer Faserdurchmesser bedeutet eine höhere Sampling-Frequenz und verbessert unter diesen Bedingungen die Energieauflösung.

Andererseits führt auch eine Erhöhung des Faservolumenanteils im Detektor zu einer absoluten Zunahme der Mediengrenzfläche und somit zu einer Erhöhung des sichtbaren Energieanteils aus $N \propto 1/R$ Depositionen niederenergetischer Compton- und Photoelektronen. Die

3. Monte-Carlo-Simulation eines Schauerprozesses

Das materialunabhängige Modell für elektromagnetische Schauer, wie es in Kapitel 2 dargelegt wurde, enthält grobe Näherungen und liefert nur Aussagen über das mittlere Schauerverhalten. Es reicht somit für eine detaillierte Beschreibung des Schauerhaltens in einer komplexen Detektorgeometrie nicht aus.

Deshalb werden Monte-Carlo-Simulationsprogramme verwendet. Die Auswahl der möglichen Reaktionen der Schauerteilchen und deren nächste Weglänge wird durch Zufallszahlen bestimmt. Die Auftrittswahrscheinlichkeit einer Reaktion wird dabei mit dem Wechselwirkungsquerschnitt der Reaktion gewichtet, welcher von Art und Energie des betreffenden Teilchens sowie den Eigenschaften des aktuellen Materials abhängig ist. Jedes einzelne Teilchen wird solange durch das Detektorvolumen verfolgt, bis es seine gesamte kinetische Energie abgegeben oder sich durch eine entsprechende Wechselwirkung umgewandelt hat. Die Vorteile dieses Verfahrens bestehen darin, daß es nur geringe Näherungen der grundlegenden quantenelektrodynamischen Einzelprozesse enthält und durch seine statistische Natur auch die Schauerfluktuationen beschreiben kann.

3.1 Das EGS4-Programmpaket

In dieser Arbeit wurde das Programmpaket EGS4¹ verwendet, welches 1985 von Nelson, Hirayama und Rogers [NELS85] zur Simulation von elektromagnetischen Teilchenschauern in der mittlerweile vierten Version bereitgestellt wurde. Es ermöglicht die Simulation des Transportes und der Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen in beliebigen Detektorgeometrien für Teilchenenergien von einigen zehntel keV bis zu einigen tausend GeV. Das Programmpaket ist in der am SLAC² weiterentwickelten Programmiersprache MORTRAN3 geschrieben [COOK83]. MORTRAN ist eine erweiterte Form der Sprache FORTRAN und zeichnet sich insbesondere durch die Verwendung von Blockstrukturen und Macrodeklarationen aus.

Damit das Programm für alle erdenklichen Materialien und Detektorgeometrien einsetzbar ist, wurde es sehr modular konzipiert, wie es anhand der Abbildung 3.1 zu erkennen ist. Die Struktur eines EGS4-Programms kann in zwei Teilen, den sogenannten *EGS-Code* und den *USER-Code*, unterteilt werden. Letzterer symbolisiert diejenigen Routinen, welche vom Anwender selber zu entwickeln sind. Im einzelnen handelt es sich dabei um das Hauptprogramm MAIN, um die Geometriebeschreibung in der Routine HOWFAR, sowie um die „Buchhaltungsroutine“ AUSGAB.

¹Electron-Gamma-Shower, 4. Version

²Stanford Linear Accelerator Center

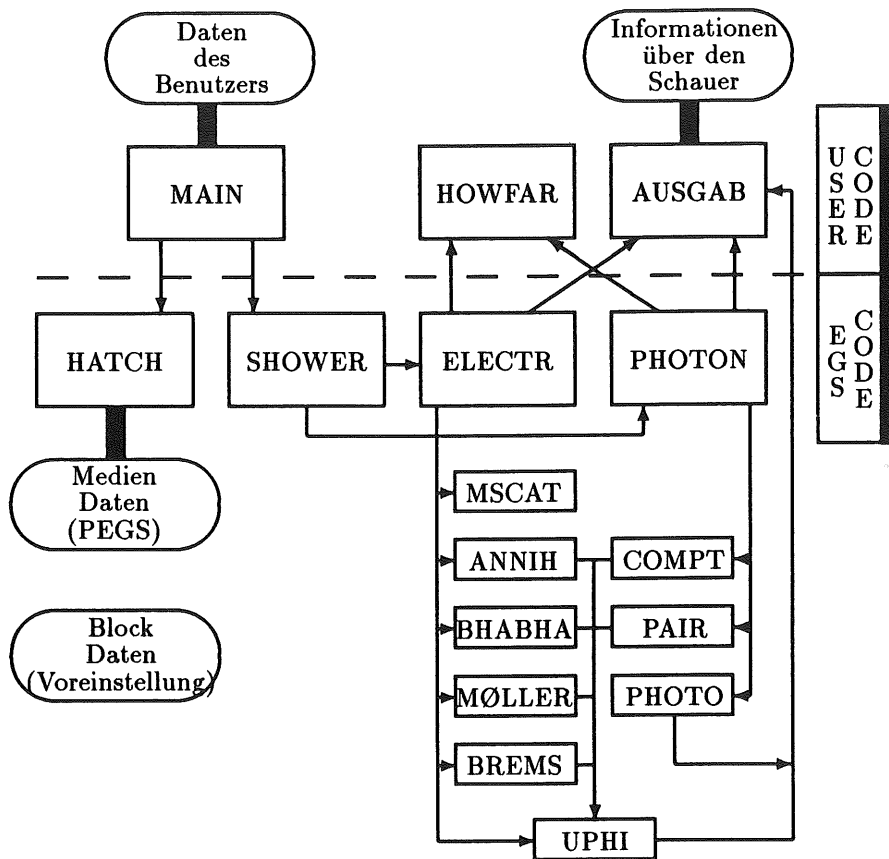


Abbildung 3.1: Flußdiagramm eines EGS4-Programms [NELS85].

Die freie Wahl der Materialien wird durch das Programm PEGS4³ ermöglicht. Bevor mit den eigentlichen Simulationen begonnen werden kann, werden diesem Programm wichtige materialspezifische Parameter zu jedem verwendeten *Medium* übergeben. Im einfachsten Fall ist das bei einem Element nur die Kernladungszahl. Optional können noch Dichte und Atomgewicht angegeben werden. Sollen Materialdaten für Verbindungen oder Gemische bereitgestellt werden, ist die Dichte, Anzahl und Art der Elemente, sowie deren Volumen- oder Massenanteile anzugeben.

PEGS4 berechnet aus diesen Angaben für Elektronen und Positronen im Gesamtenergieintervall $E \in \{AE, UE\}$, sowie für Photonen im Energieintervall $E \in \{AP, UP\}$ eine Reihe von Funktionen und Zahlenwerten, die für die Simulation benötigt werden, wie zum Beispiel Wirkungsquerschnitte der einzelnen Wechselwirkungsprozesse⁴. PEGS4 unterteilt das Energieintervall in Unterintervalle und berechnet stückweise lineare Interpolationen der jeweiligen Funktionen in Abhängigkeit von $\ln(E - m_e)$, wobei die Ober- und Untergrenzen des Energieintervalls vom Benutzer vorgegeben werden müssen. Das Intervall wird vom

³Preprocessor for EGS4

⁴EGS4 wird dadurch in die Lage versetzt elektromagnetische Schauer mit einer maximalen Teilchenenergie von UE MeV für Elektronen, beziehungsweise UP MeV für Photonen zu simulieren. Unterhalb einer energetischen Grenze von AE (AP) MeV für Elektronen (Photonen) ist eine Teilchenverfolgung nicht mehr möglich.

Programm solange in immer kleinere unterteilt, bis der Unterschied zwischen Funktion und stückweiser linearer Interpolation kleiner als 1% wird. Zum Schluß werden die Koeffizienten der angepaßten Geradenstücke in tabellarischer Form auf einem Datensatz gespeichert. Von dort aus kann EGS4 zu Beginn einer Simulation mittels der Subroutine HATCH auf die benötigten Materialdaten zugreifen.

Im Mittelpunkt der Aufgaben des Anwenders steht die Entwicklung der Routine HOWFAR. Sie enthält eine möglichst exakte Beschreibung der zu simulierenden Detektorgeometrie in einer für EGS4 geeigneten Form. Dem Benutzer des Programms stehen dabei zwei wichtige topologische Elemente zur Verfügung:

- Die kleinste, in EGS4 beschreibbare Geometrieinheit ist eine *Region*. Die Region stellt eine geometrische Einheit des Detektors dar und wird durch ihre Grenzen festgelegt. Wenn genügend Speicherkapazität auf dem Computer zur Verfügung steht, ist es am einfachsten, wenn Regionsgrenzen und physikalische Grenzen miteinander übereinstimmen.
- Jeder Region wird im Hauptprogramm MAIN eine *Medium*-Nummer zugeordnet. Jedem Medium entspricht ein zuvor mit dem Programm PEGS4 berechneter Satz von Materialkonstanten. Eine einzige physikalische Substanz kann in verschiedene Regionen aufgeteilt werden. Dadurch lassen sich kompliziert geformte Detektorabschnitte leichter beschreiben.

Im Hauptprogramm MAIN wird die Energie des primären Teilchens, seine Startkoordinaten sowie seine Flugrichtung vom Benutzer festgelegt. Durch Aufruf der Routine SHOWER wird jeweils ein elektromagnetischer Schauer simuliert.

HOWFAR wird von den Routinen ELECTR und PHOTON, welche die Elektronen, Positronen und Photonen transportieren, immer dann aufgerufen, wenn ein Teilchentransport um die Strecke USTEP ausgeführt werden soll. Dabei werden Art, Energie, Ort, Region und Bewegungsrichtung des gerade betrachteten Teilchens übergeben. HOWFAR entscheidet nun, ob das Teilchen den Schritt USTEP in der aktuellen Region zurücklegen kann, ohne Grenzen zu benachbarten Regionen zu überschreiten. Andernfalls wird die Schrittlänge derart reduziert, daß das Teilchen im nächsten Transportschritt genau den Rand der neuen Region erreicht. EGS4 wechselt die Materialeigenschaften der neuen Region entsprechend.

Mittels der Routine AUSGAB kann sich der Benutzer die für ihn wesentlichen, wichtigen Informationen während der Schauersimulation ausgeben lassen. AUSGAB wird standardmäßig in den folgenden Fällen aufgerufen:

1. Falls ein Transport des aktuellen Teilchens um die Strecke TVSTEP bevorsteht. TVSTEP bezeichnet die von EGS4 endgültig festgelegte, aufgrund von Vielfachstreuungen krummlinige Strecke, um die sich das Teilchen weiterbewegen soll.
2. Falls eine Energiedeposition mit dem Betrag EDEP stattgefunden hat.
3. Falls das Teilchen im nächsten Schritt aus der Simulation gelöscht werden soll, weil seine Energie die PEGS4-Untergrenzen AE, bei Elektronen oder AP, bei Photonen, unterschritten hat oder weil die EGS4-Abschneideenergien ECUT, beziehungsweise PCUT erreicht worden sind.

Darüberhinaus kann mittels des Feldes IARG(1...25) in MAIN festgelegt werden, bei welchen Wechselwirkungsprozessen AUSGAB ebenfalls aufgerufen werden soll. So können zusätzliche Informationen gesammelt werden.

3.2 Beschreibung verschiedener Spaghetti-Kalorimetermodelle innerhalb von EGS4

Bei der geometrischen Beschreibung eines Spaghetti-Kalorimeters kann die symmetrische Faseranordnung ausgenutzt werden. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß sich die einzelnen szintillierenden Fasern parallel zueinander, entlang der z -Achse in Blei eingebettet, erstrecken. In der vorliegenden Arbeit werden drei unterschiedliche Faseranordnungen untersucht. Diese werden im folgenden mit Modell A, Modell B, und Modell C bezeichnet. Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau jeweils einer Einheitszelle und deren nächste Nachbarn, aus deren Wiederholung in x - und y -Richtung sich die verschiedenen Testkalorimeter ergeben. Der Faserabstand a wird dabei durch das Volumenverhältnis von Blei zu Faser $R = V_{Pb} : V_{Faser}$ und den Faserdurchmesser d_{Faser} festgelegt.

Im einfachsten Modell A, welches in Abbildung 3.2, oben links, gezeigt ist, sind die Fasern senkrecht zur x, y -Ebene in einem quadratischen Gitter angeordnet. Für das Volumenverhältnis gilt:

$$R = \frac{4}{\pi} \left(\frac{a}{d_{Faser}} \right)^2 - 1. \quad (3.1)$$

Die Fasern sind im Modell A ohne Zwischenraum vollständig mit Blei umschlossen.

Im Modell B sind die Fasern hexagonal angeordnet. Wie die Abbildung 3.2, oben rechts, zeigt, haben alle Fasermittelpunkte zu allen Fasermittelpunkten der nächsten sechs Nachbarn identische Abstände a . In diesem Simulationsmodell ist ein gegenüber dem Faserdurchmesser d_{Faser} etwas größerer Durchmesser d_{Pb} der Bleiaussparung wählbar. Die szintillierenden Faser bestehen hier aus zwei Teilen: einem Faserkern aus Polystyrol und einer Faserummantelung aus Plexiglas. Die Faserummantelung dient in der Realität dazu, das im Faserkern erzeugte Szintillationslicht an der Grenzfläche zu reflektieren und somit das Licht durch die Faser zu leiten. Plexiglas hat mit $n_1 = 1.49$ einen kleineren Brechungsindex als Polystyrol mit $n_2 = 1.59$. Licht, das unter einem Winkel größer als $\theta_G = \arcsin(n_2/n_1) = 69.6^\circ$ zur Normalen des Fasermantels auf die Grenzfläche trifft, wird totalreflektiert und kann somit nicht aus dem Faserkern heraustreten. Die Lichtleitung wird in den durchgeführten Simulationen nicht berücksichtigt. Es wird angenommen, daß die im Faserkern deponierte Energie proportional zur Intensität des dort produzierten Lichtes ist.

Im Simulationsmodell B kann ein Freiraum zwischen dem äußeren Durchmesser der Faser und dem Durchmesser der Bleiaushöhlung eingefügt werden. Damit läßt sich die in Abbildung 2.5 gezeigte Konstruktionsmethode besser beschreiben. Der Freiraum ist in der Realität aufgrund von unvermeidbaren Toleranzen des Faserdurchmessers notwendig. Hierbei entsteht zwangsläufig ein Leerraum mit einem Bruchteil f_{leer} des Detektorvolumens und an der Frontfläche des Detektors. Das Volumenverhältnis R und der Leerraumanteil f_{leer} lassen

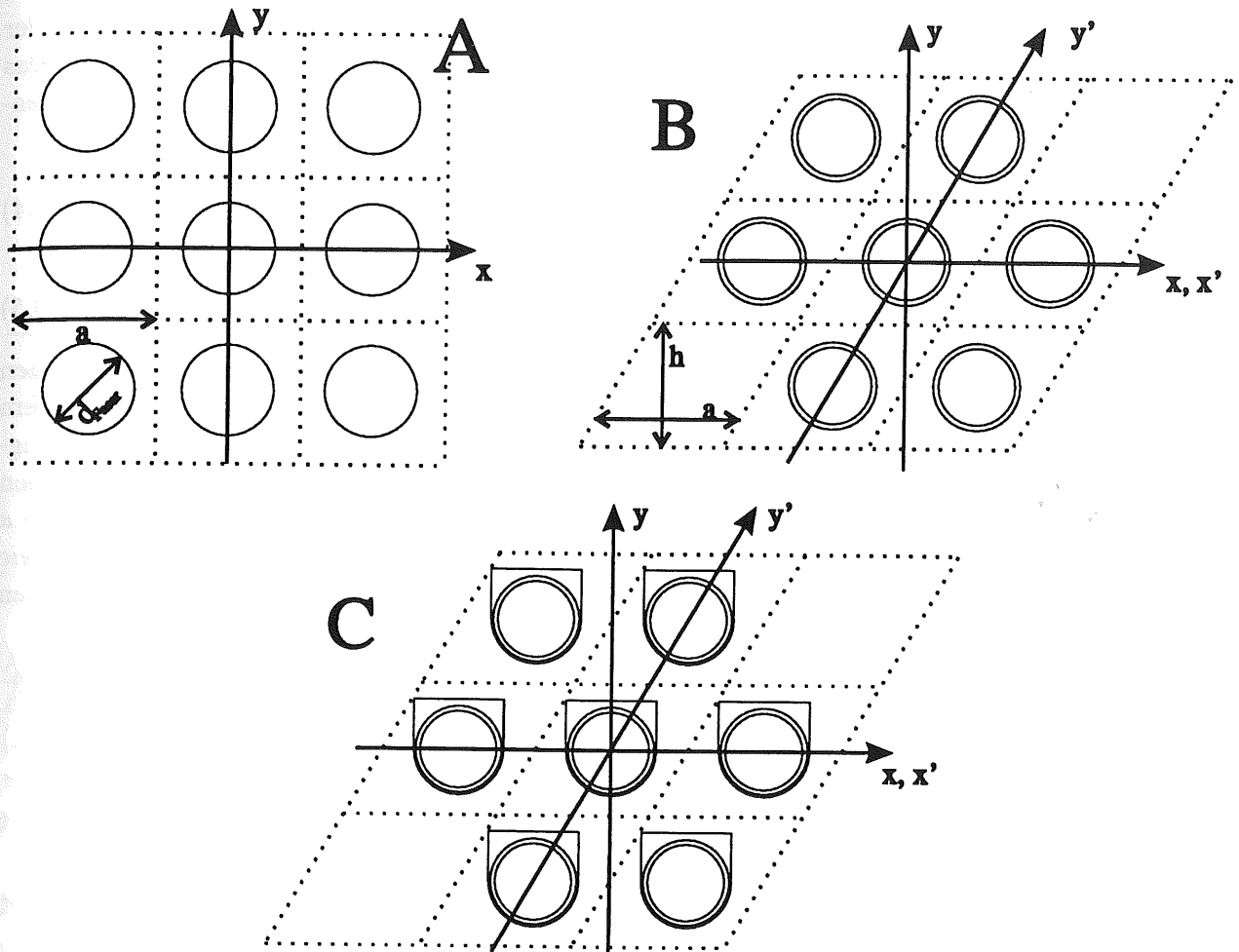


Abbildung 3.2: Die verschiedenen Einheitszellen mit ihren nächsten Nachbarn für die drei Kalorimetermodelle A, B und C. Aus der Translation der jeweiligen Einheitszelle in x - und y -Richtung wird das jeweilige Spaghetti-Kalorimeter aufgebaut.

sich hier mit

$$R = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \cdot \left(\frac{a}{d_{Faser}} \right)^2 - \left(\frac{d_{Pb}}{d_{Faser}} \right)^2, \quad (3.2)$$

$$f_{leer} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \cdot \frac{d_{Pb}^2 - d_{Faser}^2}{a^2} \quad (3.3)$$

beschreiben.

Das Modell C entspricht der Anordnung, welche bei der Erneuerung des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters am H1-Detektor verwendet werden soll. Die szintillierenden Fasern werden, wie in Abbildung 3.2 (unten) dargestellt, jeweils in eine U-förmige Aushöhlung einer 0.76 mm dicken Bleischicht gelegt.

In einer 29.94 mm breiten Bleischicht befinden sich 34 Fasern. 40 solcher übereinander gestapelter Schichten bilden mit insgesamt 1360 Fasern ein Modul mit nahezu quadratischer Frontfläche. Die Frontfläche eines solchen Moduls ist 9.1 cm². Im Detektorquerschnitt,

siehe Abbildung 1.6, sind die einzelnen Module gut zu erkennen. Die Fasern werden an der Rückseite gebündelt und zusammen einem Sekundärelektronenvervielfacher zugeführt. Das Bleivolumen verringert sich nun noch wegen der zusätzlichen Höhe der U-Form. Volumenverhältnis und Leerraumanteil lauten in diesem Falle:

$$R = \frac{4ah}{\pi d_{Faser}^2} - \left(\frac{d_{Pb}}{d_{Faser}} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(1 + \frac{2\delta}{d_{Pb}} \right) \right), \quad (3.4)$$

$$f_{leer} = \frac{d_{Pb}^2 \left(\frac{\pi}{2} + 2 \left(1 + \frac{2\delta}{d_{Pb}} \right) \right) - \pi d_{Faser}^2}{4ah}. \quad (3.5)$$

Dabei ist h die Dicke der Bleiplatten. Wegen des geforderten gleichen Abstands zwischen zwei beliebigen Fasern ergibt sich: $h = \sqrt{3}/2 \cdot a$. Die Höhe der U-Form ist gegenüber dem Durchmesser d_{Pb} der U-Form um den Betrag δ vergrößert. Das dient dazu, Ungleichförmigkeiten bei der Herstellung der U-Profile auszugleichen, damit sich die Fasern sicher in den Formen plazieren lassen. Die Tabellen 3.1 geben einen Überblick über die Faserabstände a und Leerraumanteile f_{leer} , welche sich aus den geometrischen Abmessungen der Fasern sowie den unterschiedlichen Volumenverhältnissen R mit den Gleichungen (3.1) bis (3.5) ausrechnen lassen.

R	d_{Faser} [mm]	a [mm]
4:1	1.0	1.982
4:1	0.5	0.991
2:1	1.0	1.535
2:1	0.5	0.767

Quadratische Faseranordnungen

R	d_{Faser} [mm]	d_{Pb}	a [mm]	f_{leer} [%]
4:1	1.00	1.02	2.138	0.80
2:1	0.50	0.52	0.836	2.65
2:1	0.50	0.50	0.825	0
1.75:1	0.50	0.50	0.790	0

Hexagonale Faseranordnungen

R	d_{Faser} [mm]	d_{Pb}	δ [mm]	a [mm]	f_{leer} [%]
2:1	0.50	0.52	0.03	0.866	9.34
2:1	0.50	0.52	0	0.856	7.10
2:1	0.50	0.50	0	0.843	4.36
2.11:1	0.50	0.52	0.03	0.880	9.04

Hexagonale Faseranordnungen und Fasern in der U-Form

Tabelle 3.1: Fasermittelpunktabstände a und Leerraumanteile f_{leer} in Abhängigkeit vom Volumenverhältnis R , Faserdurchmesser d_{Faser} , Faserformdurchmesser d_{Pb} bei verschiedenen Faseranordnungen.

3.2.1 Maße der Testkalorimeter

Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt genau im Mittelpunkt des Kalorimeters. Die äußeren Abmessungen der simulierten Testkalorimeter sind mittels der Variablen d_z , a und w einstellbar. Die Kantenlänge in z -Richtung, der Einfallsrichtung der

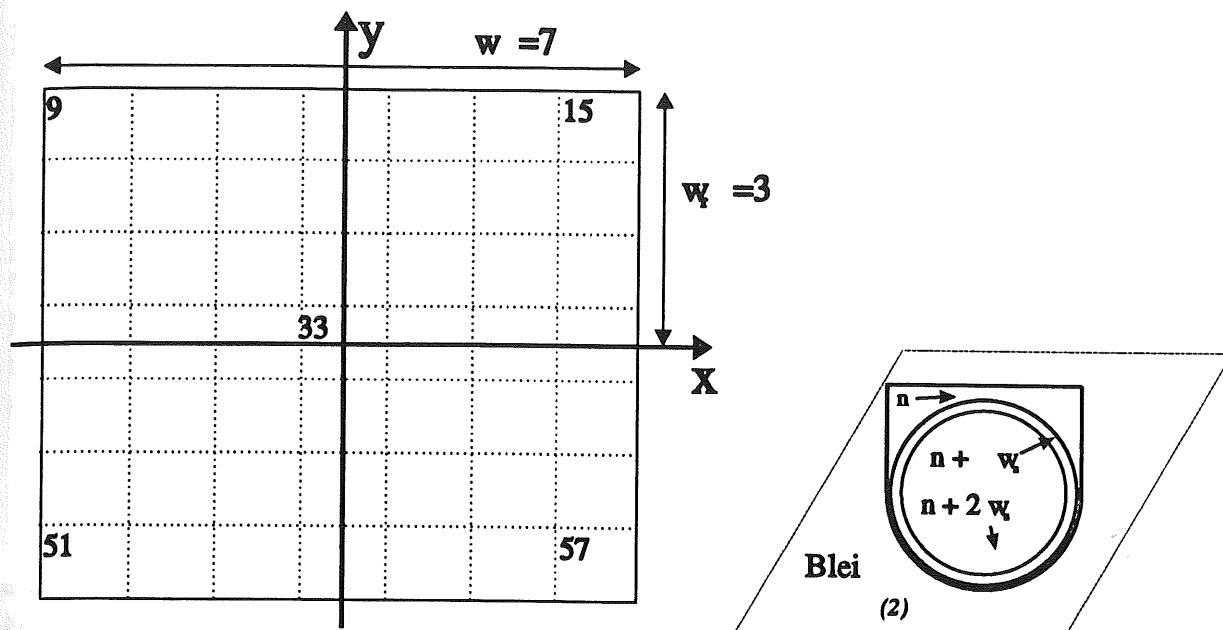


Abbildung 3.3: Links: Organisation der einzelnen Faserregionen durch ein Netz über den Kalorimeterquerschnitt. Das Netz kann man sich bei einer quadratischen Faseranordnung in (x, y) -Richtung erstreckt denken. Bei der hexagonalen Faseranordnung ist das Netz schiefwinklig. Zur Illustration der Größen wurde einer Anzahl von $w = 7$ Fasern in x - und y -Richtung verwendet. Rechts: Zuordnung der Regionsnummern in einer Netzzelle.

hochenergetischen Elektronen, beträgt $2 \cdot dz$. Die Größe a bezeichnet den Abstand zwischen zwei Fasermittelpunkten. w bezeichnet die Anzahl der Fasern in x - und y -Richtung. Das Kalorimeter besteht somit aus $w_s = w^2$ Fasern und im Falle des U-Form-Modells aus $w_{max} = 3 \cdot w^2 + 8$ unterschiedlichen Regionen. Der zusätzlich addierte Summand ist für die Leckverlust-Statistik notwendig. Für die vom Programm zu verwaltenden Variablen ergibt sich bei einem Modul des Modells C mit 299 Fasern in x - und y -Richtung ein Speicherplatzbedarf von 16.4 MegaByte.

Im folgenden werden häufig die Größen $w_d = (w + 1)/2$ und $w_r = w_d - 1$ benötigt. Hier steht w_r für die Anzahl der quadratischen Faserschalen um die Zentralfaser. Die für die Berechnungen ebenfalls wichtige Regionsnummer der zentralen Faser lautet:

$$w_{center} = 2 \cdot w_s + w \cdot w_r + w_d + 8 \quad (3.6)$$

In Abbildung 3.3 sind diese Zusammenhänge verdeutlicht.

In den Simulationen wurde im Modell A $w = 99$ gesetzt. In den Modellen B und C stets $w = 299$ verwendet. Im Modell C ergibt sich mit einem Faserabstand $a = 0.88$ mm eine Kantenlänge in x -Richtung von 263.12 mm und eine Höhe von 227.87 mm in y -Richtung bei den beiden in Abbildung 3.2 gezeigten hexagonalen Faseranordnungen. Diese gewählten Abmessungen reichen aus, um den elektromagnetischen Schauer in transversaler Richtung nahezu vollständig zu absorbieren.

Aus dem spatförmigen Querschnitt des Detektors ergibt sich dann ein kürzester Abstand vom Mittelpunkt der zentralen Faser w_{center} zum Rand bei $R=2:1$ zu 11.4 cm, circa 6.5

Material	$\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$	$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\min} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$	$X_0 [\text{cm}]$	$\epsilon [\text{MeV}]$	$R_m [\text{cm}]$
Blei	11.35	12.60	0.56	7.07	1.68
Polystyrol ⁵	1.03	1.84	42.44	78.00	11.53
Plexiglas ⁶	1.18	2.10	34.37	72.03	10.12
Luft ⁷	1.29	0.0022	30420	66.71	9667
4:1, 1 mm(ohne Cladding & Luft)	9.28	12.36	0.70	8.64	1.72
4:1, 1 mm(ohne Luft)	9.29	12.36	0.70	8.64	1.72
2:1, .5 mm(ohne Luft)	7.92	12.12	0.84	10.13	1.75
2:1, .5 mm	7.71	12.13	0.86	10.40	1.75
1.75:1, .5 mm(ohne Luft)	7.61	12.06	0.87	10.54	1.76
2:1, .5 mm(Luft im „U“)	7.13	12.11	0.93	11.25	1.75
2:1, .5 mm(Cladding füllt „U“)	7.24	11.97	0.93	11.08	1.77

Tabelle 3.2: Physikalische Eigenschaften von Materialien, die beim Spaghetti-Kalorimeterbau und in der Simulation Verwendung finden. Die Daten wurden mit dem Programm PEGS4 berechnet. In der unteren Tabellenhälfte sind unterschiedliche Kalorimetertypen durch R und d_{Faser} klassifiziert. Falls nicht angemerkt, besitzen die Fasern eine 30 μm dicke Faserum-mantelung und liegen in einer luftenthaltenden, runden Form, deren Durchmesser 20 μm größer als der der Faser ist.

Molière-Radien entsprechend. In der Tabelle 3.2 sind wesentliche physikalische Größen von Materialien aufgeführt, die beim Spaghetti-Kalorimeterbau und bei der Simulation verwendet werden. Sie wurden mit dem Programm PEGS4, beziehungsweise mit den Formeln:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_{i=1}^m v_i \frac{1}{X_{0i}}, \quad \text{mit dem Massenbruchteil } v_i = \frac{n_i A_i}{\sum_{i=1}^m n_i A_i}, \quad (3.7)$$

$$\rho = \sum_{i=1}^m v'_i \rho_i, \quad \text{mit dem Volumenbruchteil } v'_i = \frac{V_i}{\sum_{i=1}^m V_i}, \quad (3.8)$$

$$\left\langle \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\min} \right\rangle = \sum_{i=1}^m w_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\min i}, \quad (3.9)$$

$$\epsilon = \left\langle \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\min} \right\rangle \cdot X_0, \quad (3.10)$$

$$R_m = \frac{21.2 \text{ MeV}}{\epsilon} \cdot X_0 \quad (3.11)$$

berechnet. Auffällig ist die kurze Strahlungslänge und der kleine Molièreradius bei allen untersuchten Zusammensetzungen. Dies erlaubt eine sehr kompakte Kalorimeterbauweise, wie es bei der Erneuerung des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters des H1-Detektors gefordert wird.

⁵[C₈H₈]_n

⁶Polymethylmetacrylat (PMMA), C₅H₈O₂

⁷verwendete Zusammensetzung: 78% N₂, 21% O₂, 1% Ar. Die Dichte ist in g/l angegeben.

3.2.2 Ein Algorithmus zur Faseridentifikation

Um den Schauer durch den Detektor zu transportieren, benötigt EGS4 stets die Information, in welcher Region sich das aktuelle Teilchen befindet, siehe Abschnitt 3.1. Um zu entscheiden ob das Teilchen im nächsten Transportschritt der Länge USTEP eine Regionsgrenze überschreiten könnte, muß in der Geometrie-Subroutine HOWFAR der kürzeste Abstand zur nächsten Nachbarregion ermittelt werden. Die dazu verwendete Vorgehensweise wird am Beispiel der Fasern in der U-förmigen Aushöhlung, dem Modell C, aufgezeigt. In diesem Modell wird der gesamte Detektor in x', y' -Richtung mit einem Netz überzogen. Siehe Abbildung 3.2 (unten). Jede Zelle dieses Netzes enthält, von außen nach innen her betrachtet, vier unterschiedliche Regionen:

- Die äußerste Region besteht in allen Zellen aus Blei. Ihr ist in allen Zellen die Regionsnummer 2 zugeordnet. Ein Teilchen in einer solchen Region kann nach dem nächsten Transportschritt entweder im Blei bleiben oder von außen her in eine U-Form eindringen.
- Die darauffolgende Region ist in allen Zellen eine U-Form. Jede U-Form besitzt eine individuelle Regionsnummer. Ein Teilchen in der U-Form verbleibt nach dem nächsten Transportschritt in der U-Form oder es dringt von außen her in die Fasermantelregion ein oder es verläßt die U-Form in Richtung Blei.
- Der äußere Teil der Fasern wird jeweils mit einer Fasermantelregion beschrieben. Ein Teilchen verbleibt entweder darinnen oder es dringt in die Faserkern- oder die U-Region ein.
- Die Faserkern-Region ist der innerste Teil jeder Zelle. Die in diesen Regionen von den Teilchen deponierte *sichtbare* Energie ist proportional zur im gesamten Detektor deponierten Schauerenergie und somit letztendlich ein Maß für die Energie des primären Teilchens. Ein Teilchen in einer solchen Region kann diese höchstens nach außen hin in die Faserummantelung verlassen.

