H1-04/94-354 HD - IHEP 94-02

Untersuchung des Einflusses von passivem Material auf die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Diplomarbeit

Siegmar Schleif

April 1994

Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg

Man sieht aber hieraus sofort, daß wir uns überhaupt unrichtig ausdrücken, wenn wir irgendeinen Gegenstand der Natur erhaben nennen, ob wir zwar ganz richtig sehr viele derselben schön nennen können; denn wie kann das mit einem Ausdrucke des Beifalls bezeichnet werden, was an sich als zweckwidrig aufgefaßt wird? Wir können nicht mehr sagen, als daß der Gegenstand zur Darstellung einer Erhabenheit tauglich sei, die im Gemüte angetroffen werden kann; denn das eigentliche Erhabene kann in keiner sinnlichen Form enthalten sein, sondern trifft n u r Ideen der Vernunft: welche, obgleich ihnen keine angemessene Darstellung möglich ist, eben durch diese Unangemessenheit, welche sich sinnlich darstellen läßt, rege gemacht und ins Gemüt gerufen werden.

I. Kant, Kritik der Urteilskraft

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Vorbemerkungen

Ein wichtiger Teilbereich der Physik ist die Hochenergiephysik. Ihr Ziel ist es, fundamentale Erkenntnisse über die elementaren Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen zu gewinnen. Mit Hilfe großer Beschleunigeranlagen werden Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und mit anderen Teilchen zur Kollision gebracht. Aus dem Ablauf der Reaktionen können die interessierenden physikalischen Informationen gewonnen werden. Die zu diesem Zweck gebauten Detektoren bestehen aus vielfältigen Bestandteilen, unter anderem auch aus nichtsensitiven Zonen. In dieser Arbeit soll der Einfluß von solchen passiven Materialbestandteilen auf die Bestimmung der Energie hochenergetischer Elektronen untersucht werden.

Im ersten Kapitel wird das experimentelle Umfeld dieser Arbeit vorgestellt werden. Nach einer Einführung in die physikalischen Grundlagen der Physik, die am H1-Detektor untersucht wird, wird der Aufbau dieses Detektors beschrieben. Die teilweise Erneuerung des Detektors, u.a. mit dem Ziel, die Messung der Energie der Elektronen zu verbessern, hat die Beschäftigung mit dem Einfluß passiver Detektorkomponenten auf den Energieverlust und die Verschlechterung der Energieauflösung von Elektronen notwendig gemacht.
Im zweiten Kapitel sollen einige theoretische Grundlagen dieser Arbeit dargelegt werden, insbesondere werden wichtige Aspekte der elektromagnetischen Schauertheorie, der Energiemessung (Kalorimetrie) und der durchgeführten Simulationen besprochen.
Danach folgt im dritten Kapitel die Darstellung der Ergebnisse von Monte-Carlo-Studien über die Wechselwirkung hochenergetischer Elektronen mit passivem Material. Die Abhängigkeit des Energieverlustes und der Verschlechterung der Energieauflösung von verschiedenen Parametern wird systematisch studiert.
Das vierte Kapitel behandelt die Analyse der durchgeführten Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Dabei werden auch die Eigenschaften

der verwendeten Kalorimeter untersucht. Die Messungen werden mit Simulationen verglichen.
Im fünften Kapitel wird eine Korrekturmethode vorgestellt, mit deren Hilfe die unerwünschten Einflüsse passiven Materials im Detektor vieleicht korrigiert werden können.
Eine Zusammenfassung und ein Anhang schließen diese Arbeit ab.

1.2 Tiefinelastische Elektron-Protonstreuung

Seit den Experimenten, die am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) ab 1968 durchgeführt wurden([Fri72]),weiß man, daß die Hadronen, die Elementarteilchen, die stark wechselwirken, aus Konstituenten, den Quarks aufgebaut sind, die über Gluonen, den Trägern der starken Kraft, miteinander wechselwirken. Um weiteren Aufschluß über die innere Struktur der Hadronen zu bekommen, streut man an ihnen Leptonen, z.B. Elektronen und Myonen, die nach heutigem Wissen keine innere Struktur besitzen. Da die Anfangsenergien der beiden einlaufenden Teilchen (z.B. Elektron und Proton) bekannt sind, lassen sich durch Messung des Wirkungsquerschnittes die Informationen über die physikalischen Prozesse ermitteln. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist es notwendig, die Energien und Streuwinkel der Endzustände zu kennen. Bei der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung wird das Elektron nach unserem heutigen Wissen an den Partonen, d.h. den Gluonen und Quarks, gestreut(siehe Abbildung 1.1).

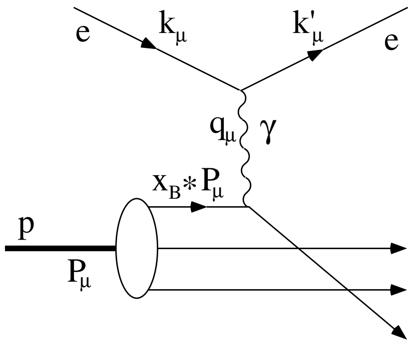


Abbildung 1.1: Veranschaulichung der HERA-Kinematik anhand der tiefinelastischen Elektron-Proton-Steuung.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den tiefinelastischen Streuprozeß ist nicht nur vom Winkel des gestreuten Elektrons, sondern auch vom Impulsbruchteil,

den das mit dem Elektron wechselwirkende Quark am Nukleonimpuls trägt, abhängig. Für die Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung gelten folgende Bezeichnungen:

$$k_\mu = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p_e} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

und

$$k'_\mu = \begin{pmatrix} E' \\ \vec{p_e}' \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

sind die Viererimpulse des einlaufenden und auslaufenden Elektrons, wobei E und E'die Energien des Elektrons vor und nach der Streuung sind und $\vec{p_e}$ bzw.$\vec{p_e'}$ deren Impulse sind;

$$P_\mu = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p_p} \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

ist der Viererimpuls des Protons vor der Streuung und E_p dessen Energie;

$$q_\mu = (k_\mu - k'_\mu) \tag{1.4}$$

ist die Bezeichnung für den Viererimpulsübertrag und q^2 ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages zwischen Elektron und Quark. Ist $\pi - \theta$ der Streuwinkel des Elektrons [1] (der Azimutwinkel ϕ spielt wegen der Zylindersymmetrie unpolarisierter Streuprozesse keine Rolle und wird daher im Folgenden = 0 gesetzt.), gilt mit den Lorentzskalaren ([Buc91])

$$s = (k_\mu + P_\mu)^2 = \text{ Quadrat der Schwerpunktsenergie} \tag{1.5}$$

$$^2 x_B = \frac{-q^2}{2q_\mu P_\mu} = \frac{E\ E' \cos^2(\frac{\theta}{2})}{E_p[E -\ E' \sin^2(\frac{\theta}{2})]} \tag{1.6}$$

$$y_B = \frac{P_\mu q_\mu}{P_\mu k_\mu} = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2(\frac{\theta}{2}) \tag{1.7}$$

$$Q^2 = -q^2 = s x_B y_B \tag{1.8}$$

für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei Nichtbeachtung höherer Ordnungen und von Effekten der Schwachen Wechselwirkung:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4}[(1-y_B)\frac{F_2(x_B, Q^2)}{x_B} + y_B^2 F_1(x_B, Q^2)]. \tag{1.9}$$

[1] Diese Bezeichnungsweise wird wegen der H1-Geometrie gewählt, θ gibt dann den Streuwinkel bzgl. der Protonenflugrichtung an.
[2] x_B und y_B werden auch als Bjorken-Skalenvariable x_B und y_B bezeichnet.

F_2 entspricht dem Formfaktor für den elektrischen Streuanteil, F_1 dem Formfaktor für den magnetischen Streuanteil([Per91]). Die Variable x_B kann man wie folgt interpretieren: Ist in einem Bezugssystem, in dem $\vec{p}_p^{\,2} \gg M^2_{Proton} \cdot c^2$ ist, ξ der Impulsbruchteil, den das Parton hat, an dem gestreut wird, so gilt bei Vernachlässigung transversaler Bewegungskomponenten:

$$(\xi P_\mu + q)^2 = m_q^2, \text{ was weiterhin } \xi^2 P_\mu^2 + q^2 + 2\xi q P_\mu = m_q^2 \text{ ergibt,} \tag{1.10}$$

mit m_q als der Quarkmasse. Wegen$\xi^2 P_\mu^2 = m_q^2$ gilt für die Variable ξ:

$$\xi = \frac{Q^2}{2 q_\mu P_\mu} \tag{1.11}$$

Damit sind in diesem Bezugssystem x_B und ξ gleich. Der Lorentzskalar x_B läßt sich also als der Impulsbruchteil des Protons, den das Quark, das mit dem Elektron wechselwirkt, trägt, interpretieren. Die physikalisch interessanten Informationen sind in den Formfaktoren $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ enthalten. Dazu ist eine präzise Messung von x_B und Q^2,d.h. eine genaue Bestimmung des Winkels θ und der Energie des gestreuten Elektrons E' notwendig, um die Abhängigkeit der beiden Funktionen von diesen Observablen zu bestimmen. Insbesondere möchte man auch die Entwicklung in Q^2 für möglichst kleine x_B in den Strukturfunktionen verfolgen. Die Erforschung der Strukturfunktionen erfolgte bisher mit Hilfe von Fixed-Target-Experimenten. Aber vor allem durch die große Erhöhung der Schwerpunktsenergie durch die Collidertechnologie können noch höhere Q^2 und noch kleinere x_B erreicht werden, wie Gleichung (1.8) zeigt. So verfiel man auf die Idee, einen Elektron-Proton-Collider zu bauen.

1.3 Experimentelle Grundlagen

1.3.1 Der HERA-Ring

In den Jahren 1984 bis 1991 wurde in Hamburg am DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) der weltweit erste Elektron-Proton-Collider, der HERA-Ring (Hadron- Elektron-Ring-Anlage) gebaut. In zwei Wechselwirkungspunkten, an denen die beiden Experimente ZEUS und H1 stehen, treffen Protonen und Elektronen aufeinander. Die Elektronen hatten 1992 und 1993 eine Energie von E = 26,7 GeV, die Protonen hatten eine Energie von E_p = 820 GeV. Die Schwerpunktsenergie betrug damit $\sqrt{s}$ = 296 GeV. Der HERA-Ring hat eine Länge von 6,3 km. Elektronen und Protonen durchlaufen den Speicherring in Paketen. Der zeitliche Abstand zwischen je zwei Paketen beträgt 96 ns.

1.3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor wurde ursprünglich konzipiert, um die Reaktionen mit hohem Q^2 und hohem x_B mit großer Genauigkeit zu vermessen. Dies spiegelt sich in der

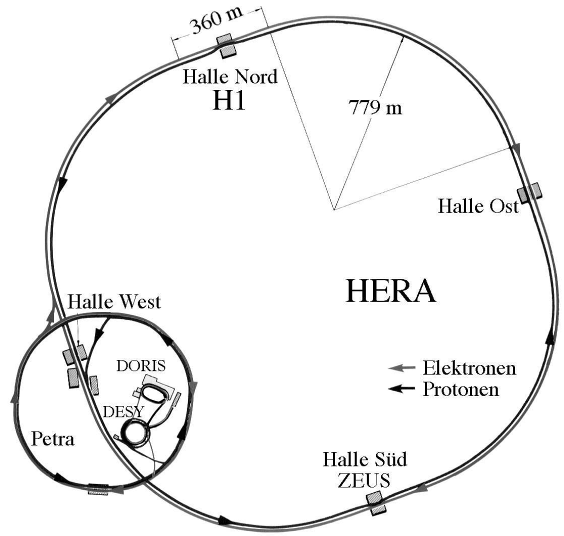


Abbildung 1.2: Die HERA-Beschleunigeranlage am DESY.

Asymmetrie des Detektors wieder. Da das Proton eine 30,7 mal höhere Energie als das Elektron hat, wird der Nettoenergiefluß der Reaktionsprodukte in Protonenflugrichtung (Vorwärtsrichtung) gerichtet sein. Daher ist der Detektor in Vorwärtsrichtung stärker instrumentiert,wie man am Längsschnitt des Detektors sieht. Andererseits ist der H1-Detektor zylindersymmetrisch aufgebaut, mit der Strahlröhre als Achse, weil die Geometrie der tiefinelastischen Streuung unabhängig ist vom Azimutwinkel ϕ, falls die Elektronen- und Protonenstrahlen nicht polarisiert sind. Er soll Energie und Impuls der in den Elektron-Proton-Kollisionen entstandenen Reaktionsprodukte möglichst vollständig nachweisen. Zu diesem Zwecke besteht der Detektor aus mehreren großen Detektorkomponenten, die die verschiedenen Aufgaben erfüllen sollen. Im Innern des Detektors befinden sich Spurenkammern (die auch der Impulsmessung dienen) , die von Kalorimetern (die zur Energiemessung der Teilchen benötigt werden) umgeben werden. Diese Bestandteile werden wiederum von Spule, Eisenjoch und Myonensystem umhüllt.
Der H1-Detektor besteht aus folgenden Komponenten ([Abt93]):

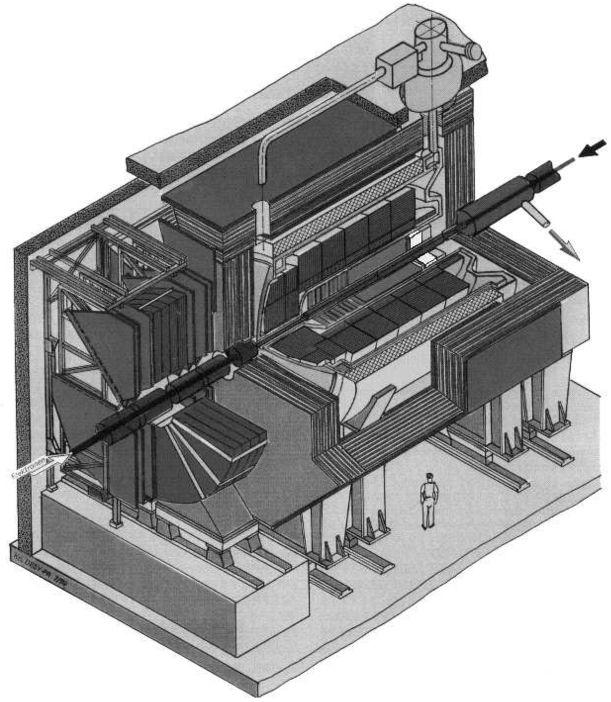


Abbildung 1.3: Blick auf den H1-Detektor. Der Pfeil bezeichnet die Flugrichtung der Protonen.