Befindet sich ein Teilchen im Blei und überschreitet es im nächsten Transportschritt eine der äußeren physikalischen Grenzen des Detektors, so wird es aus der Simulation herausgenommen. Werden die Grenzen in x - oder y -Richtung überschritten so trägt das Teilchen zu den *transversalen Leckverlusten* bei, siehe Abbildung 3.4. Teilchen, die ihre Energie nicht vollständig im Detektorvolumen zu deponieren vermochten, tragen durch Verlassen des Detektors parallel zur Einfallrichtung des primären Teilchens zu den *longitudinalen Leckverlusten* bei. In positiver z -Richtung wird die nicht nachgewiesene Energie häufig als *Tail* bezeichnet. Leckverluste in negativer z -Richtung führen zur sogenannten *Albedo*, auf die im Kapitel 5 detailliert eingegangen wird. Teilchen, die sich im Detektorvolumen, jedoch nicht im Blei, befinden, können die äußeren Grenzen des Detektors lediglich in z -Richtung verlassen.

Im folgenden wird auf den Transport eines Teilchens durch das Kalorimetermodell C näher eingegangen. Angenommen, ein Schauerteilchen befindet sich im Blei und in HOWFAR soll entschieden werden, ob das Teilchen im nächsten Transportschritt der Länge USTEP von außen her in eine U-Form eindringt. Es wird wie folgt vorgegangen:

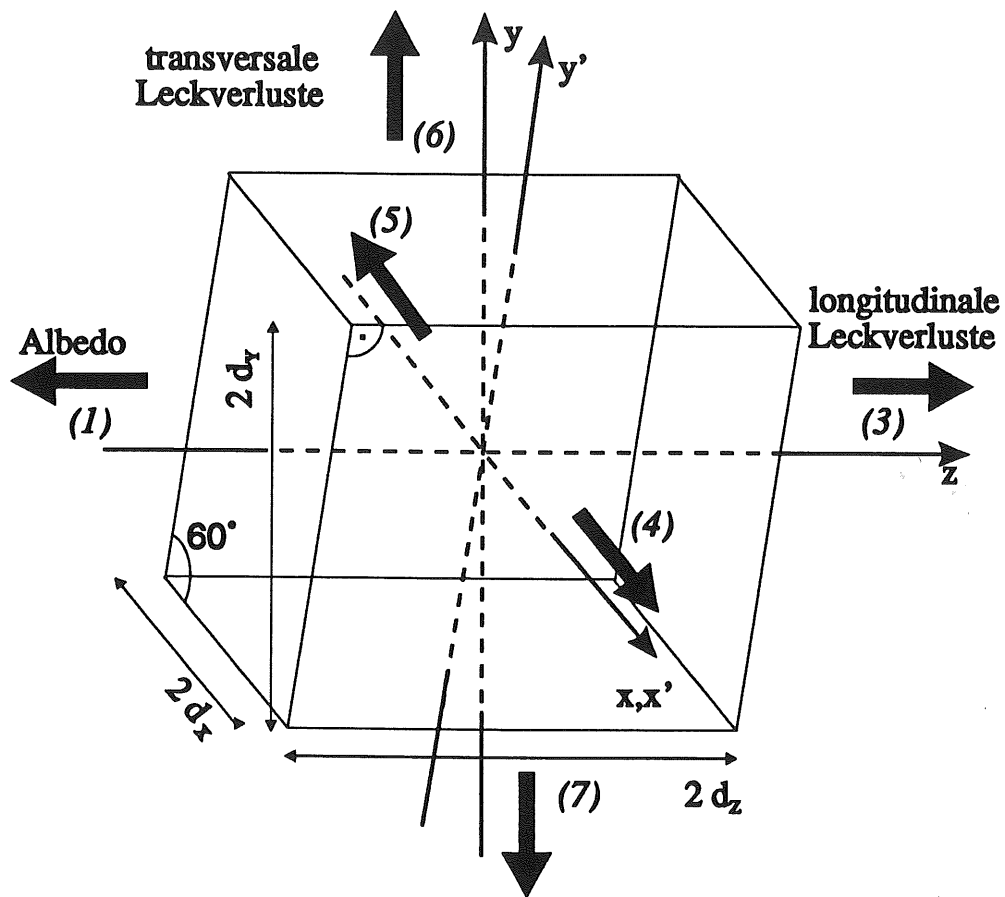


Abbildung 3.4: Orientierung des Spaghetti-Kalorimeters im Raum. Die einzelnen Fasern erstrecken sich parallel zur z -Achse. Der Nullpunkt des eingetragenen, schiefwinkligen Koordinatensystems befindet sich im Detektormittelpunkt. Die kursiv geschriebenen Ziffern bezeichnen die sich unmittelbar um den Detektor herum befindlichen Grenzregionen. Sie werden für die Leckverlust-Statistik gebraucht.

1. Bekannt sind die Teilchenkoordinaten (x, y, z) , sowie die Koordinaten des Richtungsvektors (u, v, w) im ungestrichenen, rechtwinkligen Koordinatensystem $K(x, y)$.
2. Es wird der Endpunkt mit den Koordinaten (x_e, y_e, z_e) einer Strecke der Länge U_{STEP} , ausgehend von (x, y, z) , bestimmt. Liegt der Endpunkt außerhalb der physikalischen Grenzen des Kalorimeters, so wird ein neuer Endpunkt bestimmt, der sich auf dem Detektorrand befindet.
3. Es wird eine Koordinatentransformation in das System $K'(x', y')$ durchgeführt, die durch eine Scherung um 30° in x -Richtung, mit einem Angriffspunkt auf der positiven y -Achse, beschrieben wird. Die z -Koordinate bleibt unverändert. Die Gleichungen für eine Transformation vom rechtwinkligen in das schiefwinklige Koordinatensystem

lauten:

$$\begin{aligned}x'(x, y) &= x - \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot y \\y'(x, y) &= \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot y.\end{aligned}\quad (3.12)$$

Die Umkehrtransformation ergibt sich somit zu:

$$\begin{aligned}x(x', y') &= x' + \frac{1}{2} \cdot y' \\y(x', y') &= \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot y'.\end{aligned}\quad (3.13)$$

4. Nun werden zunächst die Regionsnummern $n(i)$ mit $i \in 1 \dots m$ der m U-Formen solcher Zellen des über das Kalorimeters gelegten Netzes bestimmt, die von der berechneten Teilchenbahn zwischen Anfangs- und Endpunkt berührt werden. Hierzu werden folgende Formeln verwendet:

$$\begin{aligned}n_x &= \text{int}\left(\frac{x'}{a} + w_d + \frac{1}{2}\right) \\n_y &= w - \text{int}\left(\frac{y'}{a} + w_d + \frac{1}{2}\right) \\n(i) &= w \cdot n_y + n_x + 8.\end{aligned}\quad (3.14)$$

Die int-Funktion liefert als Resultat den ganzzahligen Teil des übergebenen Arguments.

5. Im nächsten Schritt wird in einer Schleife von $i = 1$ bis m geprüft, ob die Teilchenbahn eine der m U-Formregionen $n(i)$ schneidet. Dazu werden für jede Region $n(i)$ die zugehörigen Fasermittelpunktskoordinaten (x_c, y_c) durch eine Umkehrung der Gleichungen (3.14) ermittelt:

$$\begin{aligned}n_{x'} &= \frac{n(i) - 9}{w} \\n_{y'} &= n(i) - 8 - w \cdot n_y \\x' &= a \cdot (n_{x'} - w_d) \\y' &= a \cdot (w_d - n_{y'} - 1) \\x_c &= x(x', y') \\y_c &= y(x', y')\end{aligned}\quad (3.15)$$

Die auf einen möglichen Schnittpunkt mit der Teilchenbahn zu prüfenden Ränder der U-Form ergeben sich dann automatisch aus den, für jedes Faser-U-Form-System gleichen, geometrischen Maßen.

6. Wird die Begrenzung der i -ten U-Form geschnitten, so wird $n(i)$ die neue Region und USTEP wird auf eine solche Länge reduziert, daß die Teilchenkoordinaten genau auf dem U-Formrand liegen. An dieser Stelle muß jedoch dafür Sorge getragen werden,

daß die z -Koordinate dieses Grenzflächenortes noch im Kalorimetervolumen liegt. Ist das nicht der Fall, muß das Teilchen ebenfalls aus der Simulation herausgenommen werden. Falls überhaupt kein Schnittpunkt festgestellt wird, setzt das Teilchen seinen Weg im Blei fort.

Befindet sich das zu transportierende Schauerteilchen innerhalb einer U-Form oder einer Faser, so ist die gegewärtige Regionsnummer bekannt. Mit den Gleichungen (3.15) kann in diesem Falle der Zellenmittelpunkt bestimmt werden. Die Abmessungen des Faser-Formsystems relativ zum Zellenmittelpunkt sind fest, so daß die Überprüfung auf ein Überschreiten der gegenwärtigen Regionsgrenze auf eine Abstandsbestimmung zur Grenzfläche in Teilchenbewegungsrichtung reduziert ist.

3.3 Festlegung der Abschneideenergien ECUT und PCUT

Die Wirkungsquerschnitte einiger elektromagnetischer Elementarprozesse divergieren, wenn die Teilchenenergie gegen Null geht. Als Beispiel sei die Infrarot-Katastrophe bei der Bremsstrahlung genannt. Als Folge davon steigt die Anzahl der zu berechnenden Wechselwirkungen und damit die Rechenzeit bei abnehmender Teilchenenergie stark an.

Das Simulationsprogramm muß somit eine Möglichkeit bereitstellen, die benötigte Rechenzeit in Grenzen zu halten. Ein Weg ist die Einführung von *Abschneideenergien*, meist *Cutoff-Energien* genannt, so daß Teilchen mit einer kleineren Energie vom Programm nicht mehr weiter transportiert werden und stattdessen ihre Energie lokal deponieren. Dieses Verfahren ist physikalisch gerechtfertigt, da sehr niederenergetische Teilchen ihre Energie nur in einem kleinen Raumwinkelbereich deponieren

Vor der Untersuchung einer neuen Detektorgeometrie sollte stets eine Bestimmung der Elektron- und Photonabschneideenergien, $ECUT = E_{e,kin} + m_e$ und $PCUT = E_\gamma$, erfolgen, um ein Optimum zwischen genauen physikalischen Resultaten und Rechenzeitverbrauch zu erzielen. Denn der Letztere steigt zu niedrigen Abschneideenergien stark an, weil viel mehr Wechselwirkungen im Detektorvolumen simuliert werden müssen.

Treten während der Simulation Elektronen mit einer totalen Energie kleiner als ECUT auf, beziehungsweise Photonen mit einer kleineren Energie als PCUT, so werden die Teilchen nicht weitertransportiert. Sie werden aus der Simulation herausgenommen und ihre Energie wird am Teilchenort deponiert. Das ist allerdings ein direkter Eingriff in die Gesamtpurlänge S aller Teilchen im Schauer und beeinflußt darum die deponierte, insbesondere die sichtbare Energie und vor allem die Auflösung. Siehe hierzu Gleichung (2.18) und Abschnitt 4.3. Die Abschneideenergien sind dann gut gewählt, falls sich die sichtbare Energie und die Energieauflösung bei noch niedrigen Cuts nicht mehr signifikant ändern. Eine sehr umfangreiche Studie dieser Art ist an elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimetern durchgeführt worden [BORR87]. Dort ergaben sich die optimalen Parameter: $ECUT=1.0$ MeV, $PCUT=0.1$ MeV.

Mit diesen Parametern wurden zunächst auch die Simulationen mit den unterschiedlichen Spaghetti-Kalorimetern durchgeführt. Im Laufe der Arbeit zeichneten sich jedoch größere Diskrepanzen zwischen den erhaltenen Resultaten und Ergebnissen anderer Untersuchungen ab. Daher wurde eine Bestimmung der optimalen Elektron-Abschneideenergie nachgeholt. Die anschließend errechneten Werte stimmen besser mit den allgemein akzeptierten überein. Abbildung 3.5, oben, zeigt die Variation des sichtbaren Energieanteils E_{vis} eines 5-GeV-

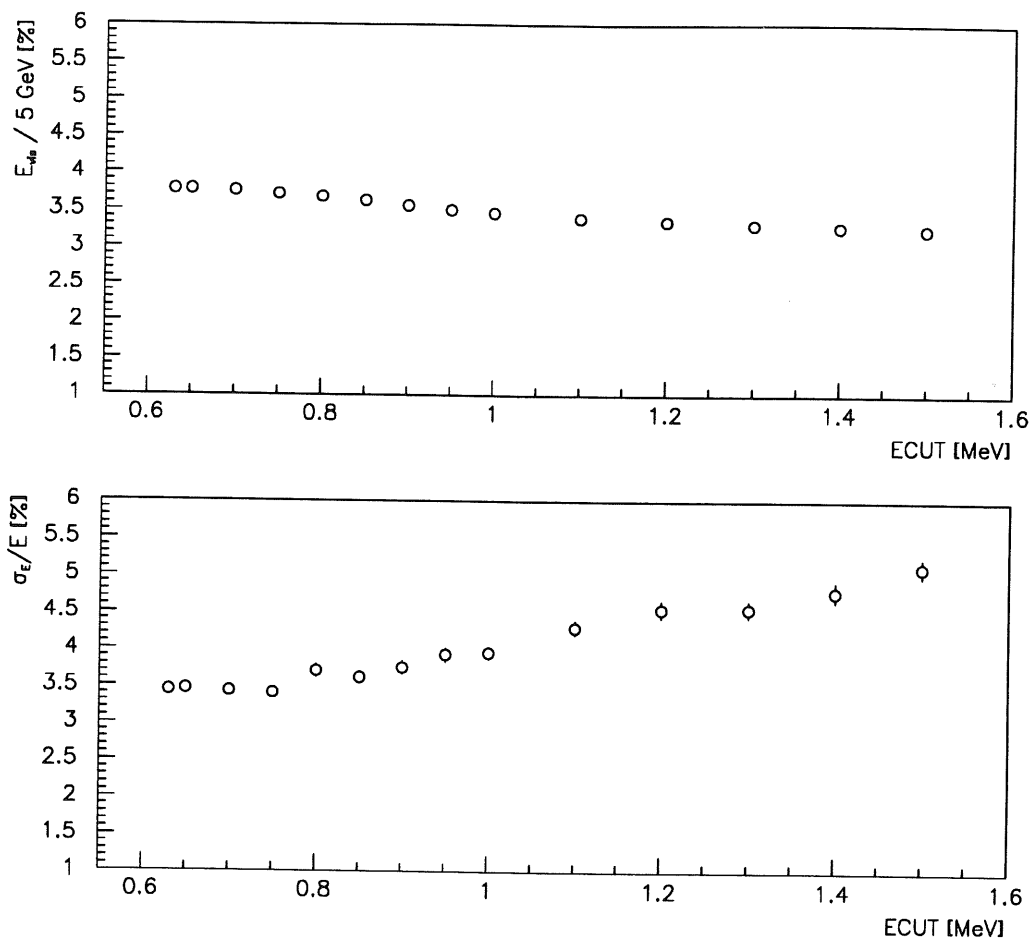


Abbildung 3.5: Abhängigkeit des sichtbaren Energieanteils eines 5-GeV-Schauers im Kalorimetermodell B von $ECUT = E_{e,kin} + m_e$, oben und die resultierende Energieauflösung, unten. Die Photonen-Abschneideenergie beträgt $PCUT = 0.1 \text{ MeV}$.

Schauers bei unterschiedlichen Elektronabschneideenergien für das Kalorimetermodell B, in dem die Fasern inklusive Faserummantelung unmittelbar von der Bleiform umgeben sind. Es gilt $d_{Faser} = 0.5 \text{ mm}$ und $R = 4 : 1$. Der simulierte Elektronenstrahl fällt unter einem Winkel von 10° auf die Oberfläche ein. Dies ist ein typischer Winkel unter dem die Teilchen auf die Oberfläche des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters des H1-Detektors einfallen. Der Strahlauftreffort wird über die zentrale Einheitszelle des Detektors unter Verwendung gleichverteilter Zufallszahlen verschmiert. Darunter ist die Abhängigkeit der Energieauflösung σ_E / E von ECUT dargestellt. Bei einer Abschneideenergie von $ECUT = 0.75 \text{ MeV}$ ändern sich E_{vis} und σ_E / E nicht mehr signifikant.

Der Abbildung 3.6, welche den extremen Anstieg der Rechenzeit für einen 5 GeV-Schauer auf einer IBM RS6000 zu kleinen Elektronabschneideenergien hin veranschaulicht, ist zu ent-

nehmen, daß die Berechnung eines einzelnen Schauers bei $ECUT=0.75$ MeV 16.5 Sekunden benötigt. Sämtliche Spaghetti-Kalorimetersimulationen wurden mit dieser Elektronabschneideenergie durchgeführt.

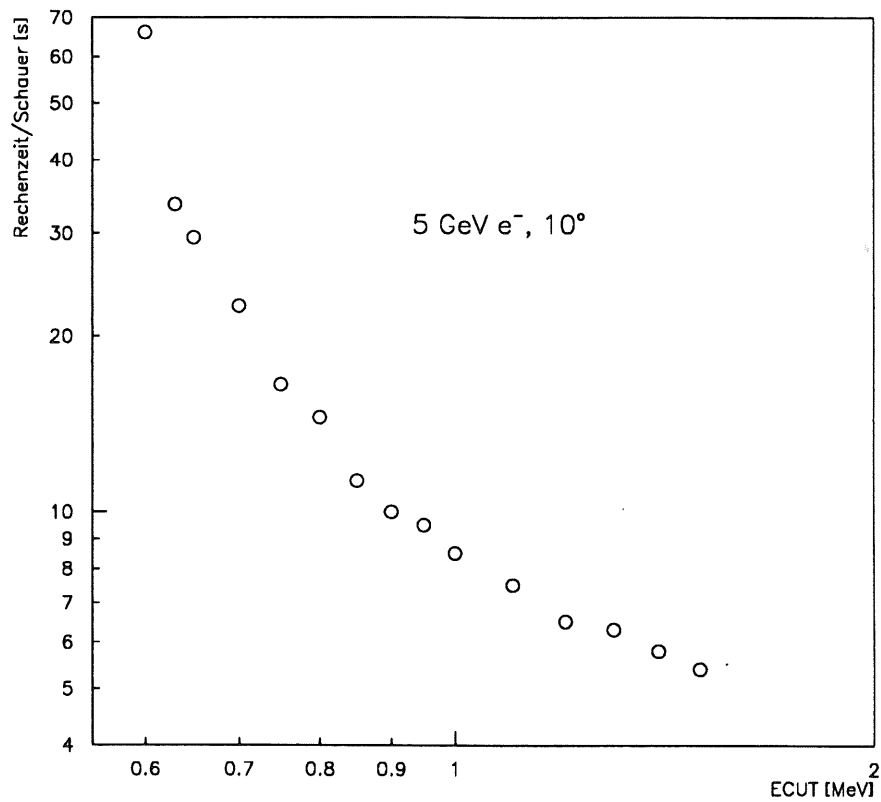


Abbildung 3.6: Rechenzeit pro 5 GeV-Schauer im Kalorimetermodell B auf einer IBM RS6000 in Abhängigkeit von ECUT.

4. Resultate der Kalorimeter-Simulationen

Ein Spaghetti-Kalorimeter muß zum präzisen und zuverlässigen Nachweis der Energie eines hochenergetischen Teilchens den folgenden Anforderungen genügen:

- Homogenität: Die nachgewiesene Teilchenenergie sollte unabhängig vom Auftreffort auf die Detektorfront sein.
- Linearität: Es sollte stets ein konstanter Bruchteil der Primärenenergie als *sichtbare Energie* in den Fasern deponiert werden.
- Geringe Variationen in der Lichtausbeute und Dämpfungslänge von Faser zu Faser.

4.1 Einfluß der Faseranordnung auf die Homogenität eines Spaghetti-Kalorimeters

Die parallele Ausrichtung und die regelmäßige geometrische Anordnung der Fasern kann bei verschiedenen Einschubwinkeln und -orten zu unterschiedlichen Energiedepositionen in allen Fasern führen. Diese Tatsache wird im folgenden genauer untersucht.

Um die Homogenität in Simulationsrechnungen zu überprüfen, wird die Detektoroberfläche um die Zentralfaserregion herum systematisch mit punktförmigen Elektronenstrahlen der Energie $E_0=1$ GeV abgetastet. Für jeden einzelnen Abtastpunkt werden 600 Schauer initiiert, um eine hinreichend gute Fehlerstatistik zu erreichen. Die Simulationen wurden mit den optimalen EGS4-Abschneideenergien von $ECUT=0.75$ MeV und $PCUT=0.1$ MeV gerechnet, die in Kapitel 3.3 bestimmt wurden. In verschiedenen Meßdurchgängen werden Polar- und Azimutwinkel des einfallenden Elektronenstrahls variiert. Der Polarwinkel θ beschreibt den Winkel zwischen dem einfallenden Elektronenstrahl und der Normalen, der z -Achse und Faserrichtung im verwendeten Koordinatensystem. Der Azimutwinkel φ beschreibt den Drehwinkel zwischen der positiven x -Achsenrichtung und der Projektion des Elektronenstrahls in die x, y -Ebene. Abbildung 4.1 veranschaulicht diese Festlegung.

Die Simulationsrechnungen wurden mit den Modellen A und C durchgeführt. Zu jedem Meßpunkt wird eine Signalverteilung der in den Fasern insgesamt deponierten Energie aufgezeichnet. Ebenso werden die Energiedepositionen in einzelnen Fasern der Umgebung der Zentralfaser protokolliert.

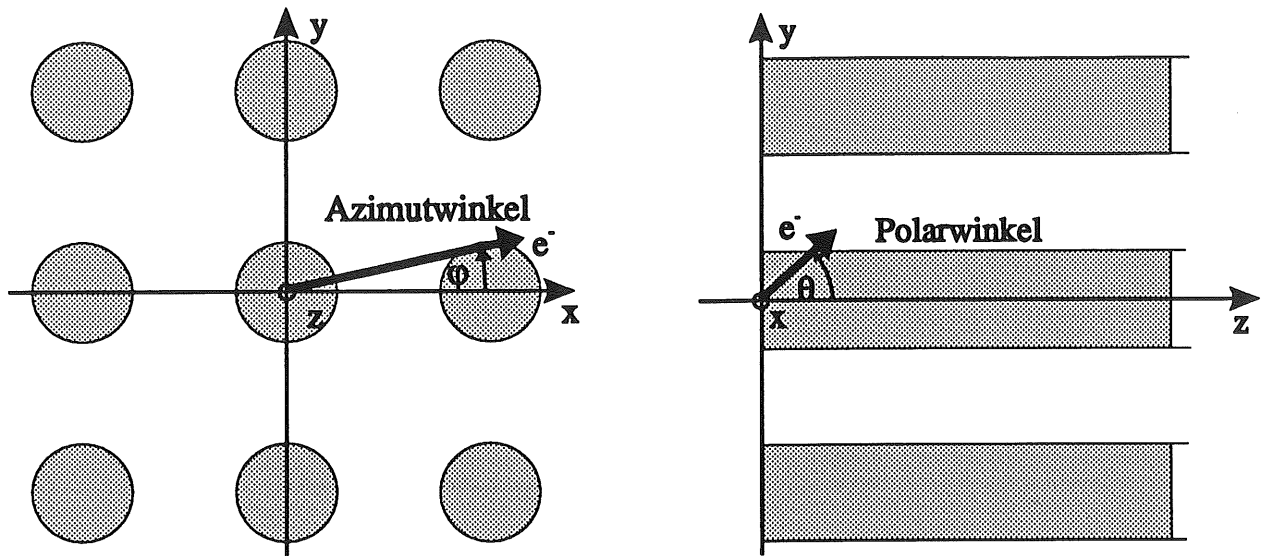


Abbildung 4.1: Definition von Azimut- und Polarwinkel im verwendeten Koordinatensystem.

4.1.1 Abtastung einer quadratischen Anordnung ohne Faserummantelung

In dieser mit dem Modell A durchgeführten Vorstudie haben die Fasern keine Faserummantelung und bestehen vollkommen aus Polystyrol. Die Fasern haben einen Durchmesser von 1 mm und sind ohne Zwischenraum in einer quadratischen Blei-Matrix mit 9801 Fasern, plaziert. Mit $R=4:1$ ergibt sich ein Fasermittelpunktsabstand von 1.98 mm. Der kürzeste Abstand vom Detektormittelpunkt zum physikalischen Rand beträgt 98.01 mm, entsprechend 5.7 Molière-Längen. Das ist ausreichend, um unerwünschte transversale Leckverluste auf maximal 0.5% in allen durchgeführten Abtastungen zu beschränken. Die Detektorlänge beträgt $l_D=22.90$ cm ($32.8 X_0$).

Zunächst wird die Oberfläche bei $y=0$ mm in x -Richtung unter einem Polarwinkel von $\theta = 0^\circ$ abgetastet. Diese Messung dient zur Überprüfung der verwendeten EGS4-Geometrierroutine. Abbildung 4.2 zeigt die extreme Abhängigkeit des Detektorsignals vom Einschufort. Als Maß der Variation der in den Fasern deponierten Energie wird die in Gleichung (4.1) definierte *relative Inhomogenität* I_r verwendet.

$$I_r = \frac{D_{max} - D_{min}}{D_{mittel}}, \quad D_{mittel} = \frac{\sum_{i=1}^n D_i \frac{x_{i+1} - x_{i-1}}{2}}{x_{n+1} - x_0}. \quad (4.1)$$

D_i ist der Bruchteil der Strahlenergie E_0 , welcher in allen Fasern deponiert wird. I_r beschreibt die Differenz zwischen maximaler, D_{max} und minimaler Energiedeposition D_{min} , in allen Fasern, geteilt durch den über alle n Abtastpunkte gemittelten Wert der Energiedeposition D_{mittel} . Die Abtastpunkte x_i sind in gleichen Abständen in x -Richtung über eine Einheitszelle des Kalorimeters verteilt. An den Grenzen zwischen Blei und Faser liegen die Punkte jedoch dichter zusammen, damit Randeffekte deutlicher sichtbar werden können. Das wird bei der Berechnung der mittleren Energiedeposition D_{mittel} berücksichtigt.

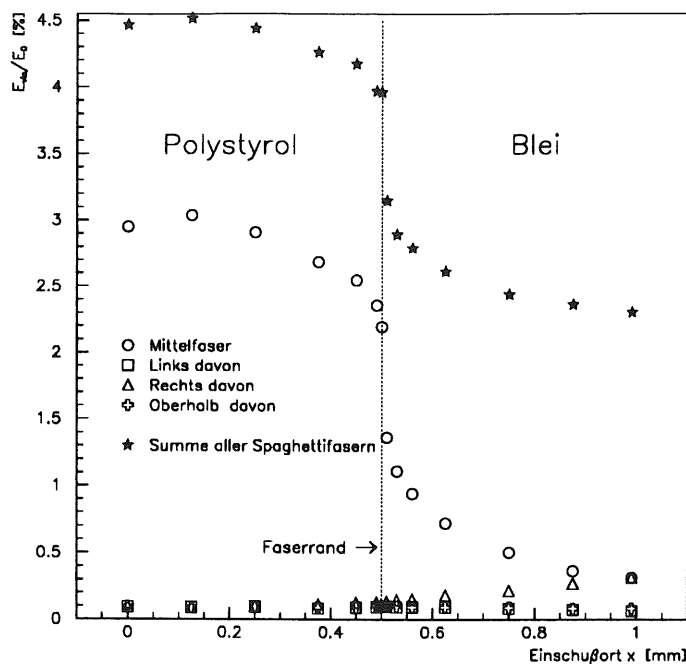


Abbildung 4.2: Abtastung einer quadratischen Faser-Blei-Matrix mit einem senkrecht einfallenden Elektronenstrahl der Energie $E_0=1$ GeV. Dargestellt ist die in verschiedenen Fasern deponierte sichtbare Energie relativ zur Primärenergie E_0 .

Beim senkrechten Elektronenbeschuß beträgt die relative Inhomogenität $I_r = (64 \pm 1)\%$. Eine sinnvolle kalorimetrische Messung der Teilchenenergie ist bei senkrechtem Strahleinfall somit ausgeschlossen, weil die sichtbare Energie zu stark vom Auftreffort abhängig ist.

Der beim senkrechten Strahleinfall auftretende *Channeling-Effekt* der sichtbaren Energie läßt sich durch die unterschiedlichen Prozesse deuten, die zur Energiedeposition in den parallel zur Einfallsrichtung der Elektronen ausgerichteten Fasern führen. Es lassen sich besonders klar drei Grenzfälle herausstellen:

1. Die Elektronen treffen im Punkt $x = 0,99$ mm, des größten Abstandes zwischen zwei Fasern im Blei auf: In diesem Fall wird nahezu die gesamte Energie des primären Teilchens im Detektorvolumen deponiert. Die longitudinalen Leckverluste belaufen sich auf nur $(0,031 \pm 0,004)\%$. Abbildung 4.2 zeigt, daß in den Fasern $(2,34 \pm 0,02)\%$ der Energie des Primärteilchens deponiert wird. Die Energiesignalverteilung in Abbildung 4.3, unten, ist gaußförmig mit einer Breite von $\sigma_E = (3,55 \pm 0,13)$ MeV. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt damit an diesem Einschußort $\sigma_E/E = (15,4 \pm 0,6)\%$ bei $E_0=1$ GeV. Verglichen mit den Energiesignalverteilungen der beiden anderen Einschußorte, die in Abbildung 4.3 ebenfalls gezeigt werden, ist die Breite der Verteilung beim Beschuß zwischen zwei Fasern am schmalsten. Das liegt daran, daß die Fluktuationen in der Energiedeposition in diesem Fall am kleinsten ist, denn die Schauer-

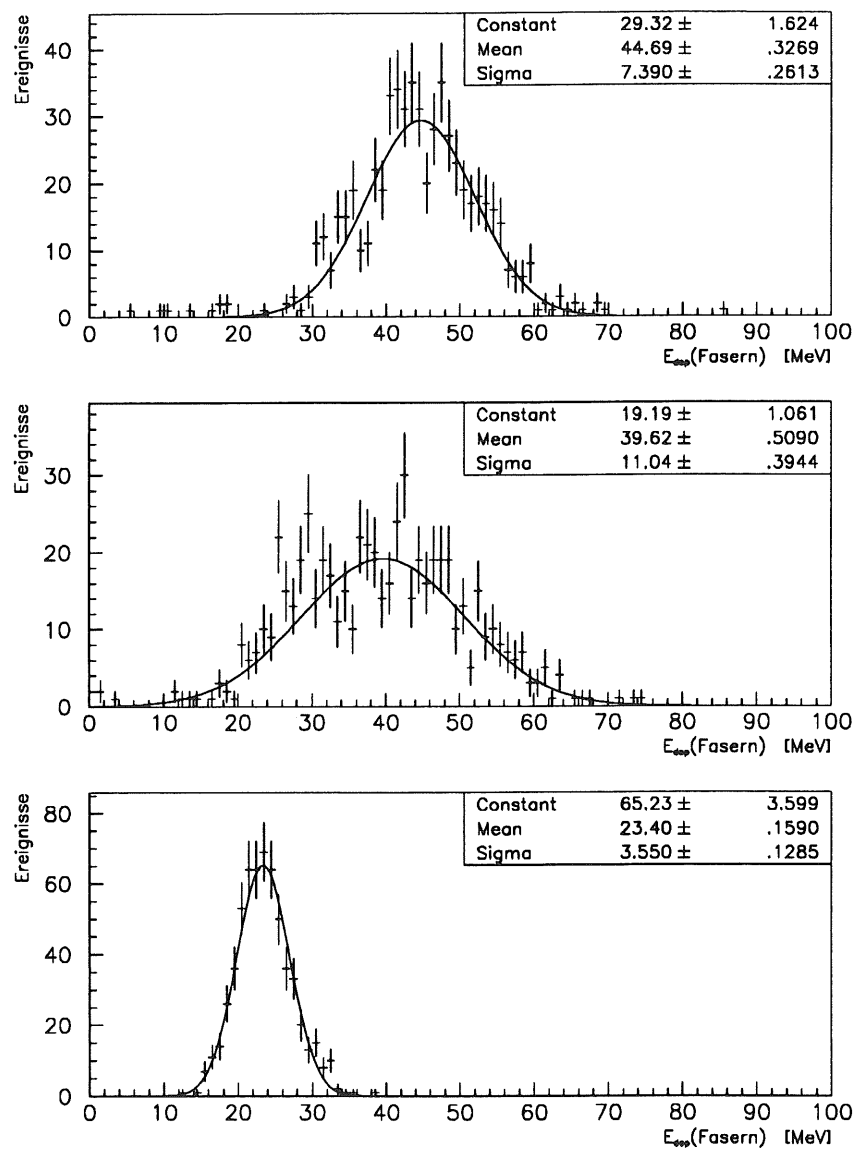


Abbildung 4.3: Gaußkurvenanpassungen an Verteilungen der sichtbaren Energie eines 4:1-Spaghetti-Kalorimeters der Länge 22.90 cm ($32.7 X_0$) bei 1-GeV-Elektronenbeschuß in die Zentralfasermittle (oben), die Grenzfläche zwischen Faser und Blei (mitte) und in den Punkt des größten Abstandes zwischen zwei Fasern in x -Richtung (unten).

achse ist 0.49mm, entsprechend 2.9 % des Molière-Radius von Blei, von den nächsten beiden Faserrändern entfernt. Da die Schauerachse parallel zu den Fasern im Blei verläuft folgt einerseits, daß das primäre Elektron schon nach einer kurzen Weglänge im Kalorimeter aufgeschauert ist. Andererseits sind die erzeugten niederenergetischen Sekundärteilchen wegen des großen mittleren Ablenkwinkels durch Vielfachstreuungen

von Elektronen in Blei, stark von der senkrechten Einfallsrichtung abgelenkt. Deshalb können so gut wie keine Sekundärteilchen unter einem kleinen Winkel relativ zu den Fasermänteln in eine der benachbarten Fasern eindringen und dort einen längeren Weg minimalionisierend zurücklegen. Darum sind die longitudinalen Leckverluste trotz des senkrechten Beschusses so gering. Die Energieauflösung wird in diesem Fall allein durch die Sampling-Fluktuationen bestimmt.