- die CJC (Central Jet Chamber - zentrale Driftkammer)
- die FTD (Forward Tracking Detector - Vorwärtsdriftkammer)
- die CIZ (Central Inner Z- Chamber - zentrale innere Z-Driftkammer)
- die COZ (Central Outer Z- Chamber - zentrale äußere Z-Driftkammer)
- die CIP (Central Inner Proportional Chamber - zentrale innere Proportionaldrahtkammer)
- die COP (Central Outer Proportional Chamber - zentrale äußere Proportionaldrahtkammer)
- die BPC (Backward Proportional Chamber - rückwärtige Proportionaldrahtkammer)
- das LAC (Liquid Argon Calorimeter - Flüssig-Argon-Kalorimeter)
- das PLUG (Vorwärtskalorimeter)
- das BEMC (Backward Electromagnetic Calorimeter - rückwärtiges elektromag-

netisches Kalorimeter)
- das TOF (Time of Flight System - Flugzeitsystem)
- die Spule
- das instrumentierte Eisenjoch
- das Vorwärtsmyonensystem
- das Luminositätssystem

Abbildung 1.3 zeigt den H1-Detektor in einem Längsschnitt.
Es werden nun die wichtigsten Teile des Detektors kurz beschrieben:

Die Spurenkammern:

CJC und FTD dienen zur Spur- und Impulsmessung geladener Reaktionsprodukte und durch Extrapolation der Spuren zur Feststellung des Wechselwirkungspunktes. Die zentralen zylindrischen Spurkammern liegen dem Wechselwirkungspunkt am nächsten. Sie bestehen aus zwei Hauptteilen, der inneren und der äußeren Driftkammer (CJC1 und CJC2). Die Drähte sind in z-Richtung, d.h. parallel zur Strahlrichtung gespannt. Zur genauen Messung der Koordinate z selbst dienen zwei weitere kleine Subdetektoren, die CIZ und die COZ (zentrale innere und äußere Driftkammer zur genaueren Bestimmung der z-Komponente der Spuren und des z-Vertex), die sich zwischen der CJC1 und der CIP bzw. zwischen CJC1 und CJC2 befinden. Die Vorwärtsdriftkammer (FTD) schließt sich an das zentrale Driftkammersystem in Protonflugrichtung an. Sie ist aus drei gleichartigen Modulen aufgebaut, die jeweils Driftkammern zur Messung verschiedener Ortskomponenten und Vieldrahtproportionalkammern enthalten.
In Elektronenflugrichtung (Rückwärtsrichtung) liegt hinter der CJC und einer Lage passiven Materials, das aus Teilen der Ausleseelektronik des zentralen Driftkammerystems und diversen Kabeln besteht, zunächst die BPC, die mit vier Proportionaldrahtkammerebenen ausgestattet ist. Bei Koinzidenz von mindestens drei der vier Drahtebenen liefert die BPC einen rekonstruierten Spurpunkt.

Die Kalorimeter:

Zwischen der Spule und der CJC befindet sich im Zentral- und Vorwärtsbereich das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC). Das LAC besteht aus zwei Teilen: Dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Im elektromagnetischen Teil werden Absorberplatten aus Blei in einer Dicke von 20 Strahlungslängen[3](X_0) im Zentralbereich des Detektors und bis 30 X_0 im Vorwärtsbereich benutzt, im hadronischen Teil werden als Absorber Stahlplatten mit einer Gesamtdicke von 5 bis 7 λ (hadronische Wechselwirkungslänge) verwendet. Zwischen den Absorberplatten befindet sich das flüssige Argon, das als aktives Medium (Ionisationsmedium) be-

[3]Dieser Begriff wird ausführlich im zweiten Kapitel behandelt.

nutzt wird.
Hinter der oben beschriebenen BPC befindet sich das aus 88 Modulen aufgebaute BEMC, ein Sandwichkalorimeter, dessen Absorbermaterial Blei und dessen sensitives Material SCSN-38, ein Szintillatormaterial, mit dem Trägermaterial Polysterol ist. Das BEMC hat eine Dicke von 22 X_0. Ausführlicher wird es im Zusammenhang mit dem SPACAL - Projekt in 1.3.3 beschrieben.
Das Vorwärtskalorimeter (PLUG [4]) wird zum Nachweis der Energie der Teilchen, die in einem Winkelbereich von $\theta = 0,6^0$ bis $\theta = 3^0$ gestreut werden, benutzt, während das LAC einen Streuwinkelbereich von $\theta = 3^0$ bis $\theta = 155^0$ und das BEMC einen Polarwinkelbereich von $\theta = 151^0$ bis $\theta = 173^0$ überdecken. Das PLUG befindet sich in der vorderen Strahlrohraushöhlung des Eisenjoches.

TOF, Spule, Eisenjoch und Myonendetektoren:

Hinter dem BEMC liegt das zur Flugzeitmessung und als wichtiges Triggerelement dienende TOF, das aus 24 Szintillatorplatten besteht. Ergeben sich Wechselwirkungen von Protonen eines Pakets mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit dessen Wänden, so werden die in Protonenrichtung fliegenden Reaktionsprodukte zeitlich eher auf das TOF treffen, als die bei einer Wechselwirkung im Innern des Detektors entstandenen Reaktionsprodukte. Die so durchgeführte Vorselektion der Reaktionen führt zu einer wichtigen Untergrundunterdrückung.
Alle bisher besprochenen Detektorkomponenten mit Ausnahme des PLUG befinden sich innerhalb der Spule, die ein Magnetfeld von 1,15 Tesla ([Abt93]) erzeugt, und des Eisenjoches, das zur Rückführung des magnetischen Flusses dient. Im Eisenjoch sind auch Detektoren zum Myonennachweis und zum Nachweis der in den Kalorimetern nicht detektierten Schauerteile[5] untergebracht. In Vorwärtsrichtung liegt noch das um das Strahlrohr zylindersymmetrisch angeordnete Vorwärtsmyonspektrometer, das einen Polarwinkelbereich von $\theta = 3^0$ bis $\theta = 17^0$ abdeckt.

1.3.3 Die Erneuerung der rückwärtigen Region des H1-Detektors - Das SPACAL

Das geplante H1-Spaghetti-Kalorimeter ist ein Kalorimeter, bei dem die szintillierenden Fasern, das aktive Material zum Energienachweis, äquidistant in aufeinanderfolgenden Bleischichten parallel zur Strahlröhre eingebettet liegen, die an der Rückseite mit Photoelektronenvervielfachern (Photomultipliern) ausgelesen werden.
Das Interesse, die Strukturfunktionen des Protons für sehr kleine x_B[6], in einem grösseren Q^2-Bereich zu erforschen, hadronische Endzustände auch im Rückwärts-

[4]d.h. Stöpsel, weil es die Lücke zwischen Eisenjoch und Strahlrohr im Vorwärtsbereich schließt.
[5]D.h. der Leckverluste der der Kalorimeter.
[6]D.h. in einem Bereich von $x_B \approx 10^{-4}$.

bereich des H1-Detektors nachzuweisen [7], um größere Redundanz in der Analyse der Elektron-Protonstreuung zu erreichen und möglichst Verbesserungen in dem Energie- und Ortsauflösungsvermögen der Elektronen im Rückwärtsbereich zu erhalten, führte zu dem Beschluß, die BPC, das BEMC und das TOF aus dem H1-Detektor herauszunehmen und durch eine BDC (Backward Drift Chamber - Rückwärtige Driftkammer) und ein SPACAL (Spaghetti-Kalorimeter) zu ersetzen. Die BDC soll sich an der Stelle der jetzigen BPC befinden. Sie wird aus 10 oktogonalen Drahtlagen bestehen. Statt eines Spurpunktes wie die BPC wird die BDC ein Spursegment aus mindestens 8 von 10 möglichen Spurpunkten angeben. Wichtig wird auch ihre Fähigkeit sein, die Multiplizität der geladene Teilchen zu bestimmen.
Den Platz des jetzigen BEMC soll die elektromagnetische Sektion, den des TOF die hadronische Sektion des SPACAL einnehmen. Diese Erneuerung des rückwärtigen Bereichs des H1-Detektors wird nun näher dargelegt:
Das jetzige BEMC hat ein relatives Energieauflösungsvermögen von([Hoe94])[89]

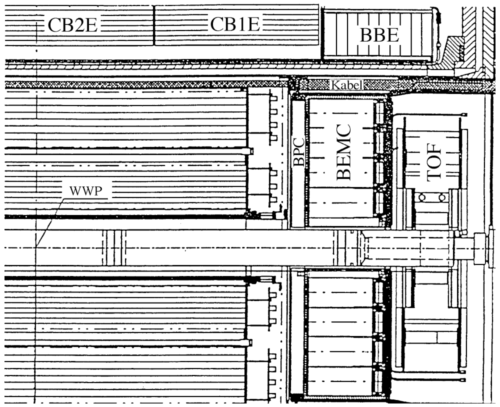


Abbildung 1.4: Seitenansicht der jetzigen H1-Rückwärtsregion. CB1E, CB2E und BBE sind drei elektromagnetische Untermodule des LAC. WWP gibt den Wechselwirkungspunkt an.

[7]Die Rekonstruktion geschieht mit Hilfe der Jacquet-Blondel-Methode ([Buc91]), die die Impulse und die Energien aller sichtbaren hadronischen Teilchen zur Bestimmung der Lorentzskalare x_B, y_B, und Q^2 heranzieht.

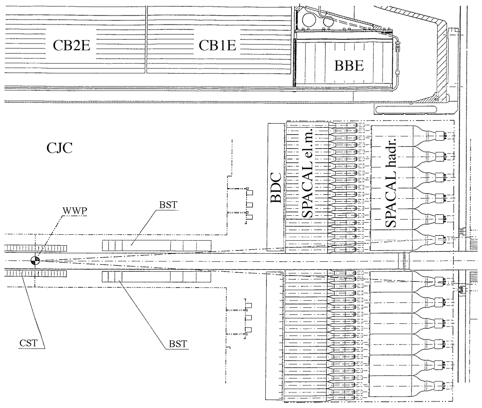


Abbildung 1.5: Seitenansicht der zukünftigen H1-Rückwärtsregion. CST und BST werden zusätzliche Spurendetektoren für geladene Reaktionsprodukte sein, die durch die Strahlrohrverengung Platz finden werden.

$$\frac{\sigma}{E(GeV)} = \sqrt{\frac{0,1\sqrt{GeV}}{E}^2 + (0,03)^2 + (\frac{0,42GeV}{E})^2} \qquad (1.12)$$

und eine Ortsauflösung von

$$\sigma_r = 1,3cm. \qquad (1.13)$$

Es besitzt nur, wie oben schon erwähnt, eine Dicke von $22X_0$ ($1X_0 = 1,43cm$ für das BEMC([Bru92])), was einer hadronischen Wechselwirkungslänge entspricht, und eignet sich deswegen nicht zur Messung der Energie hadronischer Endzustände. Insbesondere können im jetzigen BEMC Pionen und Elektronen nicht getrennt werden. Somit wird das im BEMC gemessene Elektronenenergiespektrum nur bis zu einer Energie von minimal 10,6 GeV verwandt([DeR93]). Auch können Energieflüsse nur bis zu einem Streuwinkel von $\theta = 173^0$ nachgewiesen werden. Betrachtet man nämlich die relativen Meßfehler der für die Bestimmung der Strukturfunktionen $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ wichtigen Größen x_B, y_B und Q^2, so ergibt

[8] Der erste Term unter der Wurzel ist der sogenannte Sampling-Term, der zweite Term der sogenannte konstante Term, der dritte Term gibt Einflüsse des Rauschens an. Näheres wird in Kapitel 2 besprochen.

[9] Für Module, in die zentral eingeschossen wird, erhält man einen konstanten Term von $0,3\%$, ansonsten $3,07\%$.([Hoe94]).

sich([PRC93]) :

$$\frac{\Delta Q^2}{Q^2} = \sqrt{(\frac{\Delta E'}{E'})^2 + (\tan\frac{\theta}{2} \cdot \Delta\theta)^2} \qquad (1.14)$$

$$\frac{\Delta y_B}{y_B} = \sqrt{([1 - \frac{1}{y_B}]\frac{\Delta E'}{E'})^2 + ([1 - \frac{1}{y_B}]\cot\frac{\theta}{2} \cdot \Delta\theta)^2}$$
$$= \sqrt{([\frac{E'\sin(\frac{\theta}{2})^2}{E - E'\sin(\frac{\theta}{2})^2}]\frac{\Delta E'}{E'})^2 + ([\frac{E'\sin(\frac{\theta}{2})^2}{E - E'\sin(\frac{\theta}{2})^2}]\cot\frac{\theta}{2} \cdot \Delta\theta)^2} \qquad (1.15)$$

$$\frac{\Delta x_B}{x_B} = \sqrt{(\frac{\Delta Q^2}{Q^2})^2 + (\frac{\Delta y_B}{y_B})^2} \qquad (1.16)$$

Damit wird deutlich, daß für eine gute Q^2, y_B und x_B - Messung sind eine genaue Energie- und Winkelbestimmung der gestreuten Elektronen nötig ist. Insbesondere für $E' \approx E$, d.h wenn der Impuls des gestreuten Partons und der Impuls des Elektrons ungefähr gleich sind [10], und große Streuwinkel θ werden die Fehler in Q^2 und x_B sehr groß. Dies bewirken die Faktoren $\frac{1}{E'}$ und $\tan(\frac{\theta}{2})$. Für kleine y_B wird der Fehler in y_B sehr groß. Dies führt unter anderem zu folgenden Vorgaben an ein neues Kalorimeter:
1.) Die Energieauflösung soll bei 30 GeV mindestens 2 % betragen, angestrebt wird eine relative Energieauflösung von

$$\frac{\sigma}{E(GeV)} = \sqrt{(\frac{0,06\sqrt{GeV}^2}{E})^2 + (0,01)^2} \qquad (1.17)$$