- Die Elektronen treffen in der Zentralfasermitte auf: In allen Faser zusammen wird $(4.47 \pm 0.03)\%$ der Strahlenergie deponiert. Die deponierte Energie ist durch den Channeling-Effekt wesentlich höher, als der Sampling-Bruchteil eines normalen Schauerprozesses. Im Blei wird $(75.8 \pm 1.0)\%$ der Strahlenergie deponiert und $(19.7 \pm 1.0)\%$ entweicht fast ausschließlich als longitudinaler Leckverlust dem Detektor.

Die aus Polystyrol bestehenden szintillierenden Fasern haben eine Strahlungslänge von $X_0 = 42.44$ cm. Da die Detektor- und Faserlänge l_D lediglich 22.90 cm ($0.54 X_0$) beträgt, vermag sich ein elektromagnetischer Schauer unter diesen Bedingungen nur partiell zu entwickeln. Das zeigt auch die longitudinale Verteilung der Energiedeposition im Kalorimeter in Abbildung 4.4 ganz deutlich.

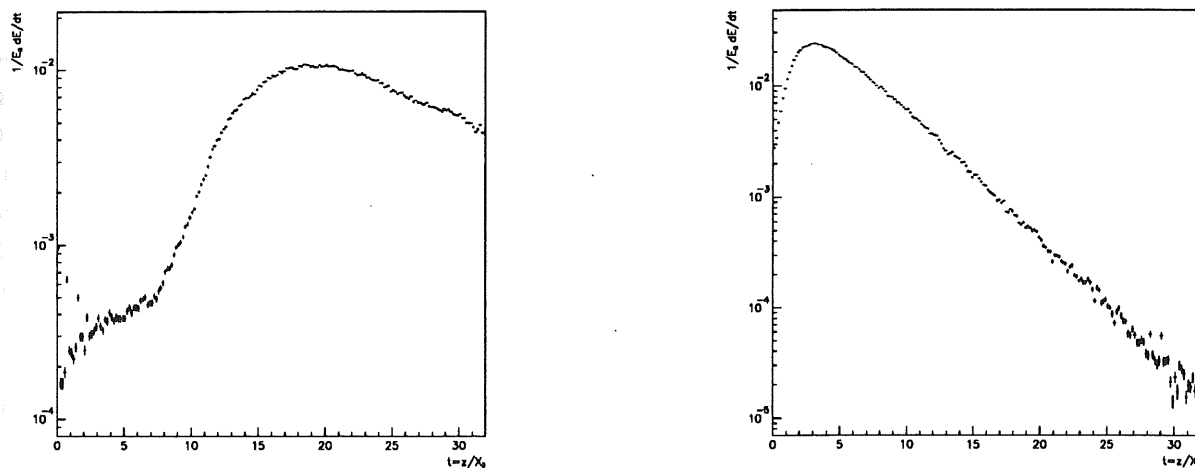


Abbildung 4.4: Longitudinale Verteilung der Energiedeposition innerhalb eines Spaghetti-Kalorimeters. Links: Strahlauftreffort ist die Zentralfasermitte, Rechts: Der Elektronenstrahl trifft im Blei auf.

Von [TAMO92] wurde — ebenfalls in Simulationsrechnungen — gezeigt, daß das Spektrum der Elektronenenergien eines 1-GeV-Elektronenschauers in einem Aluminiumblock schon nach einer halben Strahlungslänge von Elektronen mit Energien unterhalb 50 MeV dominiert wird. Diese Elektronen verlieren ihre Energie in den Fasern in erster Linie durch Ionisations- und Anregungsprozesse wie Abbildung 4.5 zeigt.

Nach einer zurückgelegten Wegstrecke von ungefähr einer halben Strahlungslänge, weichen viele Sekundärteilchen in Polystyrol kaum von der Einfallsrichtung des ursprünglichen primären Elektrons ab. Ein Elektron der Energie $E_0=1$ GeV wird gemäß Gleichung

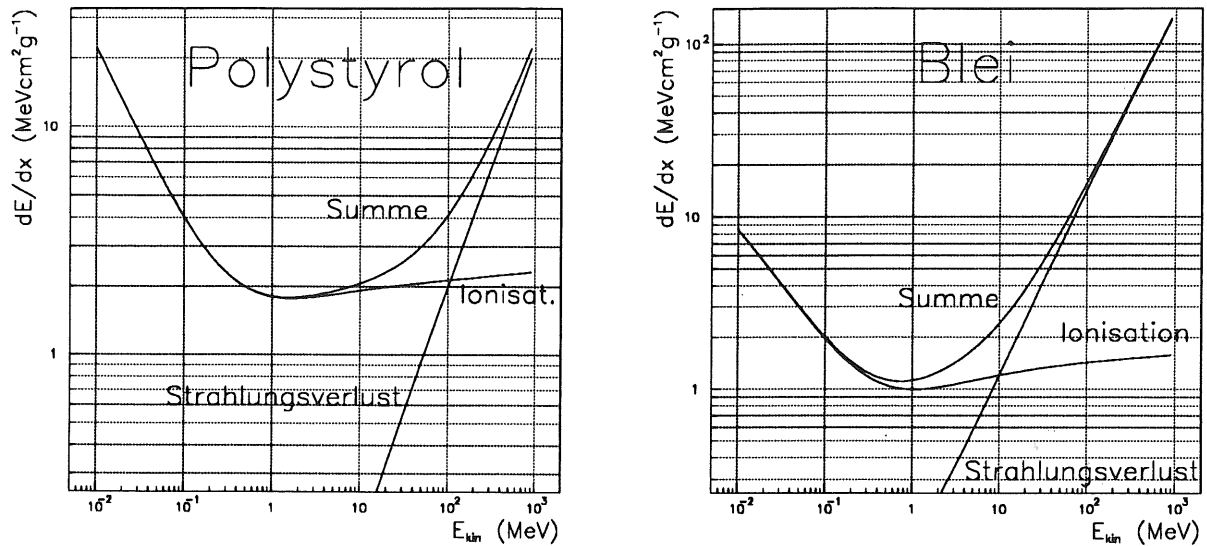


Abbildung 4.5: Energieverlustverteilungen von Elektronen in Polystyrol (links) und Blei (rechts) nach [BERG82].

chung (2.13) bei der Abstrahlung eines Bremsquants im Mittel um $\langle\theta\rangle = 0.03^\circ$ abgelenkt. Niederenergetischere Sekundärteilchen werden durch Bremsstrahlungs- oder Paarbildungsprozesse — falls sie entlang der kurzen Faserlänge überhaupt produziert wurden — allerdings stärker abgelenkt und können in das umliegende Blei eindringen und dort nach einem kürzeren absoluten Weg, als in der Faser, aufschauern. Mit Gleichung (2.14) ergibt sich für ein niederenergetisches Elektron der Energie $E_0=2.5$ MeV nach einer halben Strahlungslänge im Fasermaterial Polystyrol der mittlere Ablenkwinkel aus Coulomb-Vielfachstreuungen an Atomkernen zu lediglich 0.06° . Aus dem Faserdurchmesser $d=1$ mm und der Faserlänge $l_D=22.90$ cm ergibt sich mittels $\tan(\theta_{\text{max}}) = \frac{d/2}{l_D}$ jedoch ein größerer maximaler Streuwinkel $\theta_{\text{max}} = 0.13^\circ$, bei dem das senkrecht auf die Fasermite auftreffende Elektron nach der Länge l_D gerade noch innerhalb des Faservolumens bleibt. Einige Sekundärteilchen bleiben beim senkrechten Beschuß der Fasermite also in der getroffenen Faser und dringen nicht in das umliegende Blei ein.

Zur Illustration dieses Sachverhaltes wurde in Abbildung 4.5 (links), die Energieverlustverteilung für Elektronen im Fasermaterial Polystyrol in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt. Es ist ersichtlich, daß ein Elektron bei einer Energie von $E_{\text{mip}} \approx 1.5$ MeV minimalionisierend ist. Ein solches Teilchen besitzt einen Energieverlust von $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz} = 1.781 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$. Minimalionisierende Teilchen verlieren nach einer Faserlänge die Energie:

$$E_{\text{dep}} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz} l \rho = 1.781 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1} \cdot 22.90 \text{ cm} \cdot 1.032 \text{ g cm}^{-3} = 42.09 \text{ MeV}$$

Es ist anzunehmen, daß Energieverluste durch Ionisationen und Anregungen einen hohen Anteil an der Energiedeposition in der Zentralfaser haben. Der Prozentsatz der

Elektronen, die nicht aufschauern und nur das Fasermaterial ionisieren und anregen, kann durch den Prozentsatz der longitudinalen Leckverluste, $(19.7 \pm 1.0)\%$, abgeschätzt werden, da diese Elektronen, wie oben gezeigt, kaum von der Einfallrichtung abweichen und so das Kalorimeterende durch ein Faserende verlassen. Diese Leckverluste treten nur dann in dieser Größenordnung auf, wenn das primäre Elektron auf die Oberfläche der zentralen Faser trifft. Trifft das Elektron auf Blei, wie beispielsweise im ersten angesprochenen Szenario, liegen die longitudinalen Leckverluste deutlich unter 1%.

Wie Abbildung 4.2 zeigt, wird allein in der zentralen Faser $(66.0 \pm 1.0)\%$ der gesamten, in allen Fasern deponierten, Energie verloren. Zieht man von diesem Wert den Prozentsatz der longitudinalen Leckverluste, als ein Maß für die Teilchen, welche nur das Zentralfasermaterial ionisieren und anregen, ab, so verbleibt noch ein Beitrag von gut 40 % zur sichtbaren Energie. Das deutet darauf hin, daß die Sekundärteilchen, welche in das umliegende Blei der Zentralfaser eingedrungen sind, aufschauern.

Abbildung 4.3, oben, zeigt, daß der Mittelwert der angepaßte Gaußkurve an die Signalverteilung der in allen Fasern des Kalorimeters deponierten Energie, bei $E_{dep}^{Fasern} = (44.7 \pm 0.3)$ MeV liegt. Dieser Wert liegt etwas oberhalb der Energie, die durch ein minimalionisierendes Teilchen in der zentralen Faser deponiert wird. Aus der Breite der Verteilung von $\sigma_E = (7.4 \pm 0.3)$ MeV kann die Energieauflösung an diesem Einschubort für ein Elektron der Energie $E_0 = 1$ GeV zu $\sigma_E/E = (16.5 \pm 0.6)\%$ bestimmt werden.

- Die Elektronen treffen genau auf die Grenzfläche zwischen Faser und Blei: In diesem Fall werden $(3.91 \pm 0.05)\%$ der Energie des primären Teilchens in allen Fasern deponiert. Die longitudinalen Leckverluste betragen $(9.1 \pm 0.6)\%$. Dieser Wert ist ungefähr halb so hoch, wie beim Beschuß der Fasermitte. In Abbildung 4.3, Mitte, ist die verhältnismäßig große Breite der Signalverteilung der in allen Fasern deponierten Energie zu erkennen: $\sigma_E = (11.0 \pm 0.4)$ MeV. Die Energieauflösung beträgt hier $\sigma_E/E = (28.2 \pm 1.1)\%$ für ein 1-GeV-Elektron. Die große Breite der Signalverteilung bei diesem Auftreffort kann auf die außerordentlich stark auftretenden Fluktuationen des Bruchteils der sichtbaren Energie zurückgeführt werden: Ein dort auftreffendes Elektron vermag mit gleicher Wahrscheinlichkeit entweder in das Blei einzudringen, um dort nahe der zentralen Faser aufzuschauern. Oder es legt zunächst in der Faser eine längere Strecke ionisierend und anregend zurück. Die deponierte Energie ist durch diesen Channeling-Effekt wesentlich höher, als der Sampling-Bruchteil eines normalen Schauerprozesses. Falls der Ablenkwinkel relativ zur Einfallrichtung genügend groß ist, schauert das Elektron danach im Blei auf.

Für das letztere Szenario wäre, wie beim Fasermittenbeschuß, eine Signalerhöhung in der Energiesignalverteilung bei circa 42 MeV zu erwarten. Die Abbildung 4.3, Mitte, zeigt einen Mittelwert der Verteilung von (39.6 ± 0.5) MeV. Die Verteilung ist eine Überlagerung der zwei, zuerst diskutierten, extremen Situationen, mit einem großen Gewicht auf die Energiedeposition durch Ionisationen und Anregungen des Materials der zentralen Faser. Der Beitrag dieser Faser zur gesamten sichtbaren Energie ist $(55.4 \pm 1.5)\%$, wie Abbildung 4.2 zeigt.

Wird θ in weiteren Meßdurchgängen langsam vergrößert, sinkt die starke Ortsabhängigkeit der sichtbaren Energie. In Abbildung 4.6 sind die Anteile der sichtbaren Energie als Funktion des Einschubortes x für verschiedene Polarwinkel θ aufgetragen. Der Azimutwinkel ist $\varphi = 0^\circ$.

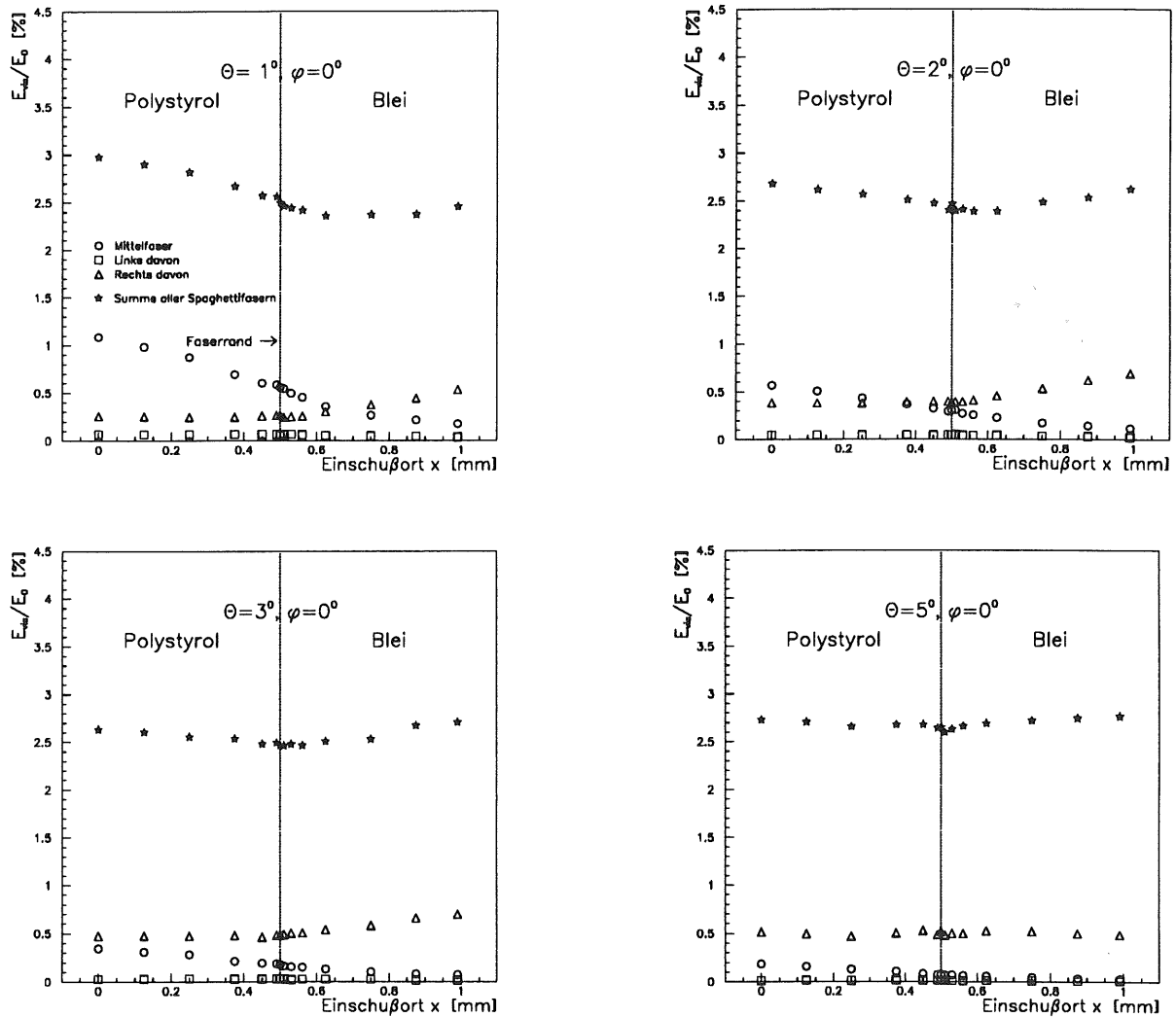


Abbildung 4.6: Abtastungen der quadratischen Faser-Blei-Matrix mit Elektronenstrahlen der Energie $E_0 = 1$ GeV. Der Einschubort wird entlang der x -Achse variiert. Der Strahl trifft unter den angegebenen Winkeln θ auf die Detektoroberfläche. Der Azimutwinkel ist $\varphi = 0^\circ$.

Bei diesen Untersuchungen, in denen der Elektronenstrahl auf einen Punkt der Kalorimeteroberfläche trifft, sieht man gut, daß die relative Inhomogenität bei kleinen Polarwinkeln θ in erster Linie nur durch eine Faser, nämlich die zum Auftreffort nächstbenachbarte, verursacht wird. Weiter entfernte Fasern tragen im Vergleich zur nächstbenachbarten nicht viel zur Variation der sichtbaren Energie entlang des Abtastweges bei. Für $-0.99 \text{ mm} < x < 0.99 \text{ mm}$ ist die in den Abbildungen durch \circ gekennzeichnete Faser die dem Strahlauftreffort nächstbenachbarte. Für Orte mit $0.99 \text{ mm} < x < 2.97 \text{ mm}$ wird die Faser \triangle zur Nächstbenachbarten und trägt am meisten zur Variation der sichtbaren Energie bei.

Abbildung 4.6 zeigt, daß die relative Inhomogenität bei größeren Polarwinkeln abnimmt. Sie beträgt nur noch $I_r = (4.7 \pm 0.9)\%$ bei $\theta = 5^\circ$, gegenüber $I_r = (24.2 \pm 1.1)\%$ bei $\theta = 1^\circ$. In der nächsten Faser in x -Richtung wird nahezu unabhängig vom Einschubort immer der gleiche Energieanteil deponiert (circa 0.5% der Primärenergie). Das liegt daran, daß die gedachte Verlängerung der Richtung des einfallenden Elektrons — gleichzeitig die Region der größten Schauerenergieverluste — unabhängig vom Strahlauffreffort immer die gleiche Länge l_f in dem zugehörigen Fasermaterial durchquert. Bei einem Polarwinkel von $\theta = 5^\circ$ ergibt sich diese Länge l_f aus dem Faserdurchmesser $d = 1$ mm zu:

$$l_f = d / \sin(\theta) = 11.47 \text{ cm.}$$

Wegen der endlichen Detektorlänge von 22.90 cm, ist das bei $\theta \leq 2.5^\circ$ noch nicht der Fall. Vergleicht man zusätzlich in der Tabelle 4.1 den Wert der sichtbaren Energie gemittelt über alle Einschubpositionen, D_{mittel} , wird deutlich, daß dieser Wert mit zunehmenden Einschubwinkeln zunächst sinkt, ein Minimum durchläuft und dann wieder ansteigt.

Das ist eine weitere Auswirkung der regelmäßigen, quadratischen Faseranordnung: Mit steigendem Einfallswinkel steigt auch die sogenannte *Sampling-Frequenz*. Sie ist definiert als die Anzahl der Wechsel zwischen aktivem und passivem Kalorimetermaterial pro Einheitslänge. Je höher die Sampling-Frequenz, desto größer ist die Oberfläche zwischen aktivem und passivem Material pro Einheitsvolumen. Als Folge dieser Tatsache verlieren die niederenergetischen Schauerteilchen mehr Energie im Nachweismedium.

Ein ungewöhnliches und nur in Simulationsrechnungen aufzeigbares Albedo-Phänomen entsteht, wenn der Azimutwinkel $\varphi = 90^\circ$ beträgt und die Abtastungen wiederholt werden. Trifft der Elektronenstrahl unter kleinen Winkeln θ genau auf die Grenzfläche zwischen einer Faser und der Bleiform, ist in Abbildung 4.7 ein signifikanter Anstieg der sichtbaren Energie zu erkennen. Dieser abrupte Anstieg kann völlig auf eine Zunahme der Energiedeposition in der von den Elektronen getroffenen Zentralfaser zurückgeführt werden, wie die Abbildung 4.7 verdeutlicht. Andere Fasern tragen zu diesem Phänomen überhaupt nicht bei. Eine mögliche Erklärung für diesen Anstieg wären niederenergetische Schauerteilchen, die im Blei entstanden sind und sich durch Streuprozesse wieder in die Zentralfaser hineinbewegt haben. Denn die Sekundärteilchen, dringen unter kleinen Winkeln relativ zur Faseroberfläche in das Blei ein. Damit verläuft auch die Schauerachse im Blei unter einem kleinen Winkel relativ zur Längsrichtung der Fasern.

Mittels Gleichung (2.12) kann der Ort des Schauermaximum l_m entlang der Schauerachse berechnet werden. Angenommen der Schauer entwickelt sich nur im Blei, ergibt sich für ein Elektron der Energie $E_0 = 1$ GeV eine Länge von $l_m = 2.49$ cm. Die Entfernung des Schauermaximums vom Schauer Auftreffort in y -Richtung kann mittels

$$d_m = l_m \sin(\theta)$$

berechnet werden. Bei $\theta = 1^\circ$ ist $d_m = 0.435$ mm. Damit liegt das Schauermaximum sehr dicht neben der Zentralfaser. Viele Sekundärteilchen des Schauers deponieren ihre Energie folglich in der Zentralfaser. Bei $\theta = 3^\circ$ ist $d_m = 1.30$ mm. Das Schauermaximum ist nun so weit von der Zentralfaser entfernt, daß sich ein niederenergetischer Teilchenrückfluß aus dem Blei in die getroffene Faser, kaum noch beobachten läßt. Abbildung 4.7 zeigt auch, daß der Beitrag der Zentralfaser zur sichtbaren Energie, bei größeren Polarwinkeln θ sinkt.

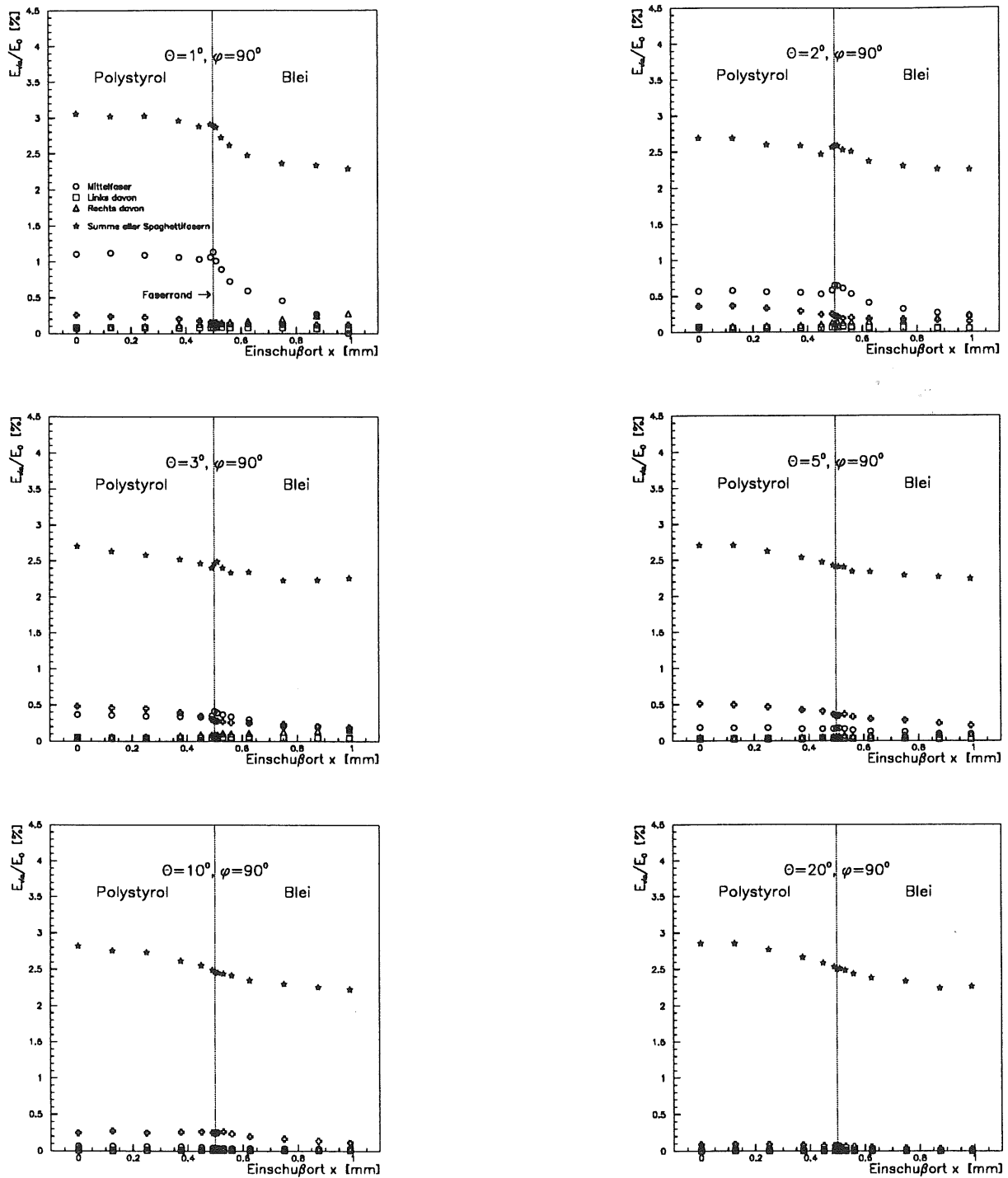


Abbildung 4.7: Abtastungen der quadratischen Faser-Blei-Matrix mit Elektronenstrahlen der Energie $E_0=1$ GeV. Der Einschubort wird entlang der x -Achse variiert. Der Strahl trifft unter den angegebenen Winkeln θ auf die Detektoroberfläche. Der Azimutwinkel beträgt hier $\varphi = 90^\circ$.

Im nächsten Kapitel werden Albedo-Effekte hochenergetischer Teilchen beim Auftreffen auf Materie genauer untersucht. Dort zeigt sich, daß in der Tat, energie- und materialabhängig, stets ein bestimmter Bruchteil der Primärenergie vom schauerabsorbierenden Medium umgekehrt zur Strahlrichtung wieder aus diesem heraustritt.

Aus Abbildung 4.7 wird deutlich, daß die starke Ortsabhängigkeit der sichtbaren Energie bei einem Azimutwinkel von $\varphi = 90^\circ$ für größere Polarwinkel θ keinesfalls verschwindet. Die relative Inhomogenität nähert sich für große Polarwinkel approximativ einem Grenzwert. In Abbildung 4.8 sind die hieraus berechneten relativen Inhomogenitäten in Abhängigkeit von θ dargestellt. Die Abbildung zeigt, daß die relative Inhomogenität, bei senkrechtem Strahleinfall beginnend, zu größeren Winkeln θ hin, zunächst sinkt und zwischen 1° und 2° ein Minimum durchläuft. Dann steigt sie wieder langsam an. Bei $\theta = 20^\circ$ erreicht sie einen Wert von $(24.3 \pm 0.8)\%$.

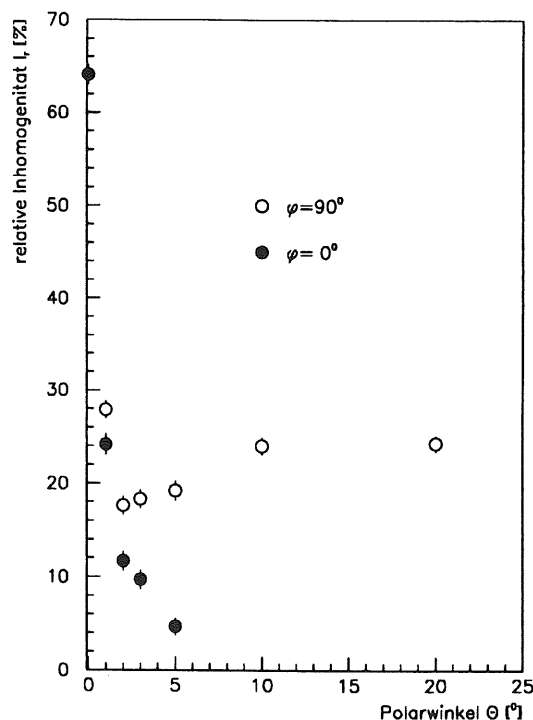


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der relativen Inhomogenität I_r vom Polarwinkel θ und vom Azimutwinkel φ des einfallenden 1 GeV-Elektronenstrahls.

Die Sättigung der relativen Inhomogenität ist eine Folge der quadratischen Faseranordnung: Trifft der einfallende Strahl in den Abtastungen mit $\varphi = 90^\circ$ im Fasermittelpunkt auf, durchquert die gedachte Verlängerung der Richtung des einfallenden Strahls — gleichzeitig die Region, in der die meiste Schauerenergie deponiert wird — eine „Wand“ aus vielen hintereinander stehenden szintillierenden Fasern und deponiert darin viel Energie. Trifft der einfallende Strahl dagegen im Punkt des größten Abstands zwischen zwei Fasern in x -

Richtung auf, durchquert die gedachte Verlängerung nur Blei. Im letzten Fall wird weniger Energie in allen Fasern deponiert. Mit steigendem Polarwinkel θ bleibt diese Tatsache bestehen. Die sichtbare Energie wird bei kleinen Polarwinkeln θ überwiegend in Fasern deponiert, die dem Strahlauffreffpunkt unmittelbar benachbart sind. Bei größeren Winkeln verteilt sich die Energiedeposition über viele der Schauerachse nahegelegenen Fasern. Die relative Inhomogenität sollte sich daher für ein in transversaler Strahlrichtung unendlich ausgedehntes Spaghetti-Kalorimeter mit quadratischer Faser-Blei-Matrix für wachsende Polarwinkel approximativ einer durch die Geometrie bestimmten Detektorkonstante annähern. Die in Tabelle 4.1 und Abbildung 4.8 für diese Situation zusammengestellten Werte bestätigen diesen Trend.

Einschußwinkel		E_{vis}/E_0 [%]			I_r [%]
φ [°]	θ [°]	D_{min}	D_{mittel}	D_{max}	
0	0	2.304±.016	3.452±.010	4.517±.035	64.1±1.1
0	1	2.358±.018	2.558±.005	2.977±.021	24.2±1.1
0	2	2.391±.017	2.497±.005	2.682±.019	11.7±1.0
0	3	2.464±.017	2.543±.005	2.710±.020	9.7±1.0
0	5	2.590±.017	2.664±.005	2.716±.017	4.7±.9
90	1	2.290±.015	2.746±.005	3.055±.021	27.9±.9
90	2	2.250±.016	2.497±.005	2.689±.018	17.6±1.0
90	3	2.260±.016	2.435±.005	2.705±.017	18.3±1.0
90	5	2.239±.015	2.441±.005	2.707±.019	19.2±1.0
90	10	2.225±.014	2.492±.005	2.823±.019	24.0±0.9
90	20	2.241±.014	2.531±.005	2.856±.014	24.3±0.8

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der relativen Inhomogenitäten aus den verschiedenen 1-GeV-Abtastungen der quadratischen Faseranordnung mit $R=4:1$ und $d=1.0$ mm.