2.) Das Kalorimeter muß eine gute Ortsauflösung besitzen, dies wird durch eine hohe Granularität gewährleistet. Angestrebt wird eine Ortsauflösung von $\sigma_r = 2mm$.
3.) Das Kalorimeter soll, da es das TOF, das eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 3ns$ besitzt, ersetzen muß, eine bessere Zeitauflösung von $\sigma_t = 1ns$ erbringen, da es sich im Vergleich zum TOF näher am Wechselwirkungspunkt befindet.
4.) Der Moliereradius und die Strahlungslänge im Kalorimeter müssen möglichst klein sein, damit ein guter Überlapp mit dem LAC gegeben ist: Je kompakter, d.h bei gleicher Strahlungslänge dünner, das Kalorimeter ist, umso mehr wird für Elektronen, die im Grenzbereich des Subdetektors aufschauern, die "Nachweislücke" zum LAC geschlossen, wie die Abbildungen 1.4([Abt93]) und 1.5([PRC93]) im Vergleich zeigen.
5.) Das neue Kalorimeter soll eine gute Pionen-Elektron-Trennung gewährleisten; nur jedes hundertste geladene Pion soll für Energien größer als 3 GeV mit einem Elektron verwechselt werden können.

[10] Dies ist der Bereich des sogenannten kinematischen Peaks, der in der kinematischen Ebene dadurch gekennzeichnet ist, daß sehr viele in Rückwärtsrichtung gestreute Elektronen die Strahlenergie haben, siehe auch die Abbildung 1.7 der kinematischen Ebene.

6.) Elektronen, die noch mit $\theta = 178^0$ gestreut werden, sollen nachgewiesen werden können, damit auch für $x_B \approx 10^{-4}$ die Strukturfunktionen bestimmt werden können.
Man erwartet, mit dem geplanten SPACAL-Design diesen Anforderungen gerecht werden zu können. Abbildung 1.7 zeigt die kinematische $x_B - Q^2$-Ebene mit Linien gleicher Energien und Linien gleicher Streuwinkel θ für Elektronen und gleicher Streuwinkel θ für hadronische Endzustände. Die Verringerung des Strahlrohrdurchmessers von 215 mm auf 120 mm im Rahmen des SPACAL-Projektes schafft die Voraussetzungen für den Nachweis von Energieströmen, die mit großem Streuwinkel θ auf den Subdetektor treffen. Während das BEMC aus 88 Modulen aufgebaut ist, die durch stark rauschende Photodioden über Wellenlängenschieber ausgelesen werden, wird die elektromagnetische Sektion des SPACAL aus 1204 Zellen bestehen, die durch ebensoviele Photoelektronenvervielfacher (Photomultiplier) ausgelesen werden sollen. Ein Maß für die Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters ist die Größe der quadratischen Untereinheiten: Die 56 quadratischen Module des BEMC haben eine Kantenlänge von 16 cm, die 1052 quadratischen Zellen der elektromagnetischen SPACAL-Sektion[11] eine Kantenlänge von 4 cm. Die Strahlungslänge des elektromagnetischen Teiles soll $X_0 = 0,905cm$, die Dicke der gesamten Sektion $27X_0 = 1\lambda = 24,44cm$ betragen.
Den Platz des TOF soll die hadronische Sektion des SPACAL einnehmen, die eine zusätzliche Tiefe von ca. 1λ besitzen wird. Die gesamte Dicke des Kalorimeters wird somit ungefähr 2λ betragen. Das H1-SPACAL ist daher zu dünn, um ein kompensierendes hadronisches Kalorimeter zu sein. Es wird erwogen, die hadronische Sektion des SPACAL mit 144 Zellen, davon 120 quadratische Zellen mit einer Kantenlänge von 12 cm, auszustatten. Zwischen den beiden räumlich getrennten Teilen werden sich die den elektromagnetischen Teil auslesenden Photomultiplier befinden.
Beide Sektionen werden bezüglich der Anordnung der Fibern im Prinzip ähnlich aufgebaut sein:
Das Blei-Fiber-Profil soll eine hexagonale Grundstruktur besitzen. Die Fibern der Reihe oberhalb oder unterhalb einer beliebig gewählten Fiberlage werden zu diesen um einen halben Abstand der Fiberzentren versetzt sein. Das Fiber-Blei-Verhältnis soll für die elektromagnetische Sektion 1 : 2, für die hadronische Sektion, wo ein besonders gutes Energieauflösungsvermögen nicht erforderlich ist, 1 : 4 betragen. Im elektromagnetischen Teil sollen die Fiberdurchmesser 0,5 mm, der Abstand der Fiberzentren in x - Richtung 0,88 mm, in y - Richtung 1,52 mm betragen. In der hadronischen Sektion werden Fibern mit einem Durchmesser von 1 mm eingebaut.

[11] Stand der Dinge am 28.2.1994.

1.4 Das Problem passiven Materials

In vielen Detektoren der Hochenergiephysik befindet sich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter eine Schicht passiven Materials, auch "totes" Material genannt. Kabel, Spule, Eisenjoch, Stützen und Streben sind wichtige, an vielen Hochenergiedetektoren auftretende Bestandteile. Die Wechselwirkung der im Zentrum der Apparatur entstandenen Reaktionsprodukte mit den in diesen Detektorelementen enthaltenen Materialien führt zu einer nicht gewollten Beeinflussung der Messergebnisse.
Angeregt wurde diese Arbeit durch die Verschlechterung der Energieauflösung und den Energieverlust durch passives Material im H1-Detektor vor der BPC und dem BEMC. Es wird aus Teilen der Ausleseelektronik der CJC und von Kabeln, die von der CJC-Rückwand wegführen, gebildet. Dabei ist weder die genaue Materialbeschaffenheit noch die genaue Dicke dieser Materialschicht an den verschiedenen Punkten vor der BPC bekannt. Dieses Material führt
1.) zu einem Energieverlust der in Richtung auf das BEMC gestreuten Elektronen und
2.) zu einer Verschlechterung der Elektronenenergieauflösung, was besonders problematisch für die Energieauflösung der Messung im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter ist. Das neue rückwärtige Kalorimeter soll eine gute Energieauflösung besitzen. Das passive Material vor der BPC und dem BEMC wird aber das Energieauflösungsvermögen des SPACAL erheblich einschränken. Damit ist eine Untersuchung der durch das passive Material hervorgerufenen Phänomene dringlich geworden.
Eine Untersuchung des Einflusses der im passiven Material entstandenen Schauer auf die in Kalorimetern gemessene Energien erfolgte in letzter Zeit zum Teil auch in der Absicht, diese Effekte zu korrigieren. Simulationen zu passivem Material wurden durchgeführt von H. Hirayama([Hir91])und H. Trost([Tro92]) .
Messungen zu passivem Material wurden durchgeführt von M. Hulbert et al. ([Hul93]) und J. Krüger([Krü90]).
Simulationen und Messungen zu passivem Material wurden durchgeführt im Rahmen des ZEUS-Experimentes([Gra93]) und von K. Doroba et al.([Dar93]).

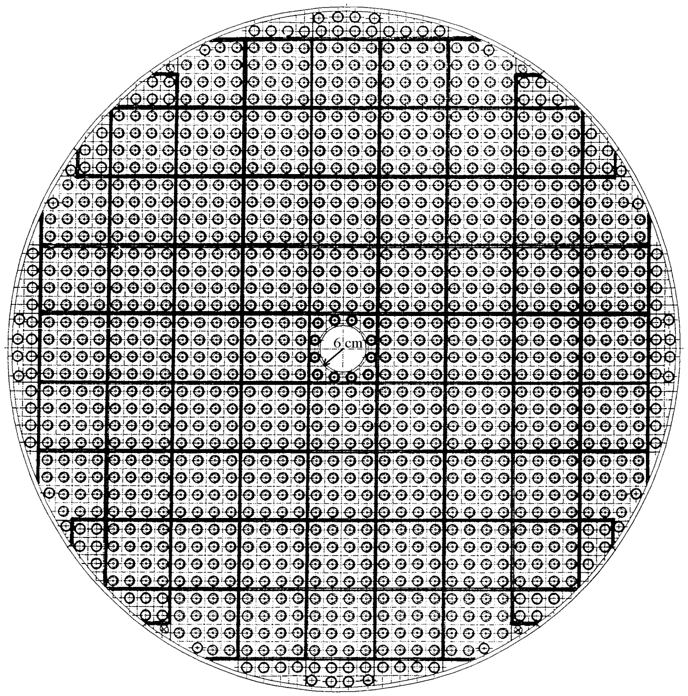


Abbildung 1.6: Aufsicht auf die geplante elektromagnetische Sektion des H1-SPACAL. Der Strahlrohrradius soll 6 cm, der Außenradius 80,2 cm betragen. Die kleinen Kreise sollen die auslesenden Photomultiplier darstellen, die die jeweiligen Zellen auslesen.

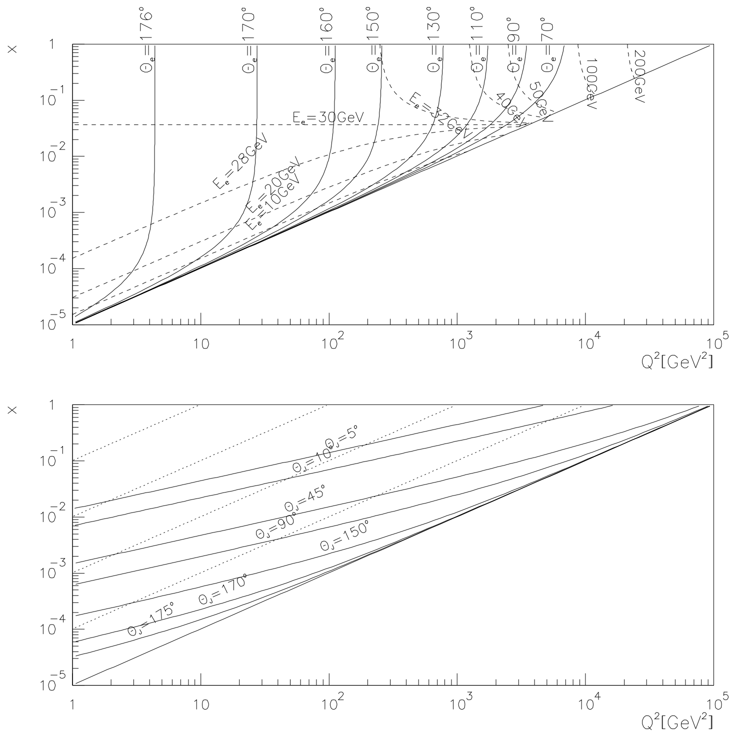


Abbildung 1.7: Oben: Kinematische $x_B - Q^2$-Ebene der Elektron - Protonstreuung mit E = 30 GeV und E_p = 820 GeV. Eingezeichnet sind Linien gleicher Elektronenstreuwinkel θ und Linien konstanter Energie E' der gestreuten Elektronen. Unten: Kinematische $x - Q^2$-Ebene der Elektron - Protonstreuung mit E = 30 GeV und E_p = 820 GeV. Eingezeichnet sind Linien gleicher Jetstreuwinkel θ_{jet} und Linien konstanter y_B.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Die Physik elektromagnetischer Schauer

2.1.1 Grundlagen der Physik elektromagnetischer Schauerprozesse

Elektromagnetische Teilchenschauer entstehen durch Wechselwirkung der Elektronen, Positronen und Photonen mit der Materie, die sie durchfliegen.
Dabei gibt es folgende Wechselwirkungsmöglichkeiten:
a)Für Photonen:
-Photoeffekt: γ+Atom $\longrightarrow e^-$+ Atom$^+$
-Comptonstreuung: $\gamma + e^- \longrightarrow \gamma + e^-$
-Paarbildung: γ+Atomkern $\longrightarrow e^+ + e^-$+ Atomkern

b)Für Elektronen und Positronen:
-Elastische Streuung: e^-+ Atomkern $\longrightarrow e^-$+ Atomkern
-Bhaba-Steuung: $e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^-$
-Møller-Streuung: $e^- + e^- \longrightarrow e^- + e^-$
-Annihilation: $e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma$
-Bremsstrahlung: e^-+ Atomkern $\longrightarrow e^- + \gamma$+ Atomkern , $e^- + e^- \longrightarrow e^- + \gamma + e^-$
-Ionisationsprozesse: $e^- + Atom \longrightarrow e^- + e^- + Atom^+$

Bei den hier interessierenden hohen Energien und Mechanismen des Energieverlustes sind besonders die Bremsstrahlung, Ionisation und Paarbildung wichtig.
Bei sehr hohen Energien dominiert die Bremsstrahlung der Elektronen bzw. Positronen an Atomkernen alle anderen oben erwähnten elektromagnetischen Prozesse für geladene Teilchen. Der Energieverlust der hochenergetischen Elektronen durch Bremsstrahlung beträgt([Kle92]) (Z= Kernladungszahl, A=Molmasse, N_A=Avogadrozahl,

r_e =klassischer Elektronenradius):

$$- < \frac{dE}{dx} |_{brems} >= 4\alpha N_A Z^2 E \frac{r_e^2}{A} ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}) = \frac{E}{X_0}, \tag{2.1}$$

dabei ist

$$X_0^{-1} \stackrel{def}{=} \frac{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}})}{A} \tag{2.2}$$

als die elektromagnetische Strahlungslänge definiert ([Ros52]). Durch Integrieren der obigen Gleichung erhält man

$$< E >= E_A e^{-\frac{x}{X_0}}. \tag{2.3}$$

Die Strahlungslänge ist diejenige Materialdicke, bei der die Energie eines hochenergetischen Elektronenstrahls im Mittel um den Faktor e durch Bremsstrahlung reduziert wird. Bei niedrigen Energien, die aber weit oberhalb von 1 MeV liegen, dominiert die Ionisation den Energieverlust der Elektronen. Für die hochenergetische Näherung des Energieverlustes durch Ionisation gilt (I=mittleres Ionisationspotential):

$$< -\frac{dE}{dx} |_{ion} >= 4\pi N_A m_e c^2 r_e^2 \frac{Z}{A} [ln(\frac{2mv^2\gamma^2}{I}) - 1]. \tag{2.4}$$