4.1.2 Laterale Verteilung der Energiedeposition in den Fasern

Um die laterale Verteilung der Energiedeposition in den einzelnen Fasern besser beurteilen zu können, wurden die Elektronen senkrecht auf den Ort des maximalen Abstandes zwischen 4 Fasern eingeschossen, $x=.099$ mm, $y=.099$ mm. Die Fasern wurden in 48 quadratischen Schalen mit jeweils $n' = 4(2n - 1)$ Fasern zusammengefaßt. Abbildung 4.9 zeigt die Zuordnung der Fasern zur n -ten Schale.

In allen Fasern wurde insgesamt $E_{vis}/E_0 = (2.197 \pm 0.014)\%$ der primären Energie deponiert. In Abbildung 4.10 ist der Beitrag einer einzelnen Faser der Schale n zur sichtbaren Energie E_{vis} dargestellt. Man sieht, daß bereits in den 4 Fasern der ersten Schale insgesamt $(32.8 \pm 0.2)\%$ der sichtbaren Energie deponiert wird. Eine Faser der zweiten Schale trägt durchschnittlich mit $(1.7 \pm 0.2)\%$ zur sichtbaren Energie bei. In den 16 Fasern der ersten und zweiten Schale werden bereits insgesamt $(53.5 \pm 0.2)\%$ der sichtbaren Energie deponiert.

In Abbildung 4.11 ist der Beitrag der einzelnen Fasern zur sichtbaren Energie als dritte Dimension veranschaulicht. Die Fasern erstrecken sich in x - und y -Richtung. Jede Säule repräsentiert eine Faser. Auch hier läßt sich gut erkennen, daß nur in wenigen Fasern der

überwiegende Teil der sichtbaren Energie deponiert wird. Diese Fasern sind dem Auftreffort der Elektronen unmittelbar benachbart. Das erlaubt prinzipiell eine sehr präzise Bestimmung des Strahlauftreffortes mittels einer Berechnung des Schwerpunktes der Energiedeposition in den Fasern.

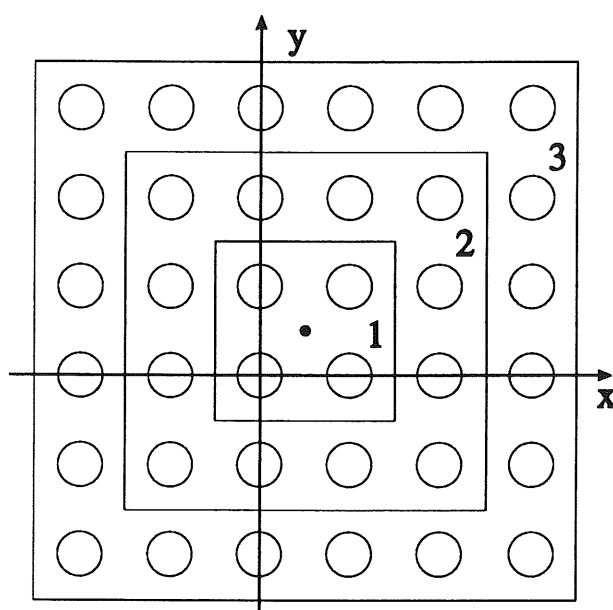


Abbildung 4.9: *Umgebung des Strahlauftreffortes.*

Die geringe laterale Schauerausdehnung, welche in Abbildung 4.12 dargestellt ist, kann auf den kleinen Molière-Radius von $R_m = 1.72$ cm des simulierten Kalorimeters zurückgeführt werden. Innerhalb des Molière-Radius' wird 85.5% der Schauerenergie deponiert, innerhalb 3 Molière-Radien sind es schon 98.2%.

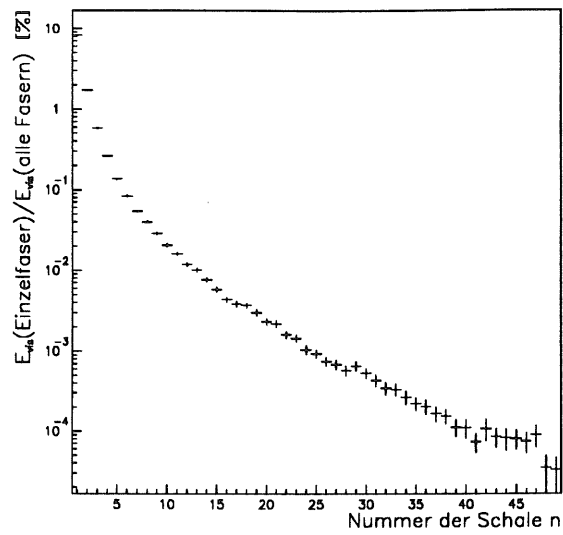


Abbildung 4.10: *Beitrag einer einzelnen Faser der Schale n zur sichtbaren Energie.*

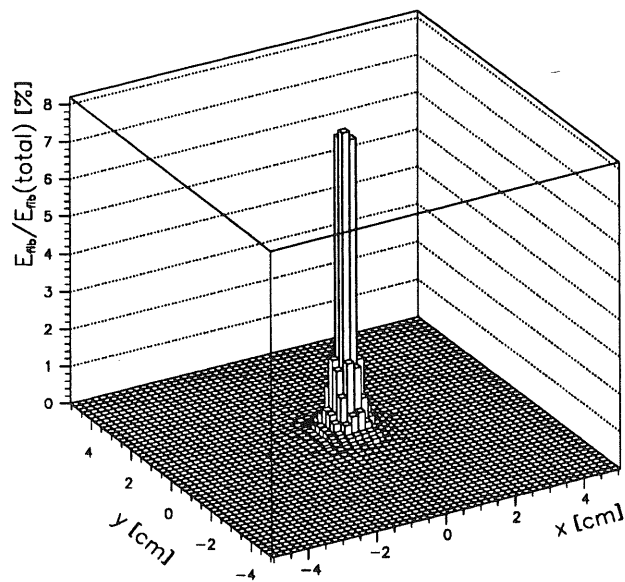


Abbildung 4.11: *Prozentuale Anteile der sichtbaren Energie in den einzelnen Fasern, die dem Strahlauftreffort benachbart sind. Jede Säule bezeichnet eine Faser des Kalorimeters.*

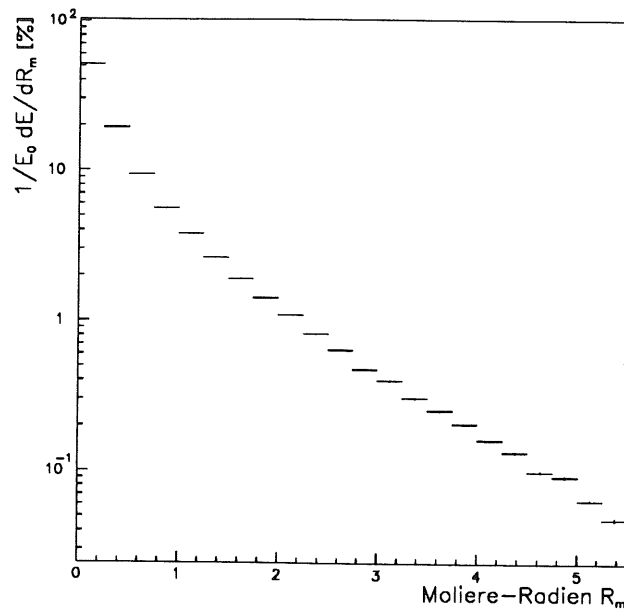


Abbildung 4.12: Laterale Ausdehnung eines 1-GeV-Elektronenschauers bei $\theta = 0^\circ$ in Einheiten des Moliere-Radius $R_m = 1.72$ cm.

4.1.3 Energiedeposition durch Ionisationen und Anregungen des Fasermaterials

Untersuchungen bei weiteren Energien und Einschufwinkeln mit einem kurzen Kalorimetermodell A belegen die Hypothese, daß beim senkrechten Fasermittenbeschuf die Energiedeposition hauptsächlich durch Ionisationen und Anregungen erfolgt. Das simulierte Kalorimeter ist 15.08 cm lang, in Fasermaterial Polystyrol entsprechen dieser Länge nur 0.36 elektromagnetische Strahlungslängen. Die Fasern haben hier wieder einen Durchmesser von 1 mm.

Abbildung 4.13 zeigt Signalverteilungen der Energie in den Fasern beim Einfallswinkel des Elektronenstrahls unter 0° und 3° zur Oberflächennormalen. In Tabelle 4.2 sind die Parameter der Anpassungen von Gaußkurven an diese Signalverteilungen eingetragen. Der Beschuf erfolgt bei $\theta = 0^\circ$ auf die Fasermite. Bei $\theta = 3^\circ$ trifft der einfallende Elektronenstrahl dagegen auf den Faserrandpunkt, bei welchen das Elektron einem maximalen Weg im der getroffenen Faser zurücklegen kann. Falls 1-GeV-Elektronen senkrecht auf die Fasermite treffen, verlassen bei einem solchen kurzen Detektor $(56.3 \pm 1.0)\%$ der Strahlenergie den Detektor als longitudinale Leckverluste. Bei höheren Energien wird in diesem Fall fast gar keine Energie mehr innerhalb des Detektorvolumens deponiert. Bei 5 GeV betragen die longitudinalen Leckverluste $(98.25 \pm 0.05)\%$, bei 10 GeV sind es $(99.37 \pm 0.03)\%$.

In den Energiesignalverteilungen zeichnet sich allerdings bei sämtlichen Energien eine Überhöhung bei ungefähr 28 MeV ab: (28.17 ± 0.01) MeV bei 5 GeV- und (28.18 ± 0.02) MeV bei 10 GeV-Elektronen. Dieser Wert liegt nur geringfügig oberhalb des Betrages von 27.7 MeV, den ein minimalionisierendes Teilchen auf dieser Strecke deponieren würde.

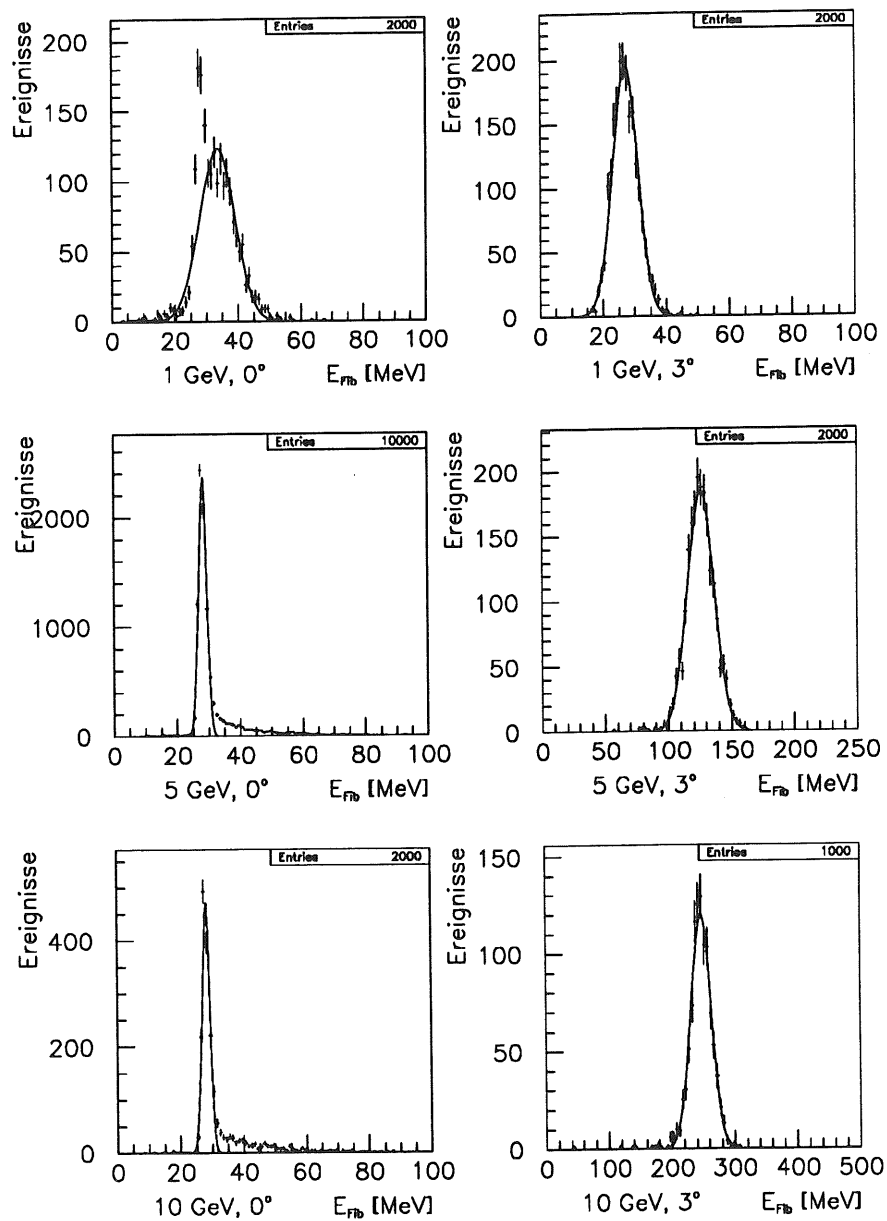


Abbildung 4.13: Anpassungen von Gaußkurven an Verteilungen der sichtbaren Energie eines 4:1-Spaghetti-Kalorimeters der Länge 15.08 cm ($21.5 X_0$) bei Elektronenbeschuss in die Zentralfaser bei verschiedenen Energien und Einfallswinkeln. Obere Reihe: 1 GeV, Mitte: $E_0=5$ GeV, untere Reihe: $E_0=10$ GeV.

Das läßt auch hier den Schluß zu, daß die Elektronen anstatt aufzuschauern, die durchquerte Materie lediglich ionisieren und anregen. Nur bei 1-GeV-Elektronen entsteht ein partieller Schauer, die Signalüberhöhung aufgrund von Ionisationen und Anregungen bleibt jedoch in Abbildung 4.13, oben links, deutlich sichtbar.

E_0 [GeV]	θ [°]	E_{Fasern} [MeV]	$\sigma_{E_{Fasern}}$ [MeV]
1	0	$33.45 \pm .15$	$5.58 \pm .12$
5	0	$28.17 \pm .01$	$1.29 \pm .01$
10	0	$28.18 \pm .02$	$1.20 \pm .01$
1	3	$27.04 \pm .10$	$3.99 \pm .07$
5	3	$125.95 \pm .24$	$10.55 \pm .19$
10	3	$247.22 \pm .52$	$16.12 \pm .43$

Tabelle 4.2: Anpassungen von Gaußkurven in Abbildung 4.13. Die Anpassungen für $E_0=5$ GeV und $E_0=10$ GeV bei $\theta = 0^\circ$ sind nur für die Signalwerte mit $\pm 2\sigma$ um das jeweilige Maximum durchgeführt.

Wird der Einschubwinkel auf $\theta = 3^\circ$ erhöht, spielen Energieverluste des Elektrons durch Ionisations- und Anregungsprozesse in der Zentralfaser keine dominante Rolle mehr. Das Primärteilchen schauert im Blei auf. Bei den untersuchten Fällen wird — trotz der kurzen Detektorlänge — ein kaum energieabhängiger Anteil der Energie des einfallenden Teilchens in den Fasern des Detektors deponiert. Bei $E_0=1$ GeV sind es: $E_{Fasern}/E_0=(2.70 \pm .01)\%$, bei $E_0=5$ GeV: $E_{Fasern}/E_0=(2.52 \pm .01)\%$ und bei $E_0=10$ GeV: $E_{Fasern}/E_0=(2.47 \pm .05)\%$. Die Abnahme bei wachsenden Elektronenenergien kann durch ansteigende longitudinale Leckverlust erklärt werden. Bei $E_0=1$ GeV betragen sie $(1.55 \pm .05)\%$ der Teilchenenergie, bei $E_0=10$ GeV sind es hingegen schon $(6.08 \pm .18)\%$.

4.1.4 Abtastung einer hexagonalen Anordnung mit Faserummantelung und U-förmiger Aussparung

Bei der Untersuchung des Modells C sind die szintillierenden Fasern in einer hexagonalen Matrix mit denjenigen Abmessungen angeordnet, wie sie zur Erneuerung des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters des H1-Detektors festgelegt wurden und in Kapitel 3.2 detailliert beschreiben sind. Die aus Polystyrol bestehenden Fasern haben einen Durchmesser von 0.50 mm. In diesem Durchmesser enthalten ist ein $30 \mu\text{m}$ dicker Fasermantel aus Plexiglas. Aus $R=2.11:1$ ergibt sich der Abstand zwischen zwei beliebigen Fasermittelpunkten zu 0.88 mm. Die Faser lagern jeweils in einer U-Form mit einem Durchmesser der Rundung von 0.52 mm. Der Rauminhalt der U-Formen ist in den Simulationsrechnungen an den nicht von den Fasern eingenommenen Volumina mit Plexiglas gefüllt. Das wurde deshalb so gemacht, um eine geplante Einklebung der Fasern beim neuen BEMC annähernd zu berücksichtigen. Die genaue Zusammensetzung des Klebers war zum Zeitpunkt der Arbeit nicht bekannt. Das simulierte Kalorimeter hat in z -Richtung eine Länge von $l_D=27.9$ cm, entsprechend $30 X_0$.

Fällt der Elektronenstrahl senkrecht auf die Kalorimeteroberfläche ein, so zeigt sich aufgrund des Channeling-Effekts eine extreme Ortsabhängigkeit der sichtbaren Energie. In Abbildung 4.14 sieht man, daß beim Fasermittenbeschub $(4.63 \pm .03)\%$ der Energie des einfallenden Elektrons in allen Fasern des Kalorimeters deponiert wird. Man erkennt auch noch, daß $E_{Mittelfaser}/E_{Fasern} = (35.3 \pm .6)\%$ der in allen Fasern deponierten Energie in der

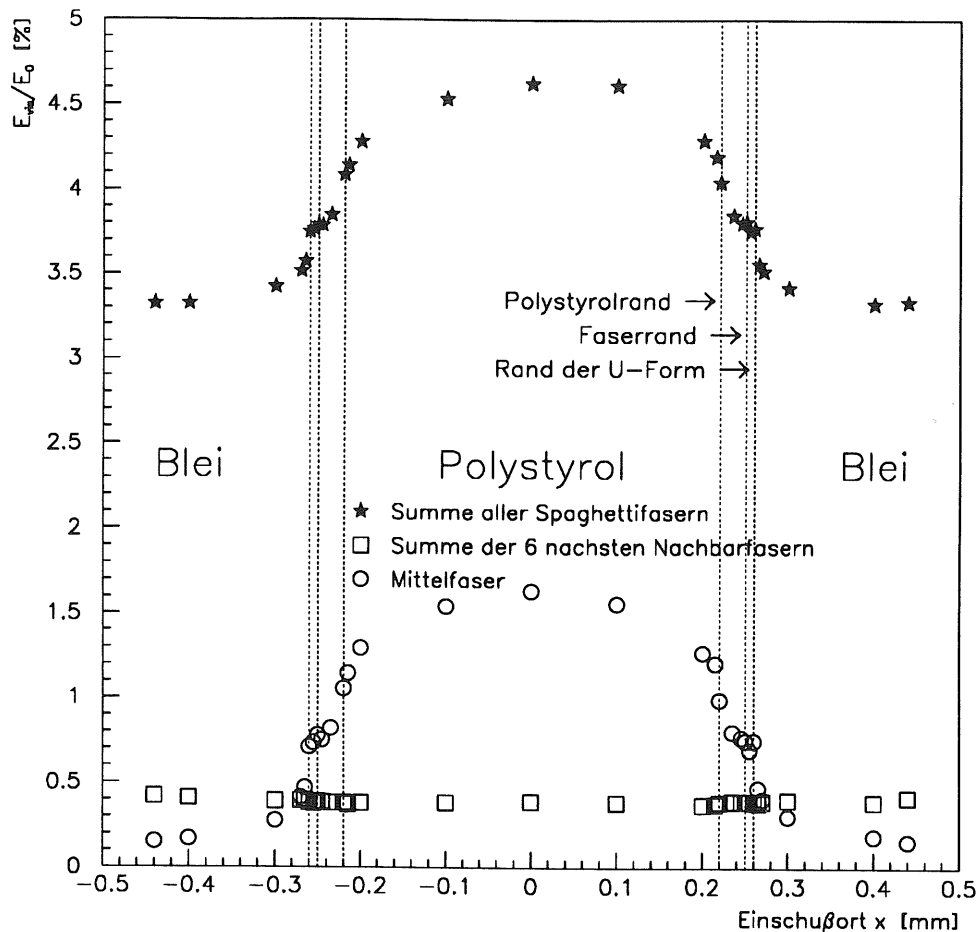


Abbildung 4.14: Abtastung der hexagonalen Faser-Blei-Matrix mit senkrecht zur Oberfläche einfallenden Elektronenstrahlen der Energie $E_0=1$ GeV. Der Einschußort wird entlang der x -Achse variiert. Die 0.50 mm dicken Fasern lagern jeweils in U-Formen, deren Durchmesser 0.52 mm betragen. Im Kapitel 3.2 ist die Geometrie im Detail beschrieben. Dargestellt ist die in unterschiedlichen Fasern deponierte Energie relativ zur Primärenergie E_0 .

getroffenen Faser deponiert wird. $E_{\text{Mittelfaser}}/E_{\text{Fasern}}$ ist nur circa halb so groß wie jener Wert, der bei der quadratischen Faseranordnung aufgetreten ist. Das kann auf den nur halb so großen Faserdurchmesser von $d_{\text{Faser}}=0.5$ mm zurückgeführt werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron durch Vielfachstreuungen so stark abgelenkt wird, daß es ins Blei eindringt und aufschauert, wächst mit kleiner werdendem Faserdurchmesser. In dem zuerst untersuchten Modell A mit quadratischer Faseranordnung betrug $d_{\text{Faser}}=1$ mm. Die relative Inhomogenität beträgt beim Modell C aber noch immer $(34.1 \pm 3.6)\%$. Also ist auch mit dieser Konfiguration eine sinnvolle Kalorimetrie bei senkrechtem Strahleinfall unmöglich.

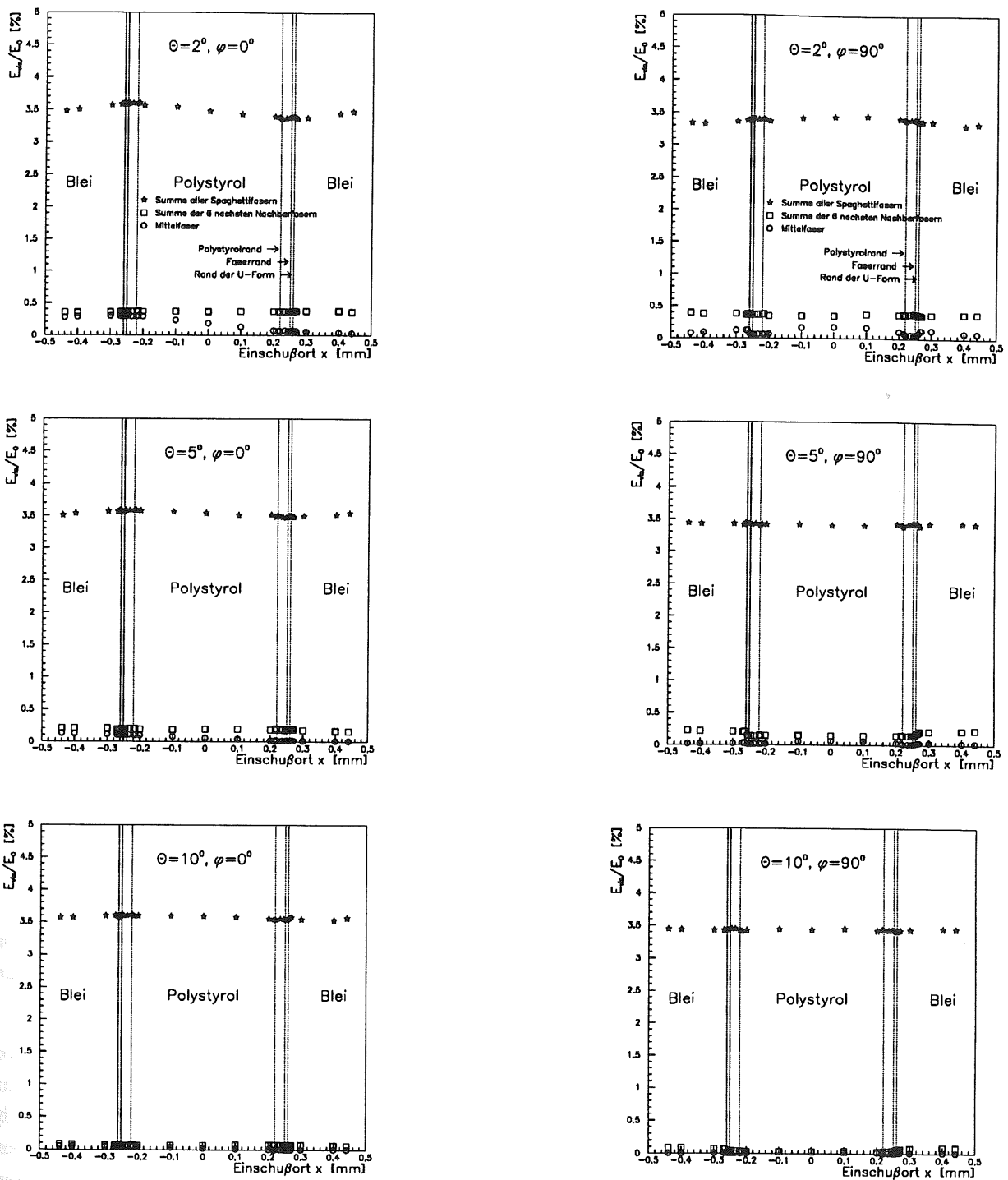


Abbildung 4.15: Abtastungen der hexagonalen Faser-Blei-Matrix mit Elektronenstrahlen der Energie $E_0=1$ GeV. Der Einschußort wird entlang der x -Achse variiert. Der Azimutwinkel beträgt $\varphi = 0^\circ$ (linke Spalte) und $\varphi = 90^\circ$ (rechte Spalte).

Wird der Polarwinkel vergrößert, sinkt die relative Inhomogenität. Zeigt dabei die Azimutrichtung $\varphi = 0^\circ$ in die Abtastrichtung, läßt sich mit Gleichung (4.1) aus Abbildung 4.15 bei $\theta = 10^\circ$ $I_r=(2.4\pm 0.6)\%$ ausrechnen.

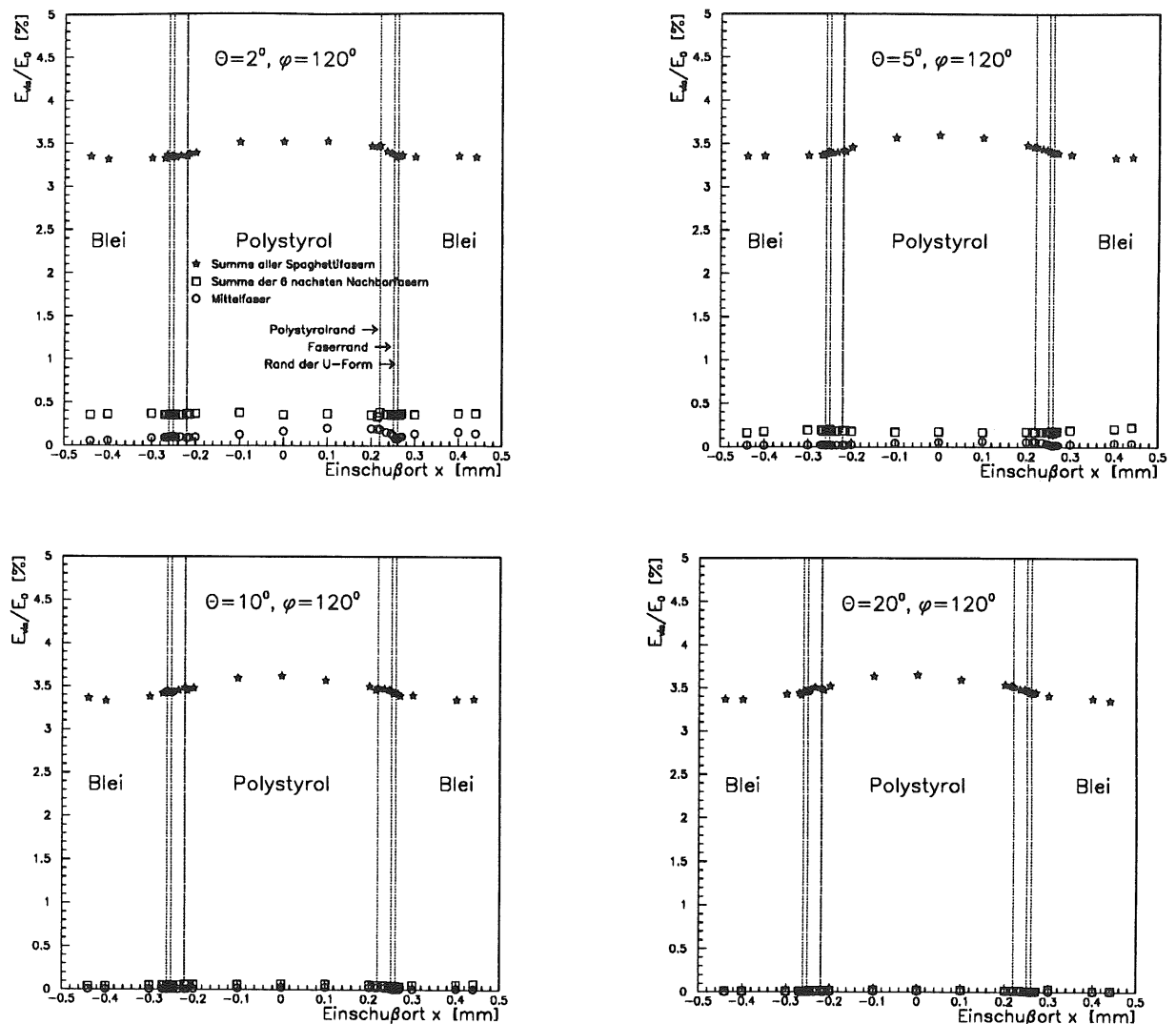


Abbildung 4.16: Abtastungen der hexagonalen Faser-Blei-Matrix mit Elektronenstrahlen der Energie $E_0=1$ GeV. Der Einschußort wird jeweils entlang der x -Achse variiert. Der Azimutwinkel beträgt $\varphi = 120^\circ$.

Auch wenn Abtast- und Azimutrichtung senkrecht zueinander stehen, nimmt die relative Inhomogenität im Gegensatz zur quadratischen Faseranordnung, stark mit zunehmendem Polarwinkel ab. Bei $\theta = 10^\circ$ ist sie schon auf $I_r = (1.3 \pm 0.6)\%$ abgefallen. Das ist auch verständlich, da es in dieser Richtung keine starken Variationen in der Art des durchquerten Materials mehr gibt. Die Fasern sind bei der hexagonalen Anordnung gleichmäßiger über das Detektorvolumen verteilt. Es macht bei einem von Null Grad verschiedenen Polarwinkel und Azimutwinkeln von $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ oder 270° keinen großen Unterschied, ob der Elektronenstrahl auf eine Faser- oder auf die Bleioberfläche trifft, die Inhomogenität in der Energiedeposition wird bei größeren Polarwinkeln stets immer kleiner. Abbildung 4.15 zeigt nur die Energiedepositionen bei den Azimutwinkeln $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$. Die beiden anderen Azimutwinkel führen aber aufgrund der symmetrischen Faseranordnung zu den gleichen mittleren Energiedepositionen.