Über das Verhältnis

$$\frac{-\frac{dE}{dx}|_{brems}}{-\frac{dE}{dx}|_{ion}} \approx \frac{ZE}{580MeV} = 1 \tag{2.5}$$

wird die kritische Energie E_c definiert. Für diese Energie sind der Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich([Kle92]).
Für Photonen ist bei hohen Energien von $E_0 > 2MeV$ die Paarbildung der dominierende Prozeß. Für Energien $E_0 > \frac{137 \cdot 0.511 MeV}{Z^{\frac{1}{3}}}$ ist der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung

$$\sigma_P = 4\alpha r_e^2 Z^2 [\frac{7}{9} ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}) - \frac{1}{54}]. \tag{2.6}$$

Hieraus folgt für die Intensität eines Photonenstrahls sehr hoher Energie in Abhängigkeit von der Schichtdicke x:

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{7x}{9X_0}}. \tag{2.7}$$

Im folgenden Abschnitt sollen nun die wichtigsten Grundlagen der Ausbreitung elektromagnetischer Schauer in Materie anhand eines einfachen Modells ([Kle92]), ([Ros52]) sowie die Funktionsweise eines Sampling-Kalorimeters kurz vorgestellt werden. Die Bildung eines hochenergetischen elektromagnetischen Kaskadenschauers hat man sich ungefähr wie folgt vorzustellen:

Das in den Materialblock eindringende hochenergetische Elektron mit der Anfangsenergie E_A wird (wahrscheinlich) an einem Atomkern gestreut, ein Photon hoher Energie E_0 wird in diesem Bremsstrahlungsprozeß emittiert werden[1]und mit einer Wahrscheinlichkeit von 54% wird dieses Photon in einer Schicht der Dicke X_0 ein $e^+ - e^-$-Paar erzeugen. Diese geladenen Teilchen werden wiederum durch Bremsstrahlung Photonen emittieren, das Positron auch mit Hüllenelektronen annihilieren. Pro "Generation" verdoppelt sich ungefähr die Zahl der Teilchen, in der Generation ν haben sich somit $N(\nu) = 2^\nu$ Teilchen gebildet, deren durchschnittliche Energie $E(\nu) = \frac{E_A}{2^\nu}$ beträgt. Somit bildet sich eine Kaskade von Elektronen, Positronen und Photonen, die erst abbricht, wenn der Energieverlust der geladenen Teilchen durch Ionisation gleich demjenigen durch Bremsstrahlung wird, d.h., wenn die Teilchenenergie gleich der kritischen Energie ist([Kle92]). Es werden dem Schauer dann keine neuen Teilchen hinzugefügt, der Schauer beginnt "auszusterben". Bis dahin haben sich $n = \frac{ln(\frac{E_A}{E_C})}{ln2}$ Generationen von Schauerteilchen gebildet, so daß sich im Schauermaximum ungefähr $N_{max} = 2^n = \frac{E_A}{E_C}$ Teilchen befinden. Es zeigt sich nun([Kle92]), daß bei vollständiger Absorption des Schauers im Material die integrierte Wegstrecke S der Elektronen und Positronen proportional zur Anfangsenergie E_A ist und auch von E_C abhängt:
$S \sim \frac{E_A}{E_C}$. Für die sogenannte "sichtbare " integrierte Wegstrecke S' der nachgewiesenen Teilchen gilt:

$$S' = F(w) \cdot X_0 \cdot \frac{E_A}{E_C}, \tag{2.8}$$

dabei ist $F(w) = e^w(1 + ln(\frac{w}{1,526}))$ und $w = 4,58\frac{ZE_S}{AE_C}$ mit einer Abschneideenergie E_S.
Die Reichweite eines Schauers ist also in diesem einfachen Modell von der kritischen Energie abhängig. Aus einem Teilchen hoher Energie werden durch Bremsstrahlung und Paarbildung viele Teilchen geringerer Energie, die diese dann durch Ionisation (geladene Teilchen) oder Photoeffekt (Photonen) im Material deponieren. Für die transversale Schauerverteilung ist der Moliere-Radius R_M eine wichtige Einheit. Er ist definiert als ([Kle92])

$$R_M \stackrel{def}{=} 21MeV\frac{X_0}{E_C} \tag{2.9}$$

Messungen ([Bat70]) haben gezeigt, daß 99% der Schauerenergie in einem Zylinder mit dem Radius $3R_M$ um die Schauerachse enthalten sind. Unter Benutzung der Einheit R_M ist die transversale Schauerausdehnung materialunabhängig. Für die longitudinale Schauerverteilung gilt, wie sich aus Messungen und Simulationen ergibt([Kle92]), ([Bat67]), ([Beu67]), ([Nag65]), ([Lon75]):
1.)Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum N_{max} ist proportional zur Energie

[1]Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung ist für die Abstrahlung von Photonen kleiner Energie höher als für Photonen hoher Energie. Diese hochenergetischen Photonen sind aber für die Kaskadenbildung entscheidend.

Material	E_C in MeV	X_0 in mm	R_M in mm
Al	47.	89.	39.76
Fe	13.8	17.6	15.40
Pb	6.3	5.6	17.04

Tabelle 2.1: Einige Schauereigenschaften von Materialien

E_A des Elektrons vor Bildung des Schauers.
2.)Die Schichtdicke d_{max}, bei der die Zahl der Teilchen im Schauer maximal wird, ist von E_A logarithmisch abhängig:

$$\frac{d_{max}}{X_0} = ln(\frac{E_A}{E_C}) - c \text{ mit } c = 1,1 \text{ für Elektronen und } c = 0,3 \text{ für Photonen} \tag{2.10}$$

3.)Die longitudinale Verteilung der Energiedeposition pro infinitesimaler Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge $t = \frac{x}{X_0}$ kann durch die Gleichung([Kle92]):

$$\frac{dE}{dt} = E_A t^\alpha e^{-\beta t}\frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \tag{2.11}$$

beschrieben werden, wobei $\beta = 0,5$, $\alpha \approx t_{max} = \frac{d_{max}}{X_0}$ und $\Gamma(x)$ die Gammafunktion ist.
In Tabelle 2.1 werden für drei ausgewählte Materialien einige der besprochenen Schauereigenschaften aufgelistet([Kle92]).

2.1.2 Grundlagen der Kalorimetrie

Man unterscheidet zwischen zwei elektromagnetischen Kalorimetertypen:
-homogene Kalorimeter
und
-Sampling-Kalorimeter.
Homogene Kalorimeter bestehen z.B. aus Kristallen und Gläsern, die gleichzeitig das Absorbermaterial und das Nachweismedium bilden. Daraus folgt, daß mindestens eine Materialkomponente ein Element mit hoher Kernladungszahl Z sein muß, damit das Kalorimeter genügend kompakt ist. Typische Kalorimeter dieser Klasse bestehen z.B. aus NaI, $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) oder PbF_2.
Zu den Sampling-Kalorimetern werden Sandwich- und Spaghetti-Kalorimeter gezählt. Sowohl Sandwich- als auch Spaghetti-Kalorimeter bestehen einerseits aus Absorbermaterial, wie z.B. Blei oder Uran, andererseits aus sensitiven Material. Nur das sensitive Material, wie z.B. flüssiges Argon, Szintillatormaterial etc., kann ausgelesen werden; nur die im sensitiven Material absorbierte Energie kann zur Energiebestimmung des den Schauer verursachenden Teilchens verwandt werden. Ein

Sandwichkalorimeter besteht aus Absorber- und Szintillatorplatten, die in Schichten hintereinander angeordnet sind. Das oben beschriebene einfache Modell der Schauerentwicklung in Materialien kann auch die Energieauflösung eines elekromagnetischen Kalorimeters erklären:
Mißt ein Kalorimeter die Gesamtenergie der im sensitiven Material Energie deponierenden Teilchen, deren Gesamtanzahl N ist, so ist der relative Fehler auf diese Messung nach der Poisson-Statistik $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Ist die Zahl der im Schauer erzeugten Sekundärteilchen proportional zur Energie E_A des Primärteilchens ($N \sim E_A$), wie oben ausgeführt, gilt somit für die relative Energieauflösung

$$\frac{\sigma}{E} = P \cdot \frac{1}{\sqrt{E_A}}.$$

Der Proportionalfaktor P ergibt sich für Sandwich-Kalorimeter aus der Abhängigkeit von N, aus der Spurlänge S und der Dicke der (nichtsensitiven) Absorberschichten zu([Kle92]):

$$P = 3,2\% \cdot \sqrt{\frac{550d}{ZX_0 \cdot F(w)}}. \tag{2.12}$$

Für Spaghetti-Kalorimeter gibt es einen ähnlichen Proportionalitätsfaktor, der sich aus dem Volumenverhältnis R zwischen Absorbermaterial und Szintillatormaterial sowie dem Faserdurchmesser d in mm ergibt([?]):

$$P = 6,5\% \sqrt{Rd(mm)}. \tag{2.13}$$

Diese Abhängigkeit kann man wie folgt erklären:
Bei einem konstanten Faserdurchmesser führt eine Erhöhung von R zu einer Volumenzunahme des Absorbermaterials im Vergleich zum sensitiven Material, was zu einer Vergößerung der Faserdistanzen führt. Der durchschnittliche Schaueranteil im Absorber wird daher zunehmen, der Anteil der detektierten Energie an der im gesamten Kalorimeter absorbierten Energie abnehmen, wodurch die Energiemessung ungenauer wird. Bei gleichbleibendem Verhältnis R wird eine Verkleinerung von d zu einer immer homogeneren Verteilung des Szintillatormaterials im Kalorimeter und daher zu einer besseren Abtastung des Schauers durch das sensitive Material führen, was eine besseren Energiemessung herbeiführt.
Weitere Beiträge zur Verschlechterung der Energieauflösung ergeben sich aus Fluktuationen der aus dem Kalorimeter herausleckenden Energie in transversaler und longitudinaler Richtung; dabei verschlechtern longitudinale Verluste die Auflösung mehr. Auch Inhomogenitäten innerhalb des Kalorimeters beeinträchtigen die Energiemessung. Diese Auflösungsverschlechterungen wachsen aber linear mit der Energie, so daß sich damit ein von der aufgrund der Statistik ergebenen Energieauflösung wesensmäßig verschiedener Beitrag zur relativen Kalorimeterauflösung ergibt:
Der sogenannte konstante Term für die relative Energieauflösung: $\frac{\sigma}{E}|_{konst} = S_2$.

Für Spaghetti-Kalorimeter gibt es noch einen weiteren Beitrag zum konstanten Term , der durch das sogenannte Channeling verursacht wird. Man kann sich diesen Beitrag wie folgt erklären:
Blei und Szintillatormaterial haben sehr unterschiedliche Strahlungslängen. Trifft das den Schauer erzeugende Elektron auf eine Szintillatorfaser mit einem kleinen Winkel α zur Oberflächennormalen des Kalorimeters, so wird sich ein Großteil des Schauers im Szintillatormaterial entwickeln. Wegen des schlechten Absorptionsverhalten des Szintillators aufgrund seiner relativ kleine Kernladungszahl Z im Vergleich zum Blei wird es einerseits zwar viel Energiedeposition im sensitiven Material geben, andererseits große Energieverluste in longitudinaler Richtung, da das Kalorimeter eine Länge besitzt, die für einen das Szintillator-Blei-Gemisch gleichmäßig durchsetzenden Schauer ausreicht, um nur geringe longitudinale Leckverluste zuzulassen. Trifft ein Elektron unter sehr kleinen Winkeln auf das Absorbermaterial, so wird sich der Schauerkern im Blei befinden, so daß nur relativ wenig Energie im sensitiven Material deponiert werden wird. Die durch den Auftreffpunkt verursachten Schwankungen in der Schauerentwicklung, der longitudinalen Energieverluste und der Energiedeposition in den Szintillatorfibern verursachen einen zusätzlichen winkelabhängigen Beitrag zur Energieauflösung. Beim für den H1-Detektor geplanten SPACAL versucht man diesen Channeling-Effekt zu verhindern, indem die Faseranordnung in den Modulen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ gedreht wird. Außerdem ist der Winkel $\pi - \theta$ wegen der Strahlrohraushöhlung in der Mitte des Kalorimeters immer größer als 2^0.
Einen weiteren Beitrag zur Energieauflösung eines Kalorimeters gibt es durch einen von der Energie unabhängigen Effekt: Das Rauschen. Dieses tritt in der das Kalorimeter auslesenden Elektronik auf. Im für das H1-Experiment konzipierten SPACAL möchte man diesen Effekt dadurch beseitigen, indem man zur Auslese des Kalorimeters im Vergleich zu Photodioden rauscharme Photomultiplier benutzt. Bezüglich der relativen Energieauflösung ist dieser Beitrag allerdings abhängig von der Energie, es gilt: $\frac{\sigma}{E}|_{rausch} = \frac{S_3}{E}$.
Allgemein lassen sich für die relative Energieauflösung eines Kalorimeters drei Terme unterscheiden:
- Sampling - Term :$\frac{S_1}{\sqrt{E}}$
- Konstanter - Term :S_2
- Rausch - Term :$\frac{S_3}{E}$.

Somit lautet die relative Energieauflösungsformel eines Sampling-Kalorimeters :

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(\frac{S_1}{\sqrt{E}})^2 + (S_2)^2 + (\frac{S_3}{E})^2} \tag{2.14}$$

Das Spaghetti-Kalorimeter besitzt gegenüber einem Sandwich-Kalorimeter einige Vorteile:
Während z.B. bei einem