Allerdings gibt es auch bei der hexagonalen Faseranordnung Richtungen, in denen die gedachte Verlängerung des einfallenden Teilchenstrahls vornehmlich Blei oder viele hintereinander befindliche Fasern durchquert. Falls die Abtastrichtung entlang der x -Achse variiert wird, ist das bei Azimutwinkeln von $\varphi = 60^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ und 300° der Fall. Betrachtet man die Abbildung 4.14 für $\theta = 0^\circ$ und Abbildung 4.16 für $\varphi = 120^\circ$, so erkennt man, daß die relative Inhomogenität von $I_r = (34.1 \pm 0.9)\%$ beim senkrechten Strahleinfall auf $I_r = (6.0 \pm 0.6)\%$ bei $\theta = 2^\circ$ gefallen ist. Bei zunehmenden Polarwinkeln steigt die relative Inhomogenität bei $\varphi = 120^\circ$ im Gegensatz zu $\varphi = 0^\circ$ und 90° . Bei $\theta = 20^\circ$ ist $I_r = (8.7 \pm 0.5)\%$. Das kommt daher, weil von der Schauerachse im steigenden Maße entweder eine „Wand“ aus hintereinander angeordneten Fasern oder nur Blei durchquert wird. Im ersten Fall steigt die Sampling-Frequenz mit wachsendem Polarwinkel an. Entsprechend mehr Strahlenergie wird in den Fasern entlang dieser Richtung deponiert. Das deutet sich auch in den Mittelwerten D_{Mittel} des prozentualen Anteils der in allen Fasern deponierten Strahlenergie an. Siehe hierzu Tabelle 4.3.

Man kann sagen, daß unabhängig von der Faserkonfiguration bei Polarwinkeln größer als 2° die sichtbare Energie stetig zunimmt. Das führt zudem zu immer besseren Energieauflösungen bei größeren Strahleinfallswinkeln relativ zur Detektoroberfläche, wie im Abschnitt 4.3 gezeigt wird.

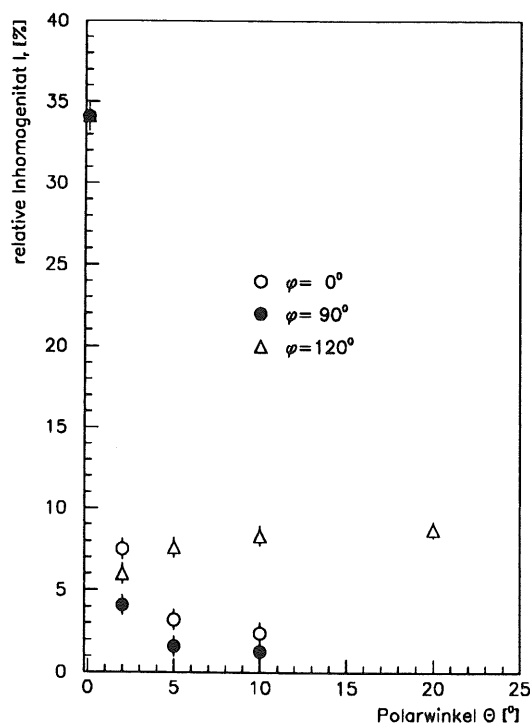


Abbildung 4.17: Abhängigkeit der relativen Inhomogenität I_r vom Polarwinkel θ und vom Azimutwinkel φ des einfallenden 1 GeV-Elektronenstrahls.

Einschußwinkel		E_{vis}/E_0 [%]			I_r [%]
φ [°]	θ [°]	D_{min}	D_{mittel}	D_{max}	
0	0	3.320±.015	3.828±.006	4.625±.029	34.1±.9
0	2	3.356±.015	3.483±.003	3.617±.016	7.5±.6
0	5	3.475±.015	3.533±.003	3.588±.015	3.2±.6
0	10	3.536±.014	3.574±.003	3.620±.014	2.4±.6
90	2	3.313±.015	3.379±.003	3.453±.015	4.1±.6
90	5	3.382±.015	3.415±.003	3.437±.015	1.6±.6
90	10	3.411±.014	3.434±.003	3.454±.014	1.3±.6
120	2	3.318±.015	3.380±.003	3.522±.015	6.0±.6
120	5	3.332±.015	3.415±.003	3.591±.015	7.6±.6
120	10	3.332±.014	3.444±.003	3.618±.014	8.3±.6
120	20	3.349±.013	3.471±.002	3.652±.013	8.7±.5

Tabelle 4.3: Zusammenstellung der relativen Inhomogenitäten aus den verschiedenen 1-GeV-Abtastungen der hexagonalen Faseranordnung mit $R=2.11:1$ und $d=0.5$ mm.

In Abbildung 4.17 ist die Abhängigkeit der relativen Inhomogenität I_r von einigen Polar- und Azimutwinkeln aufgetragen. Hier ist deutlich zu erkennen, daß I_r bei größeren Polarwinkeln nur dann rasch zurückgeht, wenn der Azimutwinkel nicht in eine der Richtungen zeigt, bei welchen kleine seitliche Verschiebungen des simulierten Elektronenstrahls eine nicht unwesentliche Variation in der oben diskutierten Beschaffenheit des durchquerten Materials bedeuten.

Diese vom Azimutwinkel abhängige Inhomogenität wird beim neuen BEMC des H1-Detektors dadurch vermindert, indem die im Kapitel 3.2.1 erwähnten Kalorimetermodule so angeordnet werden, daß die hexagonale Faseranordnung von Modul zu Modul um $\Delta\varphi = 180^\circ$ „gespiegelt“ ist [PRC 93/02]. Damit wird die relative Inhomogenität bei den oben beschriebenen, ungünstigen Azimutwinkeln reduziert.

4.2 Abhängigkeit der longitudinalen Leckverlustfluktuationen von der Detektorlänge

Im Idealfall soll das Aufschauern des Primärteilchens und die anschließende Energiedeposition durch Ionisationen und Anregungen von Detektoratomen vollkommen innerhalb des Kalorimetervolumens erfolgen. In der Realität besitzt jedes Kalorimeter jedoch eine endliche Ausdehnung und einige Sekundärschauerteilchen verlassen den Detektor an den Seiten und in Längsrichtung.

Das ist eine unerwünschte, aber unvermeidbare Erscheinung, die mit kleiner werdender Detektorlänge und höherer Teilchenenergie in longitudinaler Richtung zunimmt. Die laterale Schauerausdehnung wird durch niederenergetische Photonen bestimmt, so daß die transversalen Leckverluste von der Teilchenenergie unabhängig ist. Es verläßt stets ein konstanter Bruchteil der Primärenergie den Detektor in lateraler Richtung.

Je größer die Detektorlänge ist, desto geringer sind auch die longitudinalen Leckverlustfluktuationen, die entstehen, weil die Schauerausbreitung ein statistischer Prozeß ist. Im elektromagnetischen Schauer halbiert sich nicht sukzessive nach jeder Strahlungslänge die Energie jedes Sekundärteilchens durch Paarproduktion oder Bremsstrahlung, wie es im materialunabhängigen Schauersmodell dargestellt ist. Gelegentlich finden Wechselwirkungen erst nach einer längeren Wegstrecke statt oder der Energieübertrag auf ein neu entstehendes Sekundärteilchen weicht vom Mittelwert ab. Deshalb deponiert der Schauer nicht immer einen konstanten Teil seiner Energie in einer endlichen Detektorlänge.

Ist der Detektor ausreichend lang genug, verschwinden die longitudinalen Leckverlustfluktuationen und die Energieauflösung wird ausschließlich durch Spurlängenfluktuationen gemäß Gleichung (2.18) bestimmt. Um die Länge des simulierten Spaghetti-Kalorimeters

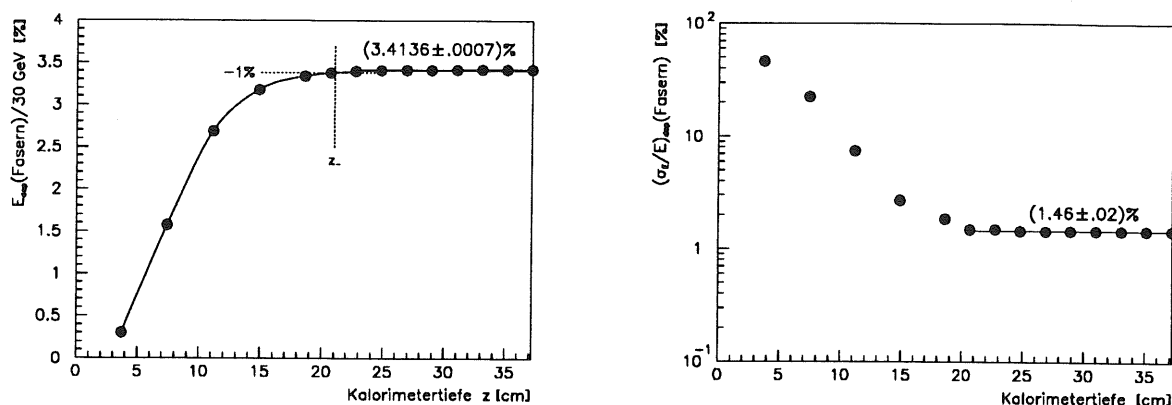


Abbildung 4.18: *Energiedeposition in den Fasern (links) und Energieauflösung (rechts), des simulierten Kalorimeters bei $E_0=30$ GeV und $\theta = 5^\circ$ in Abhängigkeit von der Detektorlänge.*

zu bestimmen, ab welcher sich die sichtbare Energiedeposition und die Energieauflösung mit zunehmender Länge nicht mehr verbessert, wurden Signalverteilungen der sichtbaren Energie bei verschiedenen Detektortiefen aufgezeichnet. Aus Simulationen mit 30-GeV-Elektronenstrahlen wurden die Mittelwerte der sichtbaren Energien E_{dep} , sowie die Breiten $\sigma_{E_{dep}}$ der Verteilungen bestimmt. Der Strahlauftreffort wurde über eine Einheitszelle verschmiert. Der Polarwinkel betrug bei dieser Bestimmung immer $\theta = 5^\circ$. Während E_{dep} mit zunehmender Detektortiefe z stetig wächst, nimmt $\sigma_{E_{dep}}$ ab. Der Quotient $\sigma_{E_{dep}}/E_{dep}$, der die Energieauflösung beschreibt, sinkt in Abhängigkeit von z bis zu einem bestimmten Wert z_{final} sehr schnell. Abbildung 4.18 (rechts), zeigt, daß dieser Wert bei $z_{final} = (21.0 \pm 0.5)$ cm liegt. In Abbildung 4.18 (links), ist der Bruchteil der Energie des Elektronenschauers dargestellt, welcher in Abhängigkeit von der Detektorlänge in den Fasern insgesamt deponiert wird. Es wird ein maximaler Prozentsatz von $E_{dep}/E_0 = (3.414 \pm .001)\%$ der Primärteilchenenergie in den Fasern deponiert. Im Bild ist ebenfalls die Detektortiefe z_- eingetragen, bei der E_{dep}/E_0 um 1% gesunken ist. Diese Tiefe ergibt durch Ablesen aus der Darstellung zu $z_- = (21.0 \pm 0.5)$ cm. Innerhalb der Ableseungenauigkeit stimmen z_{final} und z_- miteinander überein. Dieser Länge entsprechen (22.6 ± 0.5) elektromagnetische Strahlungslängen zu $X_0=0.93$ cm.

Ein elektromagnetisches Kalorimeter, das die Energie von einfallenden Elektronen präzise vermessen soll, muß mindestens eine solche Länge haben, um bei einem Einfallswinkel $\theta = 5^\circ$ eine gute Energieauflösung zur Verfügung zu stellen. Ist es kürzer, wird die Energieauflösung sehr schnell schlechter. Auf der anderen Seite verbessert sie sich auch nicht, wenn das Kalorimeter länger ausgelegt wird. Die Energieauflösung behält bei $z > z_{final}$ den Wert $\sigma_{E_{dep}}/E_{dep} = (1.46 \pm .02)\%$ bei. Ein zu langes Kalorimeter verursacht lediglich unnötige Baukosten.

4.3 Energieauflösungen der simulierten Kalorimeter

In einer Simulation kann die Energieauflösung eines Kalorimeters durch die Samplingfluktuationen:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_s}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_C^2 \quad (4.2)$$

ausgedrückt werden. Siehe Kapitel 2.3.3. Der konstante Term σ_C^2 kommt durch die oben beschriebene relative Inhomogenität der Energiedeposition im Spaghetti-Kalorimeter zustande. In bestimmten Richtungen und Strahlauftreffpunkten durchqueren die Schauerteilchen entweder hauptsächlich Blei oder Szintillatormaterial.

Fluktuationen der longitudinalen und lateralen Leckverluste, welche die Energieauflösung in der Realität vermindern, können in der Simulation vermieden werden, indem die physikalischen Abmessungen des Detektors ausreichend groß gewählt werden.

Demzufolge wurden in den Simulationen immer 299 szintillierende Fasern in x - und y -Richtung verwendet. Diese Detektorbreite ist groß genug, um laterale Leckverluste auch bei von Null verschiedenen Einfallswinkeln θ auf höchstens 0.5% begrenzen.

Die Detektorlänge von $30 X_0$ reicht vollkommen aus, um longitudinale Leckverluste auch bei Elektronenenergien von 30 GeV für alle durchgeführten Simulationen nie über 0.2 % anwachsen zu lassen.

Die Energieauflösung läßt sich in vielen Fällen jedoch besser mit:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad (4.3)$$

beschreiben.

Zum Vergleich sind in den Tabellen 4.4 und 4.5 die Parameter beider Kurvenanpassungen zusammen mit dem jeweiligen reduzierten χ_r^2 -Wert eingetragen. Um die Energieauflösungskurven zu erhalten wurde die Detektoroberfläche mit Elektronen der folgenden Energien beschossen: 1, 2, 3, 5, 10, 15, 20, 25 und 30 GeV. Der Auftreffpunkt wurde über eine Einheitszelle, unter Verwendung von Zufallszahlen, verschmiert. Der Azimutwinkel betrug immer $\varphi = 90^\circ$. Die Simulationen wurden, bis auf eine Ausnahme, mit einer Kalorimeterlänge von $l_D = 27.9$ cm durchgeführt. Dieser Länge entsprechen, je nach Faserkonfiguration und Volumenverhältnis R , eine unterschiedliche Anzahl von Strahlungslängen. Deshalb wurde in den Tabellen 4.4 und 4.5 die Kalorimeterlänge l_D in Strahlungslängen mitaufgeführt.

Die Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen die Energieauflösungskurven für zwei Kalorimetermodelle B mit unterschiedlichem R . Es ist ersichtlich, daß die Energieauflösung mit zunehmendem Einfallswinkel θ besser wird,

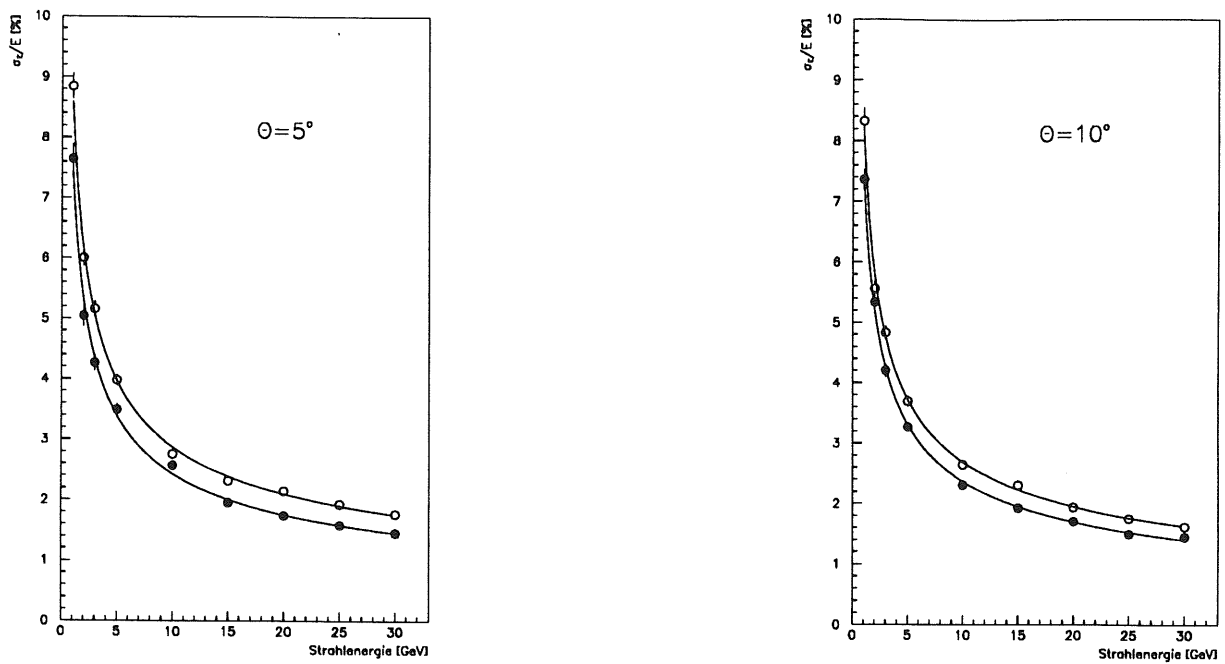


Abbildung 4.19: Energieauflösungen eines $32.1 X_0$ langen $1.75:1$ -Spaghetti-Kalorimetermodells B. Die gefüllten Werte sind mit $ECUT=0.75$ MeV berechnet, die anderen mit $ECUT=1.0$ MeV.

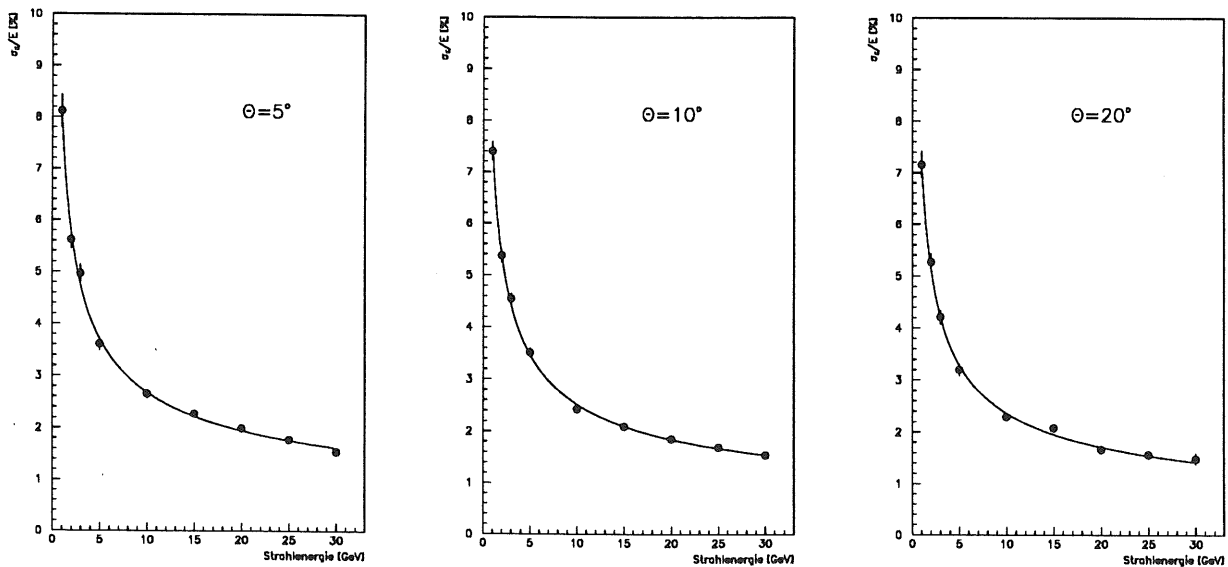


Abbildung 4.20: Energieauflösungen eines $33.4 X_0$ langen Spaghetti-Kalorimetermodells B mit $R=2:1$.

R	$l_D [X_0]$	$\theta [^\circ]$	ECUT	a [%]	b [%]	χ_r^2	σ_s [%]	σ_C [%]	χ_r^2
1.75	32.1	5	1.00	$8.36 \pm .16$	$.23 \pm .03$	1.41	$8.62 \pm .11$	$.82 \pm .08$	1.08
			0.75	$7.33 \pm .18$	$.11 \pm .05$	1.18	$7.47 \pm .13$	$.51 \pm .12$	1.22
		10	1.00	$7.91 \pm .15$	$.18 \pm .04$	1.08	$8.14 \pm .10$	$.68 \pm .08$	1.17
			0.75	$7.20 \pm .13$	$.08 \pm .04$.97	$7.28 \pm .09$	$.47 \pm .09$.78
2.00	33.4	5	0.75	$7.92 \pm .21$	$.18 \pm .06$	1.18	$7.47 \pm .13$	$.51 \pm .12$	1.22
		10	0.75	$7.29 \pm .14$	$.22 \pm .04$.69	$7.55 \pm .10$	$.73 \pm .07$.72
		20	0.75	$7.06 \pm .20$	$.13 \pm .06$	1.10	$7.20 \pm .14$	$.58 \pm .14$	1.05

Tabelle 4.4: Parameter der angepaßten Energieauflösungskurven für verschiedene Kalorimetermodelle B.

Abbildung 4.19 zeigt, daß bei einer zu hoch gewählten Elektronabschneideenergie von ECUT=1 MeV eine deutlich schlechtere Energieauflösung simuliert wird, als beim optimalen Wert ECUT=0.75 MeV.

Die Abbildungen 4.22 und 4.21 zeigen die Energieauflösungskurven für zwei Kalorimetermodelle C mit unterschiedlichen Längen. Auch hier sieht man, daß die Energieauflösung mit zunehmendem Einfallswinkel θ besser wird,

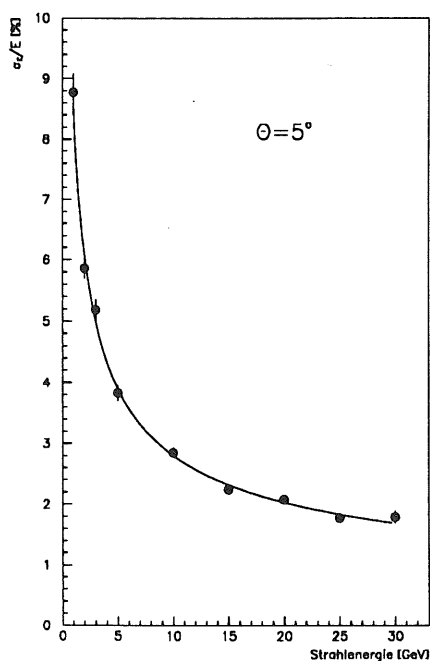


Abbildung 4.21: Energieauflösung eines $23.7 X_0$ langen, 2.11:1-Spaghetti-Kalorimetermodells C.

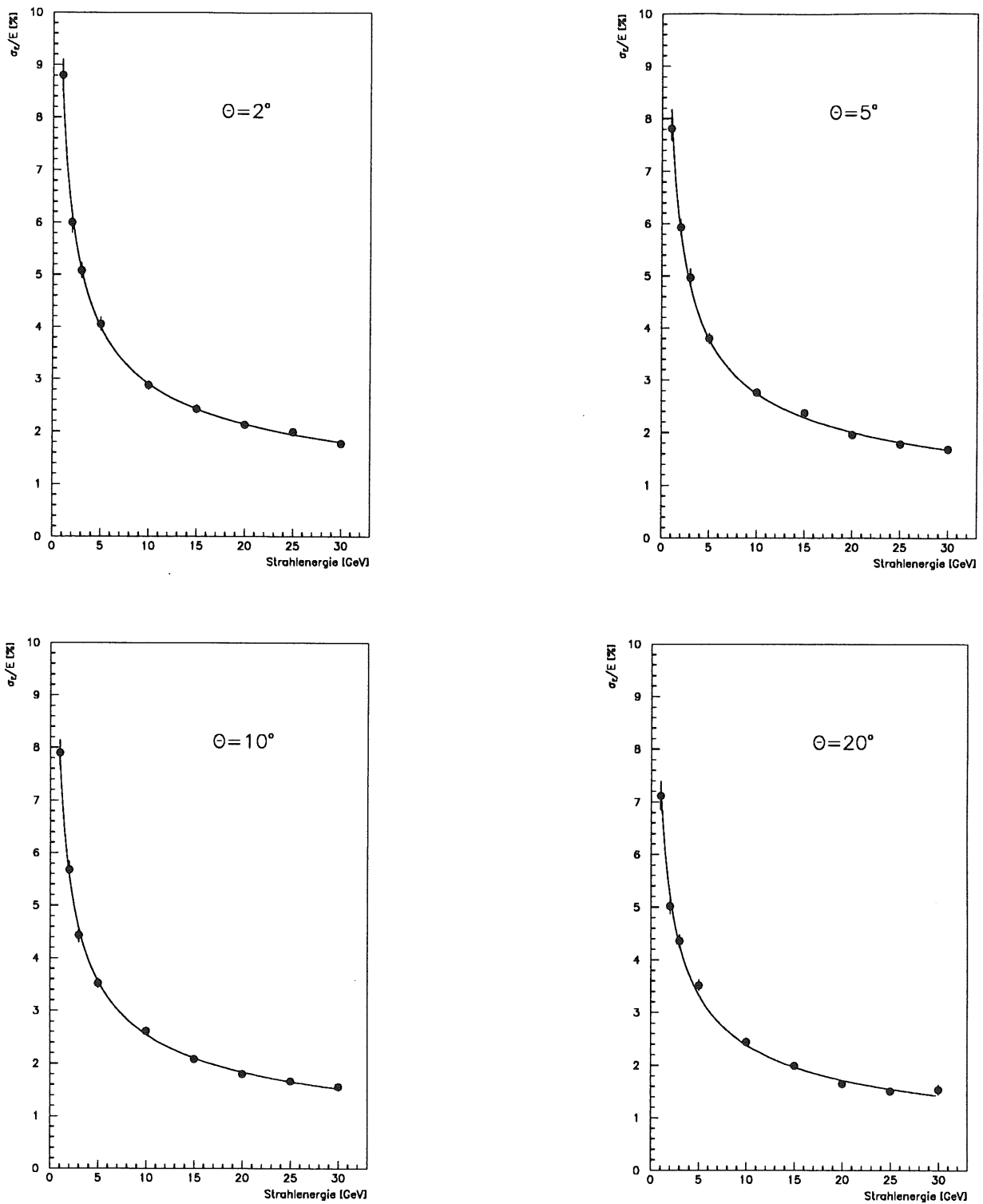


Abbildung 4.22: Energieauflösungen eines $30 X_0$ langen 2.11:1-Spaghetti-Kalorimetermodells C.

Wie die Simulationen zeigen, hängt die Energieauflösung eines Spaghetti-Kalorimeters nicht allein vom Faser-zu-Blei-Volumenverhältnis R und vom Faserdurchmesser d ab, wie Gleichung (2.20) aussagt, sondern ebenfalls vom Einfallswinkel θ der Elektronen. Mit zunehmendem θ wird σ_E/E besser. Dies ist eine Folge der mit θ steigenden Sampling-Frequenz: Der Schauer wird entlang seiner Achse häufiger vom Nachweismedium, den Fasern, abgetastet.

Es fällt ebenfalls auf, daß der konstante Term b mit zunehmendem Einfallswinkel θ bei beiden Kalorimetermodellen B und C immer kleiner wird. Diese Beobachtung geht einher mit dem in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Rückgang der relativen Inhomogenität bei größeren Polarwinkeln θ , falls $\varphi = 90^\circ$ beträgt, wie in den hier durchgeführten Simulationen der Energieauflösung.

R	$l_D [X_0]$	$\theta [^\circ]$	ECUT	a [%]	b [%]	χ_r^2	σ_s [%]	σ_C [%]	χ_r^2
2.11	30	2	0.75	$8.34 \pm .21$	$.27 \pm .06$.34	$8.68 \pm .15$	$.87 \pm .10$.39
		5	0.75	$7.94 \pm .18$	$.23 \pm .05$	1.06	$8.24 \pm .13$	$.77 \pm .09$	1.40
		10	0.75	$7.70 \pm .18$	$.12 \pm .05$.51	$7.83 \pm .12$	$.55 \pm .12$.46
		20	0.75	$7.23 \pm .19$	$.10 \pm .06$	1.43	$7.37 \pm .13$	$.46 \pm .17$	1.54
	23.7*	5	0.75	$8.36 \pm .22$	$.16 \pm .07$	1.16	$8.55 \pm .15$	$.69 \pm .15$	1.12

Tabelle 4.5: Parameter der angepaßten Energieauflösungskurven für das Kalorimetermodell C. Das mit einem * bezeichnete Kalorimeter hat eine Länge von $l_D=22$ cm.

4.3.1 Winkelabhängigkeit der Energieauflösung

Um die Winkelabhängigkeit der Energieauflösung des Modells C herauszufinden, wurden Elektronen der Energie $E_0=5$ GeV unter verschiedenen Winkeln θ auf die Mitte des simulierten Kalorimeter geschossen. Der Auftreffpunkt der Elektronen wurde über eine Einheitszelle gleichmäßig verteilt. Der Azimutwinkel betrug in dieser Winkelstudie immer $\varphi = 90^\circ$.

Die Abbildung 4.23 zeigt das σ_E/E bei $\theta > 10^\circ$ nur noch sehr langsam kleiner wird. Bei $\theta = 20^\circ$ ist $\sigma_E/E = (3.39 \pm 0.05)\%$. Bei kleinen Winkeln ist die Energieauflösung schlechter. Der winkelabhängige Verlauf der Energieauflösung kann wie im Abschnitt zuvor beschrieben, durch eine Erhöhung der Sampling-Frequenz bei größeren Einfallswinkeln θ erklärt werden. Auch in dieser Studie sieht man noch einmal, daß ein zu hoch gewählter ECUT=1 MeV die Energieauflösung bei allen Winkeln um circa 0.6% verschlechtert.

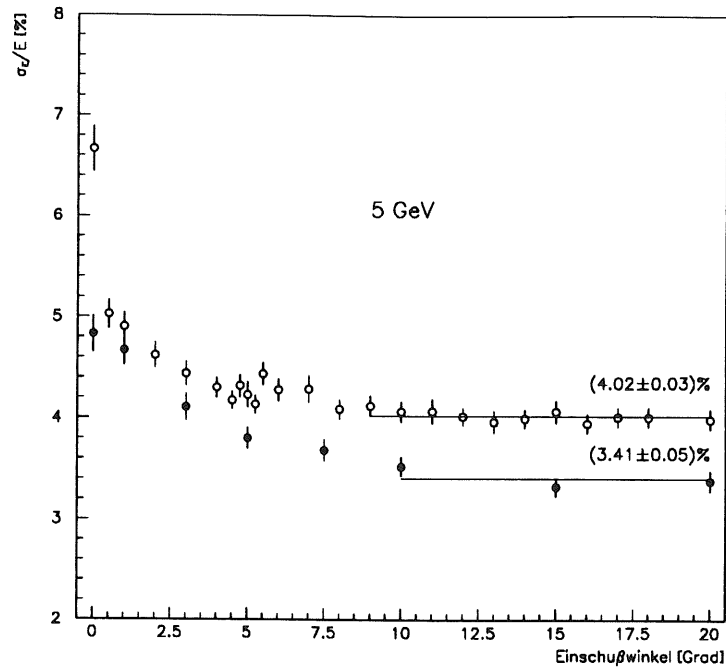


Abbildung 4.23: Winkelabhängigkeit der Energieauflösung. Die Fasern sind in einer U-Form gelagert. (Ausgefüllte Punkte sind mit $ECUT=0.75$ MeV berechnet, die anderen mit $ECUT=1.0$ MeV.)

4.4 Einfluß der Faserummantelung auf die Energieauflösung

Abbildung 4.24 zeigt die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Dicke der Faserummantelung d_C bei einem Kalorimetermodell B mit $R=2:1$. Der Gesamtdurchmesser der Fasern ist in diesen Untersuchungen konstant: $d_{Faser}=0.5$ mm. Die 5-GeV-Elektronen fallen stets unter einem Polarwinkel von $\theta = 5^\circ$ und einem Azimutwinkel von $\varphi = 90^\circ$ auf die Kalorimetermitte ein. Wiederum wurde der Auftreffpunkt der Elektronen über eine Einheitszelle gleichverteilt.

Die simulierte Energieauflösung läßt sich beschreiben durch:

$$\sigma_E/E = (7.2 \pm 2.2) \frac{\%}{\text{mm}} \cdot d_C + (3.52 \pm .08)\% \quad (4.4)$$

Bei kleinen Dicken der Faserummantelung ist die Energieauflösung besser, weil mehr Energie in den Faserkernen deponiert wird.

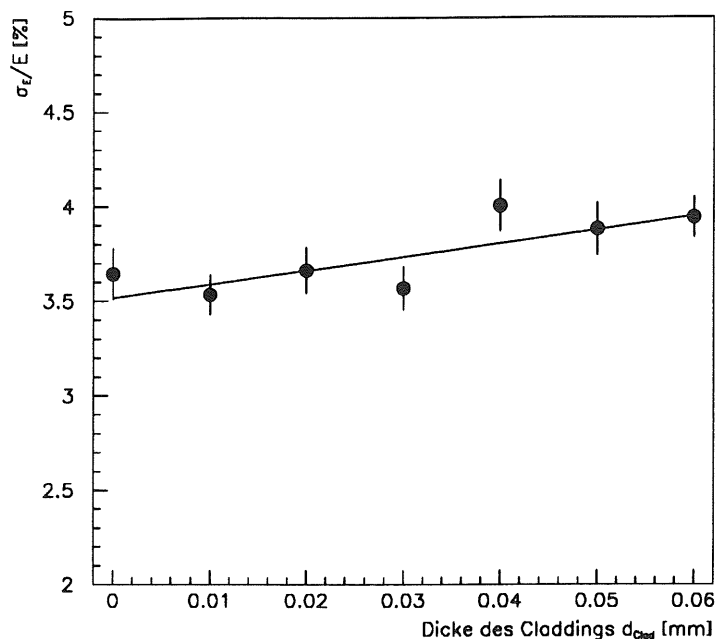


Abbildung 4.24: Energieauflösung bei unterschiedlichen Fasermanteldicken und konstantem Fasergesamtdurchmesser $d_{\text{Faser}}=0.5$ mm im Modell B.

4.5 Linearität

In diesem Abschnitt sind die Linearitätskurven der untersuchten Kalorimetermodelle B und C dargestellt. In den Tabellen 4.6 und 4.7 sind die Parameter der angepaßten Geraden eingetragen. Die Abbildungen 4.25 bis 4.28 enthalten zusätzlich gestrichelte Linien, bei denen die Abweichungen von der Linearität 1% betragen. Man erkennt, daß die Abweichungen bei kleinen Elektronenenergien am größten sind, jedoch 1% nicht überschreiten.

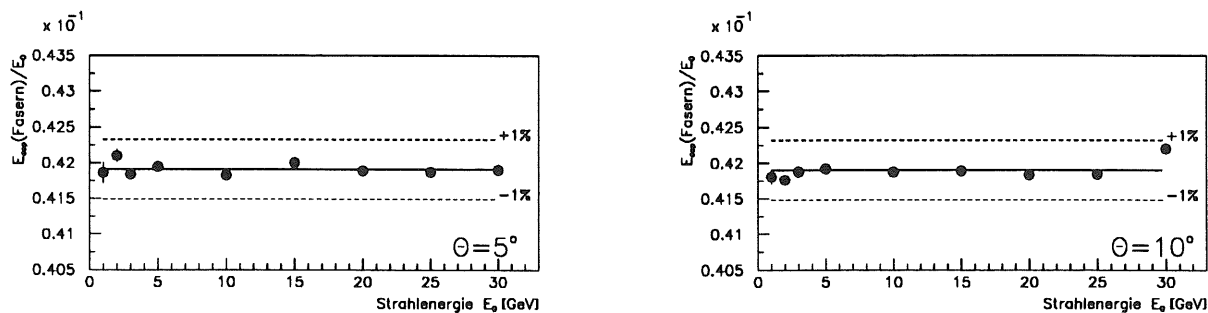


Abbildung 4.25: Linearität eines $32.1 X_0$ langen 1.75:1-Spaghetti-Kalorimetermodells B bei unterschiedlichen Einschußwinkeln θ des Elektronenstrahls.

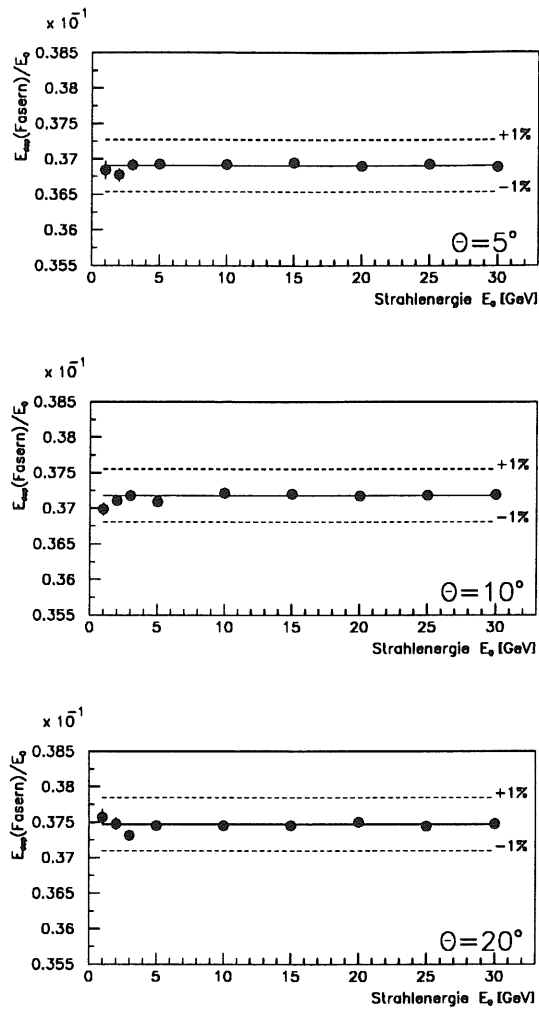


Abbildung 4.26: Linearität eines $33.4 X_0$ langen 2:1-Spaghetti-Kalorimetermodells B bei unterschiedlichen Einschufwinkeln θ des Elektronenstrahls.

R	$l_D [X_0]$	$\theta [^\circ]$	$E_{vis}/E_0 [\%]$	χ_r^2
1.75	32.1	5	$4.191 \pm .001$	3.66
		10	$4.190 \pm .001$	3.178
2.00	33.4	5	$3.690 \pm .001$.80
		10	$3.718 \pm .001$	1.61
		20	$3.747 \pm .001$	1.54

Tabelle 4.6: Parameter der angepaßten Geraden an die Linearitätskurven unterschiedlicher Kalorimetermodelle B.

Bei größeren Einschufwinkeln θ wird bei allen untersuchten Kalorimetermodellen mehr sichtbare Energie E_{vis} in den Fasern deponiert als bei kleineren Einschufwinkeln. Das liegt wiederum an der Zunahme der Sampling-Frequenz mit steigendem θ , wie oben gezeigt.

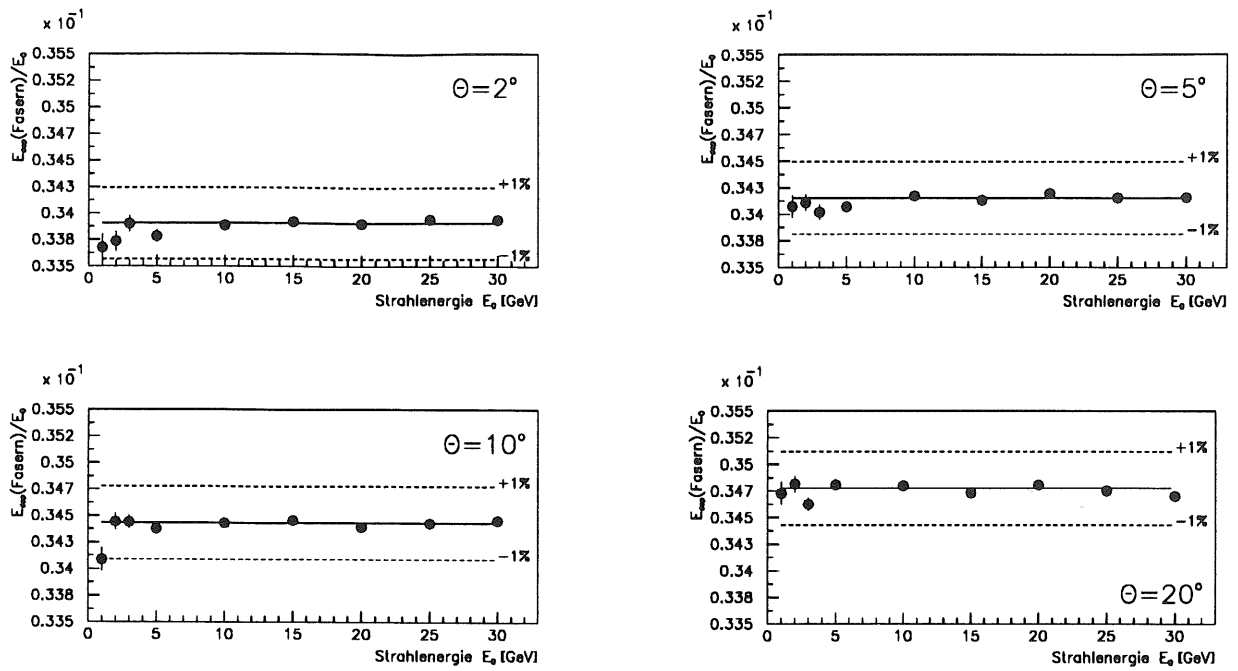


Abbildung 4.27: Linearität eines $30 X_0$ langen 2.11:1-Spaghetti-Kalorimetermodells C bei unterschiedlichen Einschufwinkeln θ des Elektronenstrahls.

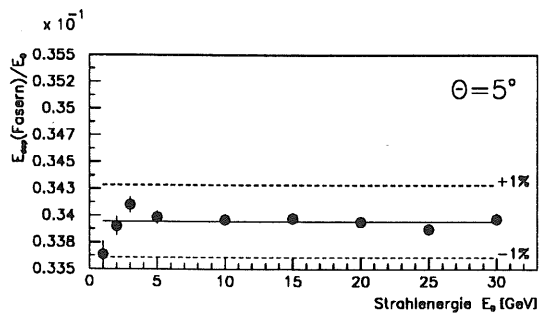


Abbildung 4.28: Linearität eines $23.7 X_0$ langen 2:1-Spaghetti-Kalorimetermodells C. Der Einschufwinkel des Elektronenstrahls beträgt $\theta = 5^\circ$.

R	$l_D [X_0]$	$\theta [^\circ]$	$E_{vis}/E_0 [\%]$	χ_r^2
2.11	30	2	$3.391 \pm .001$	2.28
		5	$3.415 \pm .001$	1.42
		10	$3.443 \pm .001$	2.12
		20	$3.477 \pm .001$	2.08
	23.7*	5	$3.395 \pm .001$	2.11

Tabelle 4.7: Parameter der angepaßten Geraden an die Linearitätskurven von unterschiedlichen Kalorimetermodellen C . Das mit einem * bezeichnete Kalorimeter hat eine Länge von $l_D = 22$ cm.

4.6 Einfluß der Faserdämpfungslänge auf die Energieauflösung

Ein Spaghetti-Kalorimeter mißt die in den Fasern deponierte Energie anhand von Lichtquanten aus Szintillationsprozessen, die ein Teilchen hervorruft, das das Fasermaterial Polystyrol durchquert. Eine szintillierende Faser besitzt eine Dämpfungslänge λ , welche die Tatsache beschreibt, daß nicht das gesamte erzeugte Licht das Faserende erreicht und mit Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen werden kann. Die Ursache hierfür sind Absorptionen der Lichtquanten oder Streuungen, so daß das Licht aus dem Faserkern entweicht und für die Messung verloren ist.

Die Lichtdämpfung wurde dadurch simuliert, daß die deponierte Energie abhängig vom Faserauftreffort z ; relativ zum rückwärtigen Ende des Kalorimeters in z -Richtung gemäß der Funktion:

$$E'_{dep} = E_{dep} e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (4.5)$$

gedämpft wurde. Pro Kalorimeter wurden unterschiedliche Dämpfungslängen simuliert. In Abbildung 4.29 ist das Kalorimetersignal, bzw. die sichtbare Energie als Funktion der Dämpfungslänge aufgetragen. Bei kurzem λ erreicht nur noch ein kleiner Bruchteil des zur Energie-deposition proportionalen Szintillationslichtes das rückwärtige Ende des Detektors. Abbildung 4.30 zeigt die von der Dämpfungslänge abhängige Energieauflösungen bei $E_0 = 1$ GeV und $E_0 = 5$ GeV.

Abbildung 4.31 zeigt die relative Änderung der insgesamt deponierten Energie, bzw. des dazu proportionalen Lichtsignals S an den Faserenden bei einer Veränderung der Dämpfungslänge λ . An die Kurven wurden die Funktionen:

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{d\lambda} = a \lambda^{-b} \quad (4.6)$$

angepaßt. Für $E_0 = 1$ GeV gilt $a = (18.8 \pm 0.4) \text{ cm}^{-1}$, $b = (1.955 \pm 0.007)$. Für $E_0 = 5$ GeV gilt $a = (15.6 \pm 0.2) \text{ cm}^{-1}$, $b = (1.924 \pm 0.005)$.

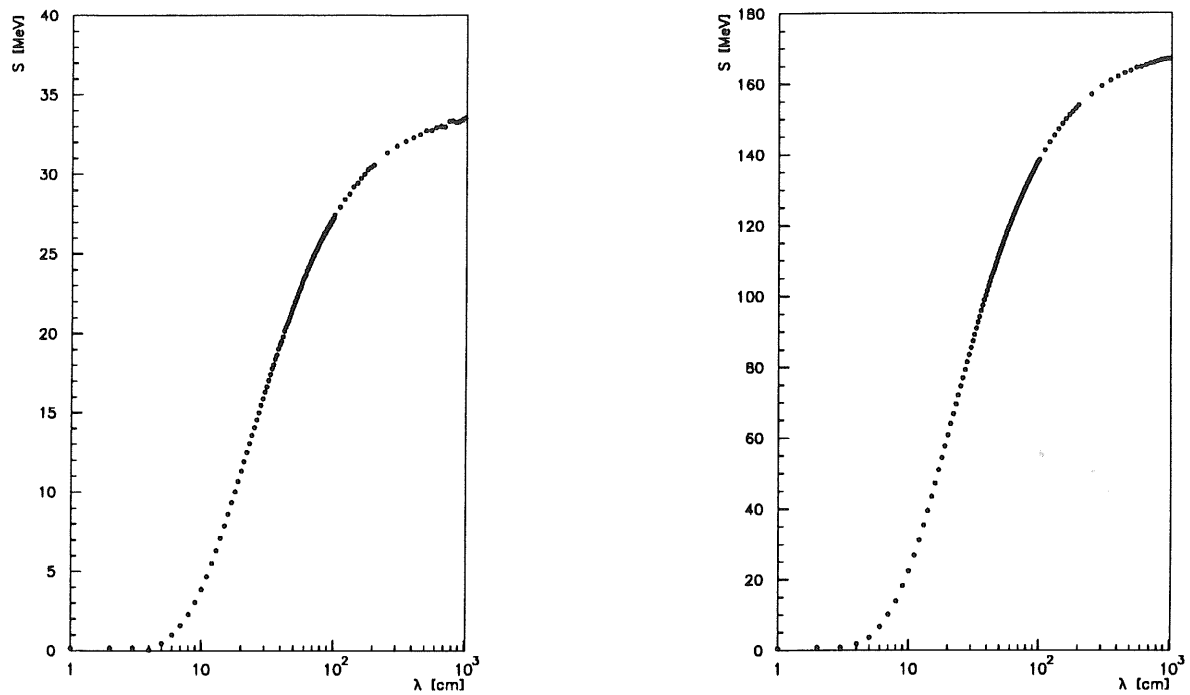


Abbildung 4.29: Energiesignal S des Kalorimetermodells C in Abhängigkeit von der Faserdämpfungslänge λ . Links: 1-GeV-Elektronen, rechts: 5-GeV-Elektronen

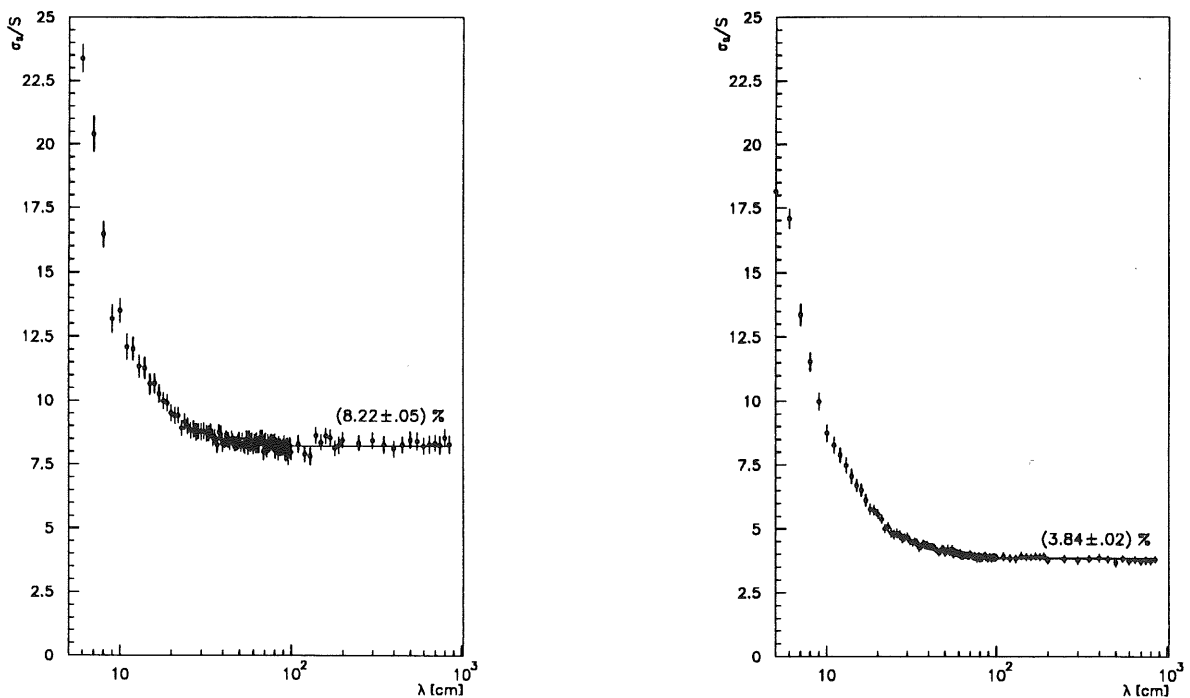


Abbildung 4.30: Energieauflösungen in Abhängigkeit von der Faserdämpfungslänge λ . Links: 1-GeV-Elektronen, rechts: 5-GeV-Elektronen

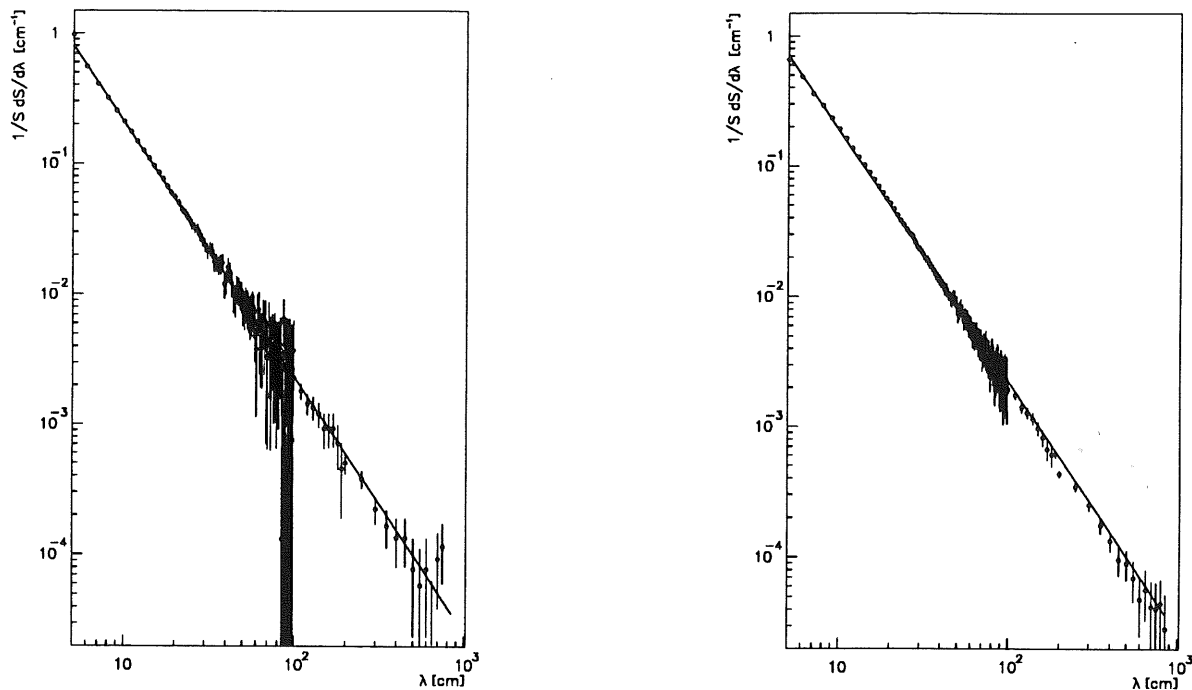


Abbildung 4.31: Relative Variation des Detektorsignals S bei einer Variation der Faserdämpfungslänge λ . Links: 1-GeV-Elektronen, rechts: 5-GeV-Elektronen

Die großen Fehler in Abbildung 4.31 ergeben sich aus der feinen Unterteilung des betrachteten Dämpfungslängenintervalls. Zur numerischen Berechnung der linken Seite von Gleichung (4.6) wurde die folgende Formel benutzt:

$$\frac{1}{S_i} \frac{dS_i}{d\lambda_i} = \frac{1}{S_i} \frac{S_{i+1} - S_{i-1}}{\lambda_{i+1} - \lambda_{i-1}} \quad (4.7)$$

Im Intervall $\lambda = 1 \dots 100$ cm betrug der Abstand zwischen zwei Dämpfungslängen 1 cm. Im Intervall $\lambda = 100 \dots 200$ cm betrug er 10 cm und im Intervall $\lambda = 200 \dots 1000$ cm betrug er dann 50 cm. Da der Abstand $\lambda_{i+1} - \lambda_{i-1}$ in der Region in welcher sich $S_{i+1} - S_{i-1}$ am stärksten ändert, siehe Abbildung 4.29, klein bleibt, wirken sich Fehler in S_{i-1} , S_i und S_{i+1} dort besonders stark auf $\frac{1}{S_i} \frac{dS_i}{d\lambda_i}$ aus. Zu größeren λ -Werten hin ändert sich S_i nicht mehr so stark, zudem verzehnfachen sich die Abstände zwischen zwei Dämpfungslängen. Der Nenner auf der rechten Seite von Gleichung (4.7) wird dann abrupt zwanzigmal größer. Der große Fehler verschwindet darum bei größeren Dämpfungslängen wieder.

Um die Fragestellung zu beantworten, wie stark die Dämpfungslänge λ der Fasern variieren darf, so daß das Signal S um höchstens $\frac{dS}{S} = 1\%$ variiert, wurde Gleichung (4.6) nach $d\lambda$ umgeformt:

$$d\lambda = \frac{dS}{S} \frac{1}{a\lambda^{-b}} \quad (4.8)$$

Tabelle 4.8 zeigt einige $d\lambda$ -Werte für 1-GeV- und 5-GeV-Schauer. Es ist erkennbar, daß Fasern mit Dämpfungslängen von $\lambda = 20$ cm mit einer Genauigkeit von circa 0.2 cm hergestellt werden müssen, um eine Änderung des Detektorsignals von mehr als 1% zu vermeiden.

Wie im Abschnitt 4.1.2 gezeigt wurde, erfolgt die Deposition der sichtbaren Energie in nur wenigen Fasern. Benachbarte Fasergruppen mit unterschiedlichen Dämpfungslängen können deshalb ein unterschiedliches Detektorsignal S hervorrufen. Die Dämpfungslängen der einzelnen Fasern müssen daher genau gemessen werden, um solche Fasern, die zu stark von der gewünschten Dämpfungslänge abweichen, aussortieren zu können.

E_0 [GeV]	λ [cm]	$d\lambda$ [cm]
1	10	0.05
1	20	0.19
1	100	4.3
5	10	0.05
5	20	0.20
5	100	4.5

Tabelle 4.8: *Maximale Variation der Dämpfungslänge $d\lambda$, so daß sich das gemessene Detektorsignal um höchstens 1% ändert.*

5. Resultate der Albedountersuchungen

Trifft ein Strahl hochenergetischer Teilchen auf einen Materieblock, so tritt aufgrund seiner endlichen transversalen und longitudinalen Ausdehnung ein gewisser Bruchteil des Schauers aus den Seiten heraus. Dieses Phänomen wird Leckverlust genannt. Der Teil der Energie des primären Teilchens, welcher entgegengesetzt zur Einfallsrichtung den Materieblock verläßt, wird im folgenden *Albedo* genannt.

Um das Albedo-Phänomen an einem Materieblock isoliert von allen weiteren Leckverlusten zu betrachten, wird in den Simulationen ein unendlich ausgedehnter Materie-Halbraum verwendet. Abbildung 5.1 illustriert den einfachen geometrischen Aufbau, der bei der Simulation verwendet wird. Der Materieblock erstreckt sich, beim Nullpunkt eines cartesischen Koordinatensystems beginnend, in positiver z -Richtung. Vom Nullpunkt ausgehend in negativer z -Richtung befindet sich Vakuum.

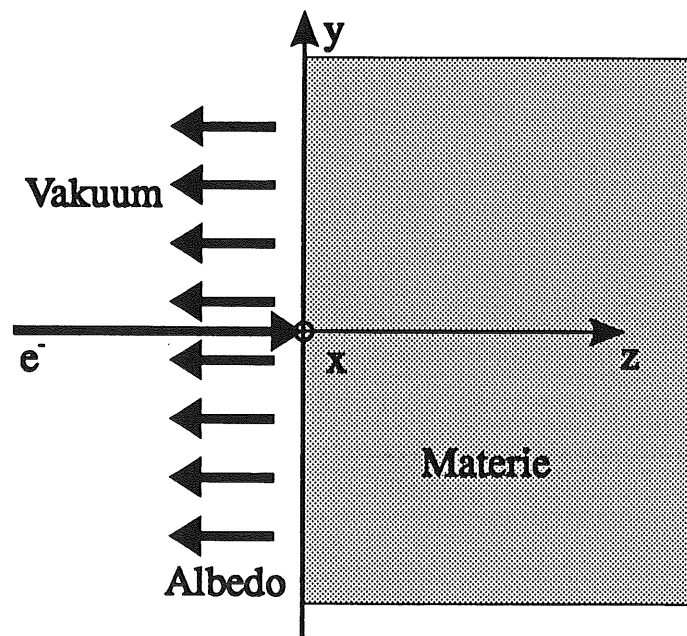


Abbildung 5.1: *Simulationsaufbau zur Bestimmung der Albedoenergie. Der materieerfüllte Halbraum erstreckt sich vom Koordinatennullpunkt ausgehend $\forall z \geq 0$ in x - und y -Richtung bis ins Unendliche.*

5.1 Entstehung der Albedo

Um den Albedoeffekt verstehen zu können, ist es notwendig den zu ihm führenden Wechselwirkungsprozeß der Schauerteilchen mit dem Materieblock zu identifizieren. Ein Blick auf die Energiespektren¹ der Albedophotonen und Albedoelektronen eines 1-GeV-Elektrons in einem PbF_2 -Halbraum in Abbildung 5.2 zeigt, daß sie hauptsächlich aus niederenergetischen Teilchen bestehen.

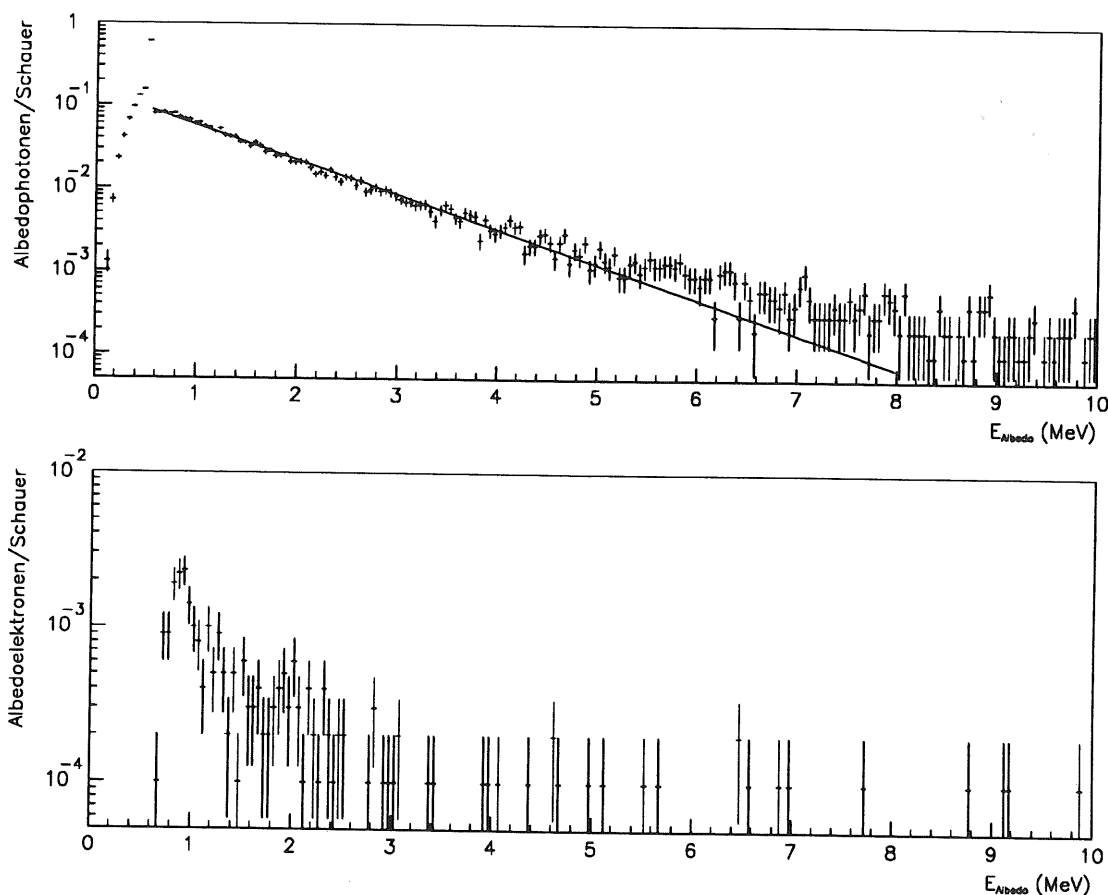


Abbildung 5.2: *Energiespektren der Albedophotonen (oben) und Albedoelektronen (unten) bei einem 1-GeV-Elektronenbeschuss auf einen PbF_2 -Halbraum. Auf einen Schauer normiert.*

90% der Albedophotonen (-elektronen) haben eine niedrigere Energie als 2.6 MeV (3.5 MeV), nur 1% der Albedophotonen (-elektronen) haben höhere Energien als 6.4 MeV (10 MeV). Wie die Spektren in Abbildung 5.2 ebenfalls zeigen, besteht die Albedo nahezu ausschließlich aus Photonen. An die Verteilung der Photonenenergien für Energien größer als

¹Die Berechnung der Spektren wurde mit niedrigen EGS4-Abschneideenergien durchgeführt: ECUT=0.6 MeV, PCUT=0.1 MeV.

0.511 MeV kann eine Exponentialfunktion der Form:

$$N_\gamma = N_{\gamma_0} e^{-aE_\gamma}, \quad \text{mit: } \begin{array}{l} N_{\gamma_0} = 0.149 \pm 0.002 \\ a = 0.958 \pm 0.008 \text{ MeV}^{-1} \end{array} \quad (5.1)$$

angepaßt werden. Der hohe Wert von 0.55 Albedophotonen pro Schauer mit einer Energie von knapp oberhalb der Elektronruhemasse von 0.511 MeV ist einerseits auf Elektron-Positron-Paarvernichtungen zurückzuführen in denen das Positron fast keine kinetische Energie mehr besitzt und andererseits auf vom Programm EGS4 erzwungene Paarvernichtungen, weil die kinetische Energie des Positrons unterhalb der Elektronabschneideenergie ECUT gesunken ist.

Die Entstehung der Albedo kann anhand der elektromagnetischen Schauerentwicklung verstanden werden. Im Anfangsstadium des Schauers werden fast nur Bremsstrahlungsquanten und Elektron-Positron-Paare produziert. Die Teilchenenergie halbiert sich näherungsweise nach jeder Strahlungslänge X_0 . Der Schauer breitet sich hauptsächlich in Vorwärtsrichtung aus. Der mittlere Ablenkungswinkel durch Vielfachstreuungen eines 50-GeV-Elektrons nach einer Strahlungslänge in einem beliebigen Material beträgt gemäß Gleichung (2.14) lediglich $\langle \Theta_M \rangle = 1.5$ Bogensekunden. Bei einem 50-MeV-Elektron sind es $\langle \Theta_M \rangle = 0.42^\circ$ ².

In einem hochenergetischen Schauer weichen die produzierten Sekundärteilchen also erst nach einer erheblichen im Materieblock zurückgelegten Wegstrecke von ihrer ursprünglichen Flugrichtung ab. Je niedriger die Einschußenergie, desto größer ist der mittlere Ablenkungswinkel $\langle \Theta_M \rangle$ bei einer festen Eindringtiefe und desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich das Sekundärteilchen wieder in Rückwärtsrichtung bewegt. Wie Abbildung 5.2 zeigt, erreichen nur äußerst wenige Elektronen wieder die Halbraumoberfläche. Es ist anzunehmen, daß diese Elektronen aus oberflächennah stattfindenden Compton-Effekten stammen. Denn Elektronen, die nach mehreren Strahlungslängen in der Materie beginnen, sich aufgrund von Vielfachstreuungen entgegengesetzt zur Einfallrichtung zu bewegen, sind niederenergetischer und verlieren ihre Energie rasch durch aufeinanderfolgende Wechselwirkungsprozesse.

Die Flugrichtung der niederenergetischen Photonen der Schauerendphase ändert sich vor allen Dingen durch Compton-Effekte ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$) erheblich. Diese Photonen haben Energien von $E_\gamma = 1 \dots 10$ MeV. Das gestreute Photon erfährt dabei gemäß [COMP23]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad (5.2)$$

eine Energieminderung. Die Energieminderung hängt nur vom Winkel ϑ des gestreuten Photons relativ zur Richtung des einlaufenden Photons ab.

Im allgemeinen schlägt das einlaufende Photon ein Elektron aus der Atomhülle heraus. Das ist der Fall, wenn sich das getroffene Elektron entweder in einer der äußeren Schalen befindet, wo die Ionisationsenergien nur wenige Elektronenvolt³ betragen oder die Photonenenergie hinreichend groß ist, um stärker gebundene Elektronen der inneren Schalen aus dem Atomverband herauszukatapultieren. Diese Situation dominiert bei Elementen mit niedriger Ordnungszahl, in denen die Ionisationsenergie der Elektronen der inneren Schalen, verglichen

²Elektron-Positron-Paare, bzw. Bremsquanten weichen von der Flugrichtung des erzeugenden Bremsquants, bzw. des Elektrons um durchschnittlich $\langle \Theta \rangle \approx \frac{m_e c^2}{E}$ ab.

³In Argon (Blei) beträgt die Ionisationsenergie eines Hüllenelektrons $I = 15.76$ (7.42) eV [CAMP85].

mit der Energie der Photonen, klein ist. In aufeinanderfolgenden Photon-Elektron-Stößen werden die Photonenenergien ständig weiter reduziert.

Falls sich das getroffene Elektron in einer inneren Schale befindet, kann es vorkommen, daß das einlaufende Photon kein Elektron aus der Atomhülle herausschlägt. Die Ionisationsenergie I kann dort größer sein, als die Photonenenergie E_γ . Die Elektronenhülle wird zu Schwingungen angeregt⁴. Die Energie E'_γ des anschließend emittierten Photons ist mit E_γ identisch. Diese Situation kommt bei Elementen mit hoher Ordnungszahl vor. Die äußeren Elektronen sind hier zwar schwächer gebunden, als bei Elementen mit niedriger Ordnungszahl, jedoch gibt es viel mehr innere Elektronen, die stärker gebunden sind. Die Photonen erfahren durch diese kohärente Streuung auch Richtungsänderungen ohne an Energie zu verlieren. Der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effektes ist, wie auch in Abbildung 2.1 gut zu erkennen, proportional zur Anzahl der Elektronen eines Atoms und damit ebenfalls zur Ordnungszahl:

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto Z. \quad (5.3)$$

Bei einer genügend niedrigen Energie werden alle Photonen vollständig durch den Photoeffekt vernichtet. Allerdings haben Photonen der Schauerendphase eine recht große mittlere freie Weglänge, nach der eine Wechselwirkung mit der Materie stattfindet. In Blei beträgt sie beispielsweise bei 4 MeV: $\mu = 2.099 \text{ cm}$ [HUBB80], das sind nahezu vier Strahlungslängen in diesem Material. Aus dem Beer'schen Gesetz für die Intensität I eines Photonenstrahls nach der Durchquerung einer Schichtdicke z :

$$I = I_0 e^{-\frac{z}{\mu}} \quad (5.4)$$

ergibt sich nach einem Weg $z = \mu$ in Blei noch eine Intensität von 36.8% vom ursprünglichen Wert. Auch tiefer im Materieinneren erzeugte Photonen gelangen so gelegentlich an die Oberfläche zurück und können zum Albedo-Phänomen beitragen. Die Albedo wird also durch den gleichen Prozeß hervorgerufen, wie die transversalen Leckverluste in einem Detektor mit endlicher transversaler Ausdehnung.

Es verbleibt das Problem, Verbindungen und Gemische, eine sinnvolle, *effektive Ordnungszahl* zuzuordnen. Die Bestimmung einer durchschnittlichen Ordnungszahl \bar{Z} mittels:

$$\bar{Z} = \frac{\sum_{i=1}^m n_i Z_i}{\sum_{i=1}^m n_i} \quad (5.5)$$

führt nicht zu befriedigenden Ergebnissen, da nur die relativen Häufigkeiten der Verbindungselemente berücksichtigt werden. Der physikalische Prozeß, der zur Albedo führt, geht nicht in die Berechnung ein. Eine effektive Ordnungszahl für den Albedoeffekt sollte die Ordnungszahlen der Verbindungskonstituenten gemäß ihres Beitrags zum Compton-Effekt gewichten, da dieser nach den obigen Überlegungen den entscheidenden Beitrag zur Albedo liefert. Der daraus resultierende, geeignete Gewichtungsfaktor ist $n_i Z_i$, wobei n_i den stöchiometrischen Koeffizienten des Elements mit der Ordnungszahl Z_i repräsentiert. Die effektive Ordnungszahl einer Verbindung sollte sich daher gemäß:

⁴Wird vom Simulationsprogramm EGS4 nur bei $I > E_\gamma > \text{PCUT}$ berücksichtigt.

$$Z_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^m n_i Z_i^2}{\sum_{i=1}^m n_i Z_i} \quad (5.6)$$

berechnen lassen. Bei Elementen gilt: $Z = \bar{Z} = Z_{eff}$. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, lassen sich Albedina von Verbindungen mit dem eingeführten Z_{eff} gut in eine ordnungszahlabhängige Darstellung einordnen.

5.2 Abhängigkeit der Albedo von der Ordnungszahl

In der Tabelle 5.1 sind die Elemente und Verbindungen eingetragen, welche bei den Albedountersuchungen verwendet wurden⁵. In der Tabelle mitaufgeführt sind die im vorhergehenden Abschnitt definierten durchschnittlichen und effektiven Ordnungszahlen. Der mit den verschiedenen Materialien gefüllte Halbraum wurde jeweils mit Elektronen senkrecht zur Oberfläche beschossen. Bei den Energien 50, 100, 500, 1000 MeV wurden stets 10000 Schauer initiiert, bei 2 und 5 GeV sind es 1000 und bei 10, 20, 50 GeV sind es 100 Schauer gewesen.

Material		$A [\frac{g}{mol}]$	\bar{Z}	Z_{eff}	$\rho [\frac{g}{cm^3}]$
Wasserstoff	H ₂	1.008	1	1	.071
Sauerstoff	O ₂	16.000	8	8	1.14
Fluor	F ₂	18.998	9	9	1.70
Natrium	Na	22.890	11	11	1.013
Germanium	Ge	72.61	32	32	5.323
Iod	I	126.904	53	53	4.95
Cäsium	Cs	132.905	55	55	1.997
Barium	Ba	137.327	56	56	3.59
Cer	Ce	140.12	58	58	6.77
Blei	Pb	207.19	82	82	11.35
Bismut	Bi	208.980	83	83	9.80
Uran	U	238.03	92	92	18.95
Eis	H ₂ O	18.015	3.33	6.60	.92
Cerfluorid	CeF ₃	197.114	21.25	42.44	6.16
Bariumfluorid	BaF ₂	175.323	24.67	44.57	4.89
Natriumiodid	NaI	149.894	32.00	45.78	3.67
Cäsiumiodid	CsI	259.809	54.00	54.02	4.53
BGO	Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	1245.744	27.58	59.92	7.1
Bleifluorid	PbF ₂	245.186	33.33	68.86	7.77

Tabelle 5.1: *Chemische und physikalische Eigenschaften der Elemente und Verbindungen, mit denen die Albedountersuchungen durchgeführt wurden.*

⁵Bei sämtlichen Betrachtungen befindet sich das beschossene Material im kondensierten Zustand.

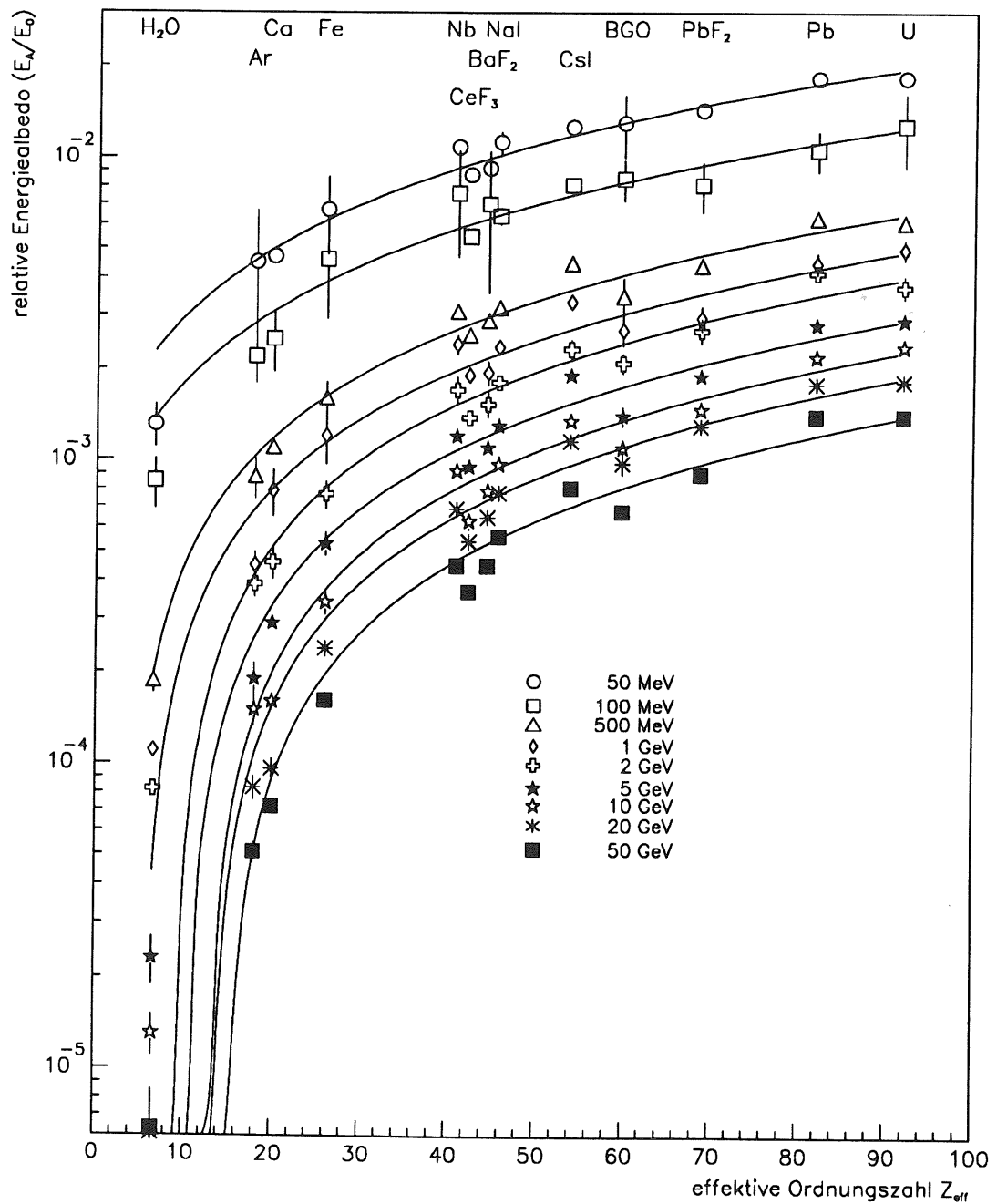


Abbildung 5.3: Albedina verschiedener Elemente und Verbindungen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_0 und der effektiven Ordnungszahl Z_{eff} .

Die recht hohe Schaueranzahl ist aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit, daß Schauer-
teilchen entgegengesetzt zur Teilcheneinfallrichtung aus dem Materieblock entweichen und
der sich daraus ergebenden schlechten Statistik notwendig⁶.

In Abbildung 5.3 ist der Energiebruchteil E_A/E_0 eines primären Elektrons der Ener-
gie E_0 dargestellt, welcher den Materieblock entgegengesetzt zur Richtung des einfallenden
Teilchens verläßt. E_A ist die Energie aller Albedoteilchen eines primären Elektrons. Die
restliche Energie $E_0 - E_A$ wird vollständig vom Materieblock absorbiert. Es ist auffällig, daß
Elemente mit einer hohen Ordnungszahl Z generell eine größere Albedo aufweisen, als solche
mit kleinerer Ordnungszahl.

Bleibt E_0 konstant und wird die Ordnungszahl Z variiert, so zeigt Abbildung 5.3, daß
folgende Proportionalität gilt:

$$\frac{E_A}{E_0} \propto Z.$$

Diese Beziehung bleibt bei sämtlichen gewählten Elektronenenergien, mit denen die aus
den unterschiedlichen Materialien bestehenden Halbräume beschossen wurden, gültig. Um
dies zu zeigen, wurden für jede festgehaltene Elektronenenergie E_0 Geradenanpassungen der
Form:

$$\frac{1}{E_0} E_A(E_0) = m(E_0) \cdot Z_{eff} + a(E_0) \quad (5.7)$$

an die Albedoenergien in Abhängigkeit von der effektiven Ordnungszahl Z_{eff} durchgeführt.
In Tabelle 5.2 sind die Parameter dieser Geradenanpassungen aufgelistet.

E_0 [GeV]	$m \cdot 10^4$	$a \cdot 10^3$
.05	2.013	.964
.1	1.297	.510
.5	.733	-.287
1.0	.565	-.328
2.0	.482	-.447
5.0	.357	-.382
10.0	.290	-.381
20.0	.238	-.323
50.0	.181	-.275

Tabelle 5.2: *Parameter der Geradenanpassungen $E_A(E_0)/E_0 = m(E_0) \cdot Z_{eff} + a(E_0)$ an die
Albedokurven in Abhängigkeit von der effektiven Ordnungszahl Z_{eff} . Hier bezeichnet E_0 die
für jede Geradenanpassung feste Energie der senkrecht auf die unterschiedlichen Materialien
auftreffenden Elektronen.*

Bei einer Energie des primären Elektrons von $E_0 = 50$ MeV werden von einem Eisblock
mit $Z_{eff} = 6.60$ nur $(0.13 \pm .09)\%$ der Energie in Rückwärtsrichtung emittiert, bei einem
Uranblock mit $Z = 92$ sind es hingegen 1.83%. Die Albedo variiert somit von $Z_{eff} = 6.60$

⁶Die Albedountersuchungen wurden am Hochschulrechenzentrum der Universität Dortmund durch-
geführt.

bis $Z_{eff} = 92$ um mehr als eine Größenordnung. Wie in Abbildung 5.3 und Tabelle 5.2 zu erkennen ist, nimmt diese starke Variation auch bei zunehmender Energie des primären Elektrons nicht ab. Allerdings sinkt der Albedoanteil absolut. Bei einem Beschuß mit Elektronen der Energie $E_0 = 50$ GeV beträgt er beim Eisblock $E_A/E_0 = (.00063 \pm .00022)\%$ und beim Uranblock $E_A/E_0 = .14\%$

5.3 Abhängigkeit der Albedo von der Primärteilchenenergie

Wird bei einer beliebigen Substanz die Elektronenenergie vergrößert, so nimmt der Albedoanteil gemäß dem Potenzgesetz:

$$\frac{1}{E_0} E_A(E_0) = a e^{-b \ln E_0} \equiv a E_0^{-b} \quad (5.8)$$

ab. Dies ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Tabelle 5.3 enthält die Werte der angepaßten Kurven. Es ist zu sehen, daß die Albedo bei Substanzen mit einem hohen Z_{eff} weniger stark mit steigender Elektronenenergie abnimmt, als bei solchen mit kleineren Z_{eff} . Der

Material	$\theta [^\circ]$	$a \cdot 10^3$	b
Ar	0	.525 ± .028	.600 ± .022
Ca	0	.672 ± .054	.642 ± .032
Fe	0	1.148 ± .069	.512 ± .022
Nb	0	2.394 ± .147	.417 ± .027
BaF ₂	0	1.977 ± .139	.372 ± .031
PbF ₂	0	3.215 ± .202	.304 ± .026
	5	3.391 ± .339	.352 ± .007
Pb	25	4.377 ± .323	.329 ± .005
	0	4.646 ± .278	.319 ± .022
U	0	4.929 ± .293	.332 ± .024

Tabelle 5.3: Parameter der Exponentialkurvenanpassungen an den Albedoenergiebruchteil E_A/E_0 verschiedener Materialien in Abhängigkeit von der Elektroneinschußenergie E_0 .

Exponent im Potenzgesetz (5.8) ist bei Blei mit $b = (.319 \pm .022)$ nur halb so groß wie der bei Argon mit $b = (.600 \pm .022)$. Das ist eine Auswirkung der unterschiedlich starken Ablenkung der Sekundärteilchen des Schauers in den Materialien. In Argon schauert das Primärteilchen erst in einer weitaus größeren absoluten Tiefe auf, als in Blei. Im Argonblock haben die entstandenen niederenergetischen Photonen, welche entgegengesetzt zur Teilcheneinfallrichtung gestreut werden, einen längeren Weg zur Oberfläche zurückzulegen.

Zudem ist festzuhalten: Je höher die Einschußenergie, desto tiefer liegt der Schauer-schwerpunkt im Material und damit der Ort, an dem niederenergetische Schauerteilchen anfangen, sich mit hinreichender Wahrscheinlichkeit auch entgegengesetzt zur Einfallrichtung zu bewegen. Durch Compton- und Photoeffekte verlieren die tief im Material erzeugten, niederenergetischen Photonen einen Teil ihrer Energie oder werden vernichtet und gelangen selten an die Oberfläche.

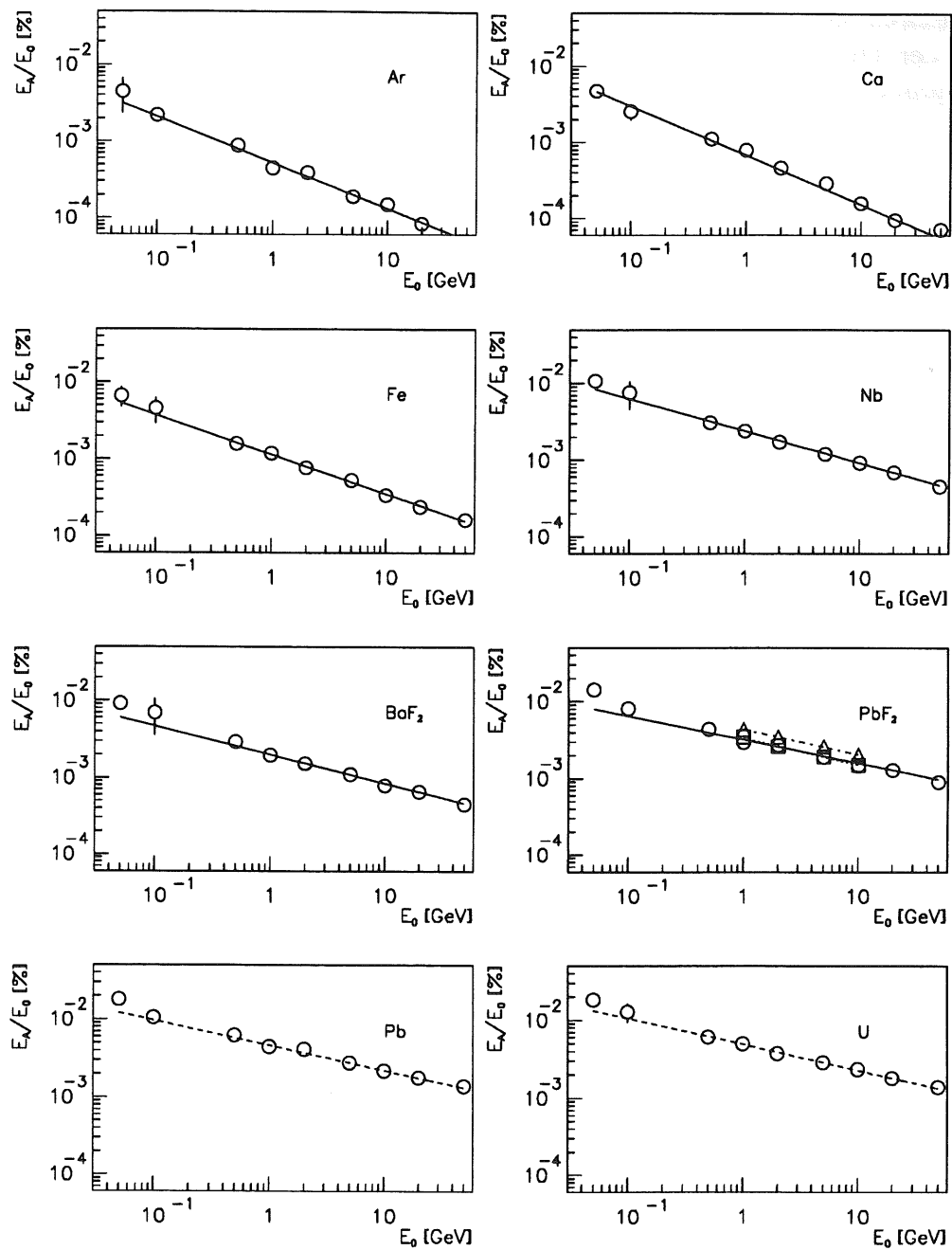


Abbildung 5.4: Albedina in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_0 für verschiedene Materialien. Für PbF_2 sind zusätzlich Albedina bei Einschufwinkeln von 5° (\square) und 25° (\triangle) senkrecht zu Normalen berechnet.

Um eine Winkelabhängigkeit der Albedo festzustellen, wurde der simulierte PbF_2 -Halbraum unter Winkeln von $\theta = 5^\circ$ und $\theta = 25^\circ$ senkrecht zur Normalen mit Elektronen beschossen. Wie in Abbildung 5.4 und Tabelle 5.3 zu sehen ist, nimmt die Albedo bei $\theta = 25^\circ$ um circa 36% gegenüber $\theta = 0^\circ$ zu. Das liegt daran, daß der Schauerschwerpunkt und damit der Ort der niederenergetischen Photonen der Schauerendphase bei größeren Winkeln θ proportional zu $\cos(\theta)$ näher zur Oberfläche rückt. Die Leckverluste durch die Oberfläche, durch welche das primäre Elektron eingedrungen ist, werden somit größer.

In einem Bleiblock wechselwirken die entstandenen Sekundärteilchen durch die gleichen Prozesse mit der Materie und das sogar mit einer weitaus höheren Wahrscheinlichkeit als im Argonblock⁷ ($\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5$, $\sigma_{\text{Compton}} \propto Z$, $\sigma_{\text{Paar}} \propto Z^2$). Die Größe $\sigma = \sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}}$ wird für Argon minimal bei $E_\gamma \approx 14$ MeV, $\sigma_{\text{min,Ar}} = 1.603$ b/Atom. Für Blei beträgt $\sigma_{\text{min,Pb}} = 14.44$ b/Atom bei $E_\gamma \approx 4$ MeV. Aus der Beziehung:

$$\mu = \frac{A}{N_A \sigma \rho} \quad (5.9)$$

ergibt sich mit dem Atomgewicht A und der Dichte ρ die mittlere freie Weglänge μ . $\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}}$ ist eine komplizierte Funktion der Photonenenergie. Von niedrigen Energien her kommend steigt μ sehr stark an, durchläuft ein Maximum, sinkt wieder ab und nähert sich approximativ einem konstanten Wert. Mit Gleichung (5.9) ergibt sich aus den Wirkungsquerschnitten ein Maximum von $\mu_{\text{Pb}} = 2.099$ cm bei $E_\gamma \approx 4$ MeV und ein Maximum von $\mu_{\text{Ar}} = 29.56$ cm bei $E_\gamma = 14$ MeV. μ ist daher in Blei erheblich kürzer, als in Argon.

Die Strahlungslänge X_0 ist ein Maßstab für die Schauerlänge. Die energieabhängige mittlere freie Weglänge μ ist ein Maß dafür, wie stark die in der Schauerendphase produzierten, niederenergetischen Photonen während ihrer Passage durch die Materie durch Photoeffekt und Paarerzeugung vernichtet werden oder durch Compton-Effekte Streuungen und Energieverluste erleiden. Es ist nun: $X_{0,\text{Pb}} = 0.56$ cm, $X_{0,\text{Ar}} = 14.0$ cm. Bildet man nun für beide Substanzen den Quotient aus der mittleren freien Weglänge und der Strahlungslänge, als ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein in der Schauerendphase produziertes, sich entgegengesetzt zur Richtung des primären Elektrons bewegendes Photon, wieder die Halbraumoberfläche erreicht:

$$\kappa_{\text{Pb}} = \left(\frac{\mu}{X_0} \right)_{\text{Pb}} = 3.57, \quad \kappa_{\text{Ar}} = \left(\frac{\mu}{X_0} \right)_{\text{Ar}} = 2.11 \quad (5.10)$$

so folgt daraus, daß die im Blei entstandenen niederenergetischen Photonen häufiger die rückwärtige Oberfläche erreichen können ($\kappa_{\text{Pb}}/\kappa_{\text{Ar}} = 1.69$). Zu kleineren Photonenenergien wird μ_{Pb} rascher kleiner als μ_{Ar} und damit $\kappa_{\text{Pb}}/\kappa_{\text{Ar}}$ kontinuierlich größer. Bei $E_\gamma = 1$ MeV ergibt sich beispielsweise: $\kappa_{\text{Pb}}/\kappa_{\text{Ar}} = 3.08$ Das korrespondiert mit den dargelegten Beobachtungen und erklärt:

1. Die absolut höhere Albedo von Materialien mit größeren Z_{eff} , weil mehr niederenergetische Photonen aus der Endphase des Schauers die Halbraumoberfläche entgegengesetzt zur Teilcheneinfallrichtung erreichen können.

⁷In Argon betragen die einzelnen Wirkungsquerschnitte bei $E_\gamma = 10$ MeV: $\sigma_{\text{Photo}} = 202.2$ $\mu\text{b}/\text{Atom}$, $\sigma_{\text{Compton}} = 0.9208$ b/Atom, $\sigma_{\text{Paar}} = 0.7050$ b/Atom. In Blei gilt dann: $\sigma_{\text{Photo}} = 179.0$ mb/Atom, $\sigma_{\text{Compton}} = 4.194$ b/Atom, $\sigma_{\text{Paar}} = 12.72$ b/Atom [HUBB80].

2. Die stärkere Abnahme der Albedo mit steigender Energie E_0 bei Substanzen mit kleineren Z_{eff} , als bei Substanzen mit höheren Z_{eff} , weil sich der Schauerschwerpunkt $z_{max} \propto X_0 \ln E_0$ immer tiefer in den Halbraum verlagert und damit auch die Entstehungsregion des für die Albedo verantwortlichen niederenergetischen Photonenstroms. Dieser verliert nun an Intensität und Energie auf einer längeren Wegstrecke, die bei Materialien mit kleineren Z_{eff} bei steigender Energie rascher wächst, als bei Materialien mit größeren Z_{eff} . Daher der größere Exponent b im Potenzgesetz (5.8).

5.4 Wechselwirkungen der Albedoteilchen im Driftkammergas

In Detektoren der Hochenergiephysik ist es oft üblich, den Wechselwirkungspunkt mit Driftkammern zur Orts- und Impulsbestimmung von Wechselwirkungsprodukten zu umgeben. Danach folgt in radialer Richtung meist ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Energiemessung. Passives Kalorimetermaterial, das zum Anschauen des primären Teilchens dient, besteht naturgemäß hauptsächlich aus schweren Substanzen wie Blei und Uran. Diese Elemente haben hohe Ordnungszahlen. Daher tritt ein kleiner Teil der sekundären Schauerteilchen als Albedo entgegengesetzt zur Teilcheneinfallrichtung aus dem Kalorimeter.

Albedoelektronen und -positronen können dazu beitragen das Driftkammergas zu ionisieren und somit die Spurbestimmung zu erschweren. Einige wenige Albedophotonen mit ausreichend hoher Energie können sogar Elektron-Positron-Paare im Driftkammergas erzeugen. Um dieses Phänomen abschätzen zu können wurden zunächst die Anzahlen der Albedophotonen, -elektronen und -positronen von einigen Substanzen bei verschiedenen Energien registriert. Die Abbildungen 5.5 bis 5.7 zeigen die Resultate. Wie zu erwarten, dominieren Photonen die Albedo bei allen Energien und Materialien. Die Anzahl der Albedophotonen sinkt in Abhängigkeit von der Energie des primären Elektrons gemäß einem Potenzgesetz der Form:

$$N_i = p_{1i} \cdot E_0^{p_{2i}}, \quad \text{mit: } i = \begin{cases} e^- & : \text{ Elektronen} \\ \gamma & : \text{ Photonen} \\ e^+ & : \text{ Positronen.} \end{cases} \quad (5.11)$$

Die Parameter der Kurvenanpassungen sind in den Tabellen 5.3 aufgeführt.

Photonenalbedo		
Material	p_1	p_2
Ar	1.76	.67
Ca	1.92	.64
Fe	2.52	.57
Nb	3.54	.47
BaF ₂	2.55	.46
PbF ₂	2.68	.38
Pb	3.65	.37
U	3.35	.36

Elektronenalbedo		
Material	p_1	p_2
PbF ₂	.019	.57
Pb	.019	.40
U	.022	.43

Positronenalbedo		
Material	p_1	p_2
PbF ₂	.0037	.51
U	.0027	.43

Tabelle 5.3: Parameter der Potenzgesetzanpassungen an die Teilchenalbedina.

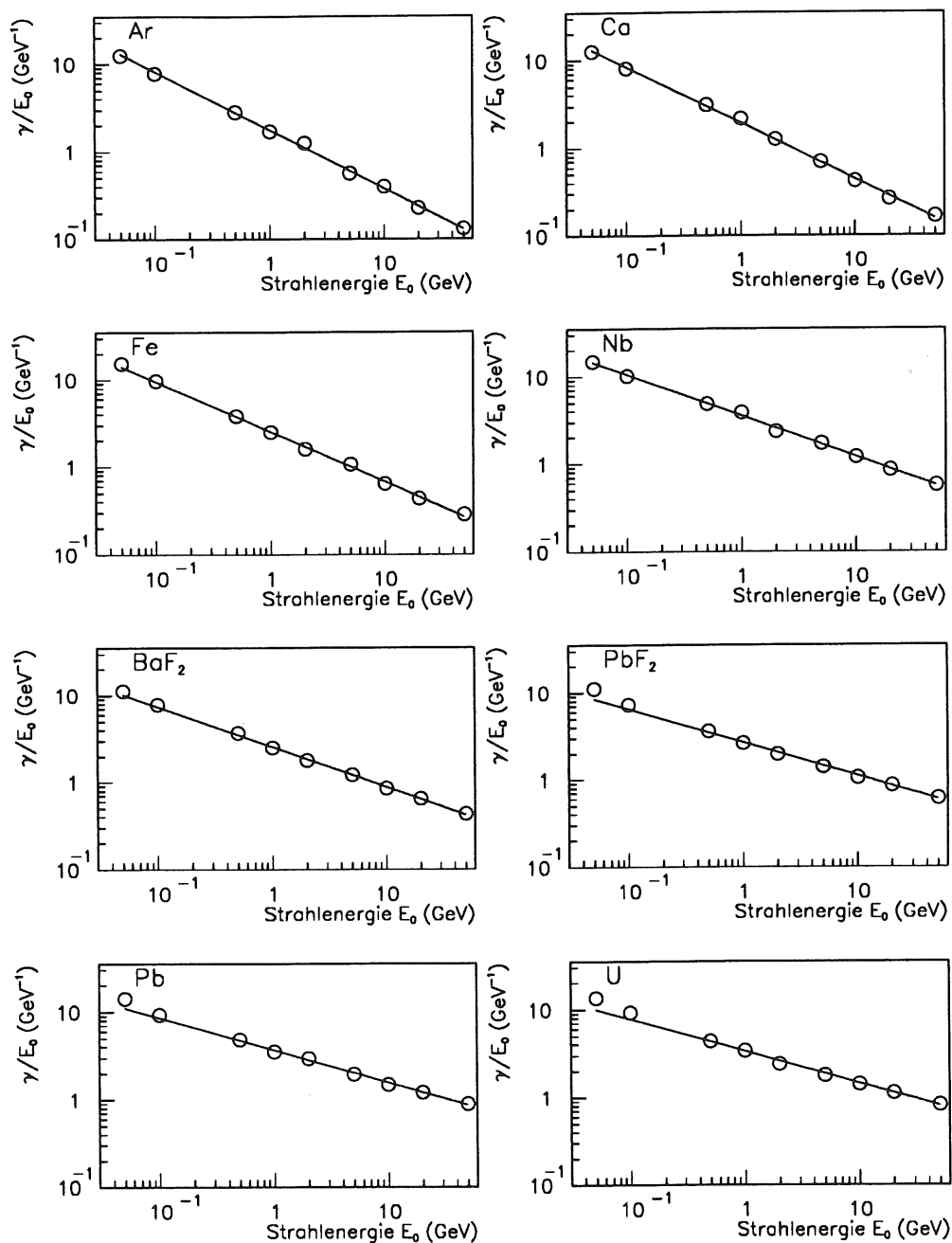


Abbildung 5.5: Anzahl der Albedophotonen pro Schauer und GeV in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie E_0 für verschiedene Elemente und Verbindungen. An die Photonenalbedo der unterschiedlichen Substanzen wurde ein Potenzgesetz der Form $N_\gamma = p_1 \cdot E_0^{p_2}$ angepaßt.

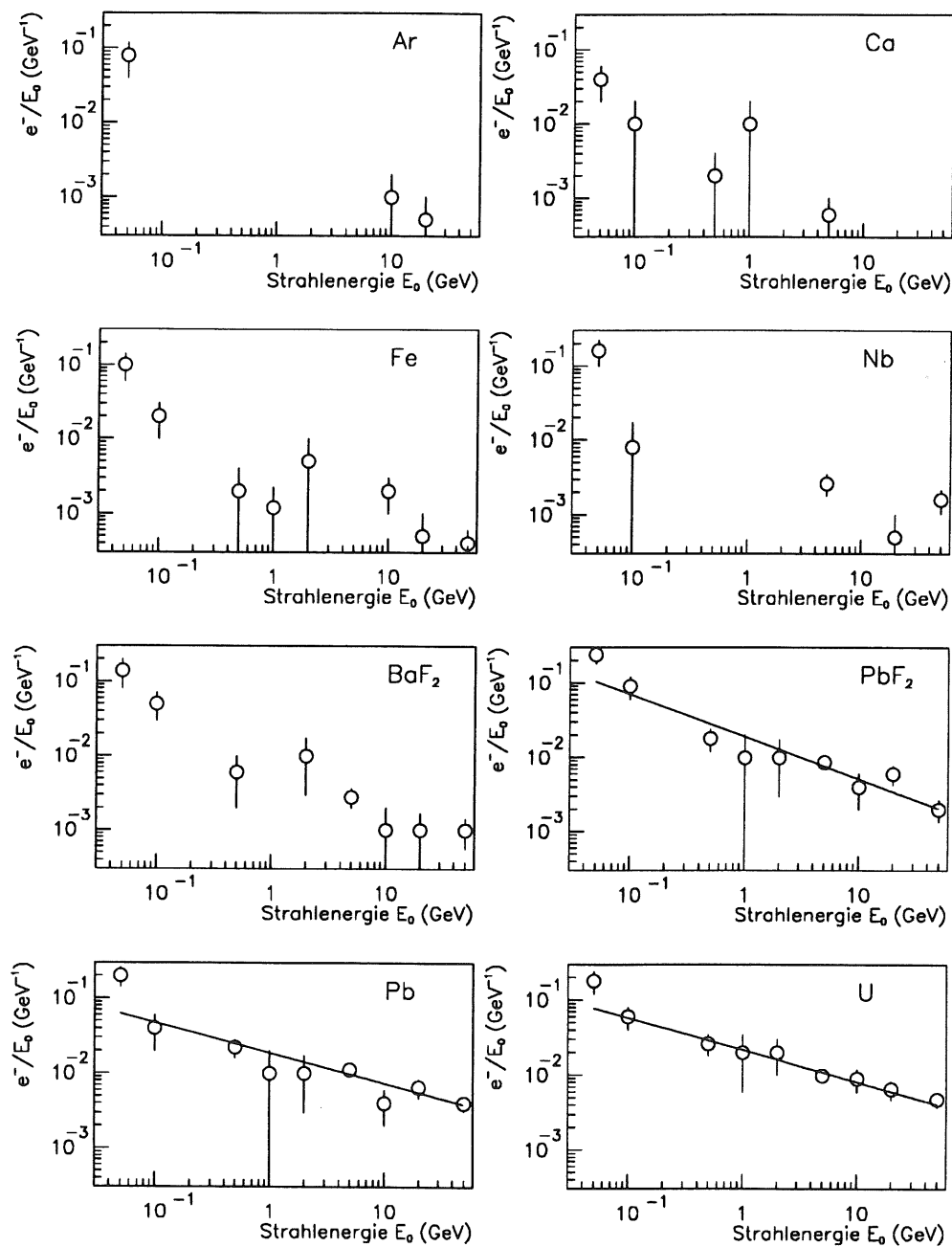


Abbildung 5.6: Anzahl der Albedoelektronen pro Schauer und GeV in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie E_0 für verschiedene Elemente und Verbindungen. An die Elektronenalbedo von PbF_2 , Pb und U wurde ein Potenzgesetz der Form $N_{e^-} = p_1 \cdot E_0^{p_2}$ angepaßt.

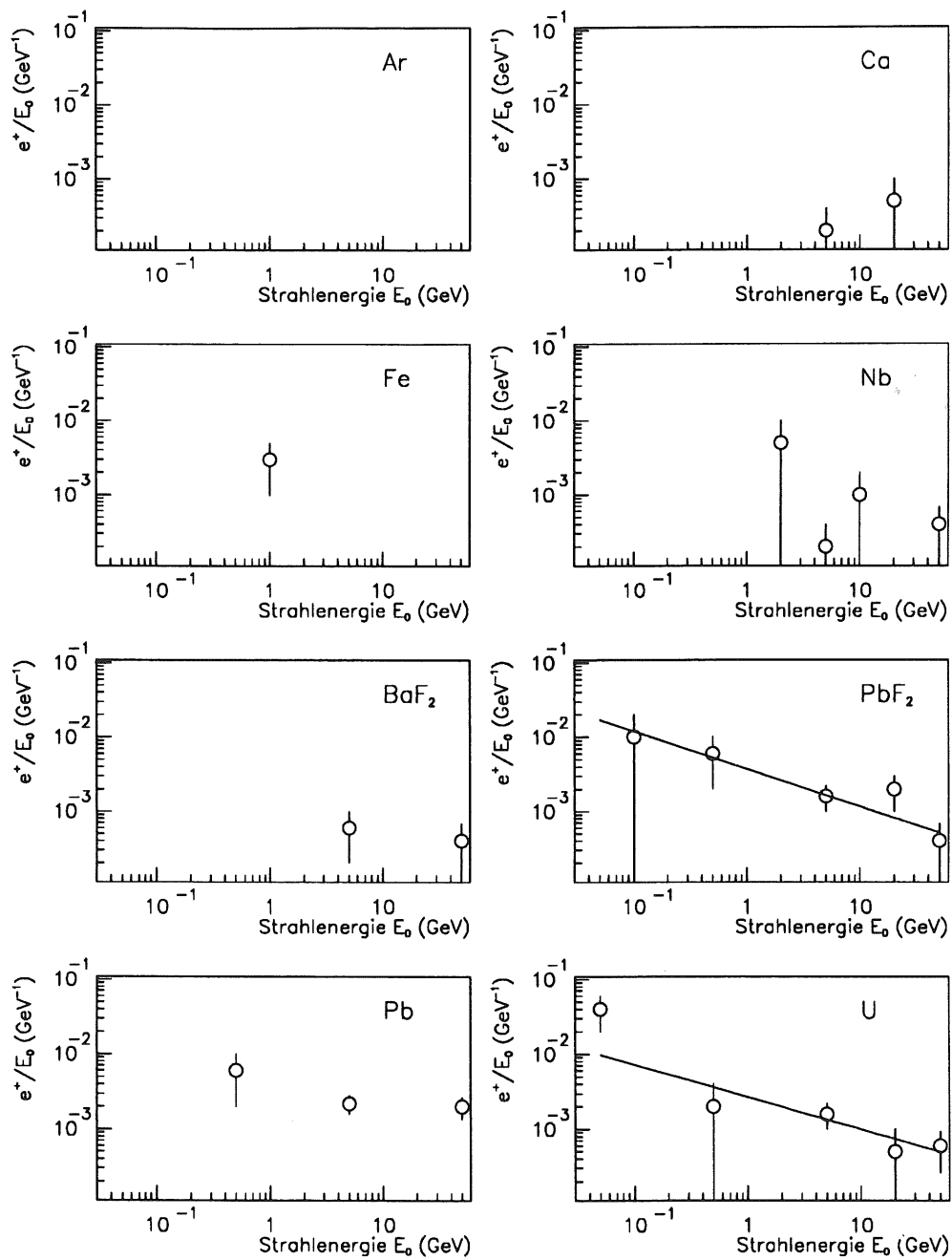


Abbildung 5.7: Anzahl der Albedopositronen pro Schauer und GeV in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie E_0 für verschiedene Elemente und Verbindungen. An die Positronenalbedo von PbF_2 und U wurde ein Potenzgesetz der Form $N_{e^+} = p_1 \cdot E_0^{p_2}$ angepaßt.

Dasselbe gilt für die Anzahlen der Albedoelektronen und -positronen. In diesen Fällen werden nur absolut weniger Partikel in Rückwärtsrichtung emittiert. In Blei tritt durchschnittlich nur 1 Elektron pro hundert 1-GeV-Schauer durch die Oberfläche aus. In Argon wurde bei 10000 initiierten Schauern kein einziges Albedoelektron registriert.

Noch mangelhafter ist die Statistik der Positronenalbedo. Nur für die Halbräume mit hohem Z_{eff} wie Bleifluorid und Uran kann ausgesagt werden, daß circa 200 bis 500 1-GeV-Schauer notwendig sind um ein einziges Albedopositron zu erzeugen — eine unbedeutende Anzahl, die die Driftkammernmessungen praktisch überhaupt nicht beeinflusst.

Zum Abschluß der Betrachtungen wurden die Wechselwirkungen der Albedoteilchen mit dem Driftkammerngasgemisch simuliert. Dazu wurde in z -Richtung eine 6 cm dicke Gaschicht zwischen einem Bleifluorid-Halbraum und dem Vakuum-Halbraum simuliert. Sie ist in x - und y -Richtung unendlich ausgedehnt und besteht aus einem Argon-Äthan-Gemisch im Volumenverhältnis 4:1. Abbildung 5.8 zeigt den geometrischen Aufbau der Simulation.

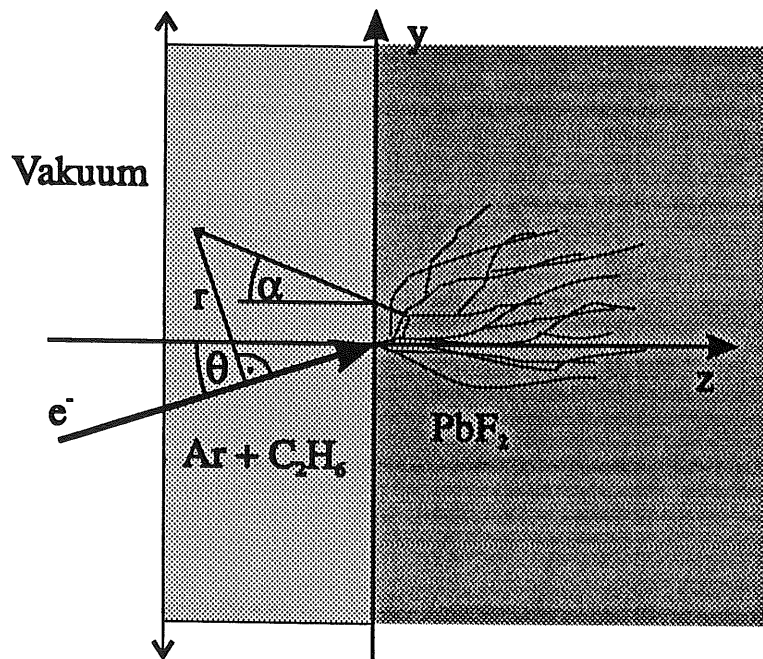


Abbildung 5.8: Simulationsaufbau zur Messung von Reaktionen der Albedoteilchen in einem Driftkammerngasgemisch.

Die im Driftkammerngas stattfindenden Wechselwirkungen sind für verschiedene Strahlenergien und Einfallswinkel relativ zur Normalen in Tabelle 5.4 aufgelistet. Im Driftkammerngas gab es keine Paarproduktion, was plausibel ist, da der Wirkungsquerschnitt für den Compton-Effekt im Energiebereich der Albedophotonen, $E_\gamma = 0.5 \dots 2.5$ MeV, mehrere Größenordnungen höher liegt. Zudem ist die Paarerzeugung erst ab $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ energetisch möglich. Die meisten Albedophotonen haben kleinere Energien. Photonen mit einer Energie von $E_\gamma = 10$ MeV treten nur einmal pro 10000 Schauer auf, siehe Abbildung 5.2, und $\sigma_{Compton}$ ist dort noch immer größer als σ_{Paar} . Photoeffekte wurden nicht festgestellt, weil die Wirkungsquerschnitte der Driftkammerngase für den Compton-Effekt bei den Energien der Albedophotonen erheblich höher sind.

E_0	θ	Albedoteilchen			elektromagnetische Wechselwirkungen				
		γ	e^-	e^+	$\gamma \rightarrow e^+e^-$	$\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$	$e^-e^- \rightarrow e^-e^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$
1	5	27041	218	25	–	40	4	–	–
2	5	40888	338	32	–	56	4	–	–
5	5	70872	550	47	–	81	16	2	–
10	5	107301	443	101	–	101	8	–	3
1	25	34413	477	35	1	39	3	1	–
2	25	52868	422	57	–	87	10	1	–
5	25	93238	769	86	2	78	11	2	4
10	25	143704	1654	184	4	175	28	1	1

Tabelle 5.4: *Elektromagnetische Wechselwirkungen der Albedoteilchen im Driftkammerngas. Die Zahlenwerte beziehen sich auf jeweils 10000 simulierten Schauern. Die Energie ist in GeV angegeben, der Einfallswinkel in Grad. (Zusätzlich hat bei einem 10-GeV-Schauer unter 5° eine Bremsstrahlung stattgefunden.)*

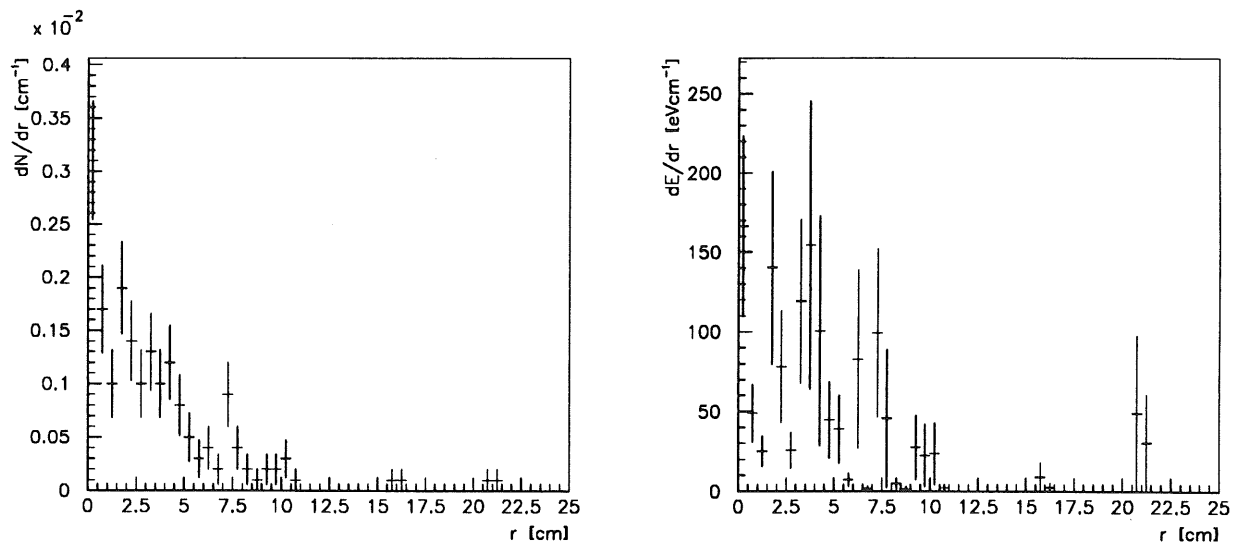


Abbildung 5.9: *Anzahl von Ionisationen und Anregungen, links, sowie Energieverluste, rechts, pro einfallendes Primärteilchen durch Albedoteilchen in Abhängigkeit von ihrer Entfernung zum einfallenden Elektronenstrahl mit $E_0=1$ GeV und einem Einfallswinkel zur Oberflächennormalen 5°.*

In Abbildung 5.9, rechts, wurde der Energieverlust dE/dr aus Ionisations- und Anregungsprozessen in Abhängigkeit von der radialen Entfernung r zum schräg einfallenden Elektronenstrahl aufgezeichnet. Im linken Bild sieht man, daß die durchschnittlich 0.019 Ionisationen und Anregungen im Driftkammerngas pro Schauer hauptsächlich nahe des einfallenden Elektronenstrahles stattgefunden haben. Nur 4% der Ionisationen und Anregungen sind weiter als 10 cm von der Einfallsachse passiert. Die freigesetzten Elektronen werden vom Simulationsprogramm EGS4 nicht weiter transportiert, da die ihnen übertragenen Energien tief unterhalb der Abschneideenergie $ECUT=1$ MeV liegen.

6. Zusammenfassung

6.1 Resümee der Albedountersuchungen

Die Albedo wird durch die gleichen physikalischen Prozesse in einem Materieblock hervorgerufen, wie die transversalen Leckverluste: durch niederenergetische, stark von der ursprünglichen Einfallsrichtung des primären Elektrons abgelenkte Photonen, die in der Schauerendphase in Compton-Streuungen und weichen Bremsstrahlungsprozessen von Elektronen entstanden sind.

Es wurde herausgefunden, daß sich die Albedina von Verbindungen proportional zu einer mit Gleichung (5.6) berechneten effektiven Ordnungszahl verhalten.

Für Primärelektronen mit Energien größer als 200 MeV und einer effektiven Ordnungszahl größer als 45 beträgt die Albedo $\approx 1\%$. Bei 50-GeV-Schauern liegt die Albedo nur bei Blei und Uran noch oberhalb 0.1%.

Im Gegensatz zu den transversalen Leckverlusten, ist die Albedo nicht unabhängig von der Einfallsenergie. Während der Anteil der transversalen Energieverluste an der Primärteilchenenergie unabhängig von dieser ist [LONG75], gilt für den Albedoanteil ein Potenzgesetz der Form (5.8). Mit steigender Beschußenergie sinkt der relative Albedoanteil rasch ab. Die Ursache ist der sich mit zunehmender Energie immer weiter in das Detektorinnere verlagernde Schauerschwerpunkt. Damit liegt auch die Region der Schauerendphase, in welcher die Schauerteilchen starke Abweichungen von der Einfallsrichtung aufweisen, tiefer im Detektorinneren und weiter von der rückwärtigen Oberfläche entfernt.

Befindet sich vor einem Kalorimeter eine Driftkammer, können einige wenige Albedoteilchen jedoch Ionisationen und Anregungen im Kammergas hervorrufen und zum Untergrund der eigentlichen Spurmessung beitragen. Allerdings werden infolge des sogenannten *Vorschauer-Effekts* deutlich mehr unerwünschte Ionisationen und Anregungen des Kammergases erzeugt. Der Effekt bezeichnet das Anschauern hochenergetischer Wechselwirkungsprodukte durch unvermeidbare Bauteile, wie beispielsweise die mechanische Trägerkonstruktion oder auch Kabelmaterial, das zur Stromversorgung und Datenauslese verschiedener Detektorkomponenten notwendig ist.

6.2 Resümee der Kalorimeter-Simulationen

In dieser Arbeit wurden elektromagnetische Schauersimulationen mit dem Programm EGS4 durchgeführt. Dabei wurden verschiedene Modelle von Spaghetti-Kalorimetern als Option für ein neues rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter des H1-Detektors hinsichtlich Homogenität, Energieauflösung und Linearität untersucht.

Bei Spaghetti-Kalorimetern gibt es Richtungen, entlang der ein einfallendes primäres Teilchen mehr Energie in den Fasern deponiert als in anderen Richtungen. Dieser Effekt kommt zustande, weil die Fasern regelmäßig im Detektor angeordnet sind.

Die relative Inhomogenität in der Energiedeposition I_r ist einerseits abhängig von der Faserkonfiguration: Bei der quadratischen Faseranordnung des Modells A ist sie allgemein größer als bei der hexagonalen Faseranordnung des Modells C. Das liegt zum einen daran, daß die Fasern im Modell C mit $d_{Faser}=0.5$ mm einen nur halb so großen Durchmesser haben wie im Modell A. Am wichtigsten ist aber die Tatsache, daß die Fasern im Modell C gleichmäßiger über das Detektorvolumen verteilt sind. Die sichtbare Energie ist daher weniger vom Strahlauftreffort abhängig, als im Modell A.

Andererseits ist I_r von der Einfallsrichtung des primären Teilchens und damit von der Orientierung der Schauerachse relativ zu den Fasern abhängig. Die Schauerachse kann bei bestimmten Einfallswinkeln ganz im Blei liegen und bei kleinen seitlichen Variationen des Auftreffortes viele in x - und y -Richtung hintereinander liegende Fasern schneiden. In dieser Richtung verschwindet I_r selbst bei großen Einfallswinkeln des Strahles auf das Kalorimeter nicht und erreicht approximativ einen Grenzwert. Im Modell A mit $R=4:1$ und $d_{Faser}=1$ mm beträgt $I_r = (24.3 \pm 1.1)\%$ bei einem Azimutwinkel, der in y -Richtung zeigt und einer Variation des Auftreffortes in x -Richtung. Aus Symmetriegründen gibt es bei drei weitere um $\Delta\varphi = 90^\circ$ zueinander gedrehte Richtungen, in denen I_r bei großen Auftreffwinkeln θ nicht verschwindet.

Im Modell C mit $R=2.11:1$ und $d_{Faser}=0.5$ mm, der Konfiguration des neuen rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters des H1-Detektors, beträgt $I_r = (8.7 \pm 0.5)\%$ bei einem Azimutwinkel, der um 45° zur y -Achse geneigt ist und einer Variation des Auftreffortes in x -Richtung. Aus Symmetriegründen gibt es auch in diesem Modell fünf weitere um $\Delta\varphi = 60^\circ$ zueinander gedrehte Richtungen, in denen I_r bei großen Auftreffwinkeln θ nicht verschwindet.

Mit den Modellen B und C wurden eingehende Berechnungen der Energieauflösungen bei unterschiedlichen Einfallswinkeln θ des Elektronenstrahls durchgeführt. Es stellt sich heraus, daß σ_E/E vom Winkel θ der einfallenden Elektronen abhängt. Allgemein wird die Energieauflösung besser, je größer der Winkel θ wird. Das liegt daran, daß die Sampling-Frequenz ebenfalls größer wird: Der elektromagnetische Schauer deponiert an immer mehr Stellen Energie in den Fasern. Mit dem Kalorimetermodell B wurde die beste Energieauflösung bei $\theta = 20^\circ$ erhalten. Sie beträgt $\sigma_E/E = (7.06 \pm 0.20)\%/\sqrt{E} + (0.13 \pm 0.06)\%$. Beim Kalorimetermodell C beträgt $\sigma_E/E = (7.23 \pm 0.19)\%/\sqrt{E} + (0.10 \pm 0.06)\%$ beim selben Einfallswinkel. Diese Werte sind geringfügig schlechter als $\sigma_E/E = 6.5\%/\sqrt{E}$ für Modell B und $\sigma_E/E = 6.7\%/\sqrt{E}$ für Modell C, wie sie gemäß der Formel (2.20) zu erwarten wären. Ein Grund für den schlechteren Wert kann beim Modell C der weder von der Faser noch vom Blei gefüllte Freiraum der U-Form sein, der nicht in die Größe R mit eingeht. Zum anderen wurde die Konstante in Formel (2.20) von [DRDC91] bei größeren Faserdurchmessern ermittelt, als die in Modell B und C untersuchten Faserdurchmesser. Ferner geht die Dicke der Faserummantelung nicht in Formel (2.20) ein. Die Energieauflösung hängt aber insbesondere bei kleinen Faserdurchmessern, von ihr ab.

In den Simulationen hat sich auch gezeigt, daß die Dämpfungslänge λ der Fasern einen Einfluß auf die Energieauflösung des Kalorimeters hat. Bei $\lambda > 100$ cm ist sie im Modell C bei Elektronenenergien von $E_0=1$ GeV und $E_0=5$ GeV praktisch ohne Einfluß auf σ_E/E : Bei $\lambda < 100$ cm wird σ_E/E schlechter. Bei $\lambda = 20$ cm ist $\sigma_{1\text{GeV}}/1\text{ GeV}=(12\pm 1)\%$ und $\sigma_{5\text{GeV}}/5\text{ GeV}=(6.0\pm 0.5)\%$. Zudem dürfen Fasern mit einer Dämpfungslänge $\lambda=20$ cm höchstens eine Abweichung $d\lambda=2$ mm aufweisen, damit das Kalorimetersignal weniger als 1% variiert.

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener bedanke ich mich für die interessante Aufgabenstellung dieser Arbeit. Seine mir dargebrachte Aufmerksamkeit hat sehr zur Entstehung der Diplomarbeit beigetragen.

Freundlicherweise hat Herr Prof. Dr. H. Kolanoski die Aufgabe des Koreferenten übernommen.

Für das Probelesen des Manuskripts, den vielen nützlichen Tips und sein außergewöhnliches Vertrauen bin ich Albin Walther zu Dank verpflichtet.

Ein besonderer Dank geht an Uwe Obrock für seine präzisen Auskünfte in allen EGS-Fragen und für das intensive Lesen der Arbeit. Ein großer Dank geht an Matthias Korn, für seine tatkräftigen Hilfen beim Benutzen archaischer Betriebssysteme, sowie ein nur geringfügig kleinerer an Thomas Weber und Matthias Schultz wegen der gelegentlichen weltanschaulich-theologischen Auseinandersetzungen.

Alle Mitglieder des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik der Universität Dortmund werden mir noch lange in Erinnerung bleiben, nicht nur wegen der exorbitanten Mengen an Eis und Torten, sondern vor allem der wenigen, kostbaren, *darüberhinausgehenden* Gespräche wegen.

Meinen Eltern danke ich für all die vielfältigen Formen der Unterstützung, die mir das Physikstudium ermöglichten und kontinuierlich erleichterten.

Ganz besonders danke ich Sonja. Ohne ihren Zauber wäre gar keine Diplomarbeit entstanden...

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie gefördert.

Literaturverzeichnis

- [ALI90] Ali, A.; Bartels, J.:
Small- x Behaviour of the Deep Inelastic Structure Functions in QCD
Proc. of a Meeting held at DESY, Hamburg, Germany, 14-16 May (1990).
- [AMAL81] Amaldi, U.:
Fluctuations In Calorimetry Measurements
Physica Scripta **23** (1981) 409.
- [BATH70] Bathow, G.; Freytag, E.; Köbberling, M.; Tesch, K.; Kajikawa, R.:
Measurement of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. **B20** (1970) 592.
- [BENT91] Bent, S.; Engelen, J.; Kooijman, P.:
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA
Proc. of the HERA Workshop, Band 1, p. 23-41
Editor: W. Buchmüller; G. Ingelman (1991).
- [BERG82] Berger, M. J.; Seltzer, S. M.:
Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons
NBSIR 82-2550-A, U. S. Department of Commerce, Washington (1983).
- [BETH34] Bethe, H.; Heitler, W.:
Proc. Roy. Soc. **A 146** (1934) 83.
- [BORR87] Borrás, K.:
Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1987).
- [BRUN92] Brune, C.:
Untersuchungen zum Elektronennachweis für kleine Elektronenstreuwinkel am H1-Detektor Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992).
- [CAMP85] Campbell, J. A.:
Allgemeine Chemie
VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim (1985).

- [COMP23] Compton, A. H.:
A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements
Phys. Rev. **21** (1923) 483.
- [COOK83] Cook, A. J.:
Mortran3 User's Guide
SLAC Computation Reserach Group,
Technical Memorandum Number CGTM 209 (1983).
- [DESY87-098] H1 Collaboration:
Results From A Test Of A Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
DESY 87-098 (1987).
- [DRDC91] The RD1 collaboration
Status report to the DRDC
CERN/DRDC 91-50 (1991).
- [FABJ85] Fabjan, C. W.:
Calorimetry in high-energy physics
CERN-EP/85-54 (1985).
- [FABJ89] Fabjan, C. W.; Wigmans, R.:
Energy measurement of elementary particles
CERN-EP/89-64 (1989).
- [FELT87] Feltesse, J.:
Measurement of inclusive differential cross sections
Proc. of the HERA Workshop, p. 33-58
Editor: R.D. Peccei, DESY (1987).
- [GUZI91] Guzik, D.:
Monte-Carlo-Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991).
- [H1N93] H1-note, in Vorbereitung.
- [HEIS27] Heisenberg, W.:
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik
Z. Physik **43** (1927) 172.
- [HEIS53] Heisenberg, W.:
Kosmische Strahlung
Springer Verlag, Berlin (1953).
- [HEIT44] Heitler, W.:
Quatum Theory of Radiation, second edition
Oxford University Press (1944).

- [HERT90] Hertzog, D. W. et al.
A High-Resolution Lead/Scintillating Fiber Electromagnetic Calorimeter
Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) p. 446-458.
- [HUBB80] Hubbell, J. H.; Gimm H. A.; Øverbø I.:
Pair, Triplet and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV - 100 GeV in Elements Z=1 to 100
J. Phys. Chem. Ref. Data **9** (1980) 1023.
- [JACQ79] Jacquet, F.; Blondel, A.:
Proc. of the study of an ep facility for Europe 79/48, p. 391-394
Editor: U. Amaldi (1979).
- [KLEI91] Klein, M.:
On the Q^2, x Range at HERA
Proc. of the HERA Workshop, Band 1, p. 71-74
Editor: W. Buchmüller; G. Ingelman (1991).
- [LONG75] Longo, E.; Sestili, I.:
Monte Carlo calculation of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass
Nucl. Instr. Meth. **128** (1975) 283.
- [MESS70] Messel, H.; Crawford, C. F.:
Electron-Photon Shower Distribution Function Tables for Lead, Copper and Air Absorber
Pergamon Press, Oxford (1970).
- [MOLI48] Molière, G.:
Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen
Z. Naturforsch. **3a** (1948) 78.
- [NELS85] Nelson, W. R.; Hirayama, H.; Rogers, D. W. O.:
The EGS4 Code System
SLAC-Report 265, Stanford Linear Accelerator Center (1985).
- [PRC 93/02] H1 Collaboration:
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1-Detektor
DESY/PRC 93/02 (1993)
- [ROSS64] Rossi, B.:
High Energy Particles
Prentice Hall, New York (1964).
- [SEGR53] Ségre, E.:
Experimental Nuclear Physics, Volume I
John Wiley & Sons, Inc., New York (1953)
Chapman & Hall, Limited, London.

- [SEGR65] Ségre, E.:
Nuclei and Particles
Benjamin, New York (1965).
- [SOND81] Sonderegger, P.; Perrin, D.;
CERN OM/SPS/81-7 (1981)
- [STER52] Sternheimer, R. M.:
The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials
Phys. Rev. **88** (1952) 851.
- [TAMO92] Tamoschat, R.:
Untersuchungen zum Photon- und Elektronnachweis mit dem H1-Detektor unter Berücksichtigung des Magnetfeldes
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992).
- [TPR87] H1 Collaboration:
Technical Progress Report
(1987).
- [WEGE89] Wegener, D.:
Hadronkalorimeter - Entwicklung und Anwendungen
Phys. Bl. **45** (1989) Nr. 9 358.
- [WIGM91] Wigmans, R.:
Performance and Limitations of Hadron Calorimetry
CERN-PPE/91-205 (1991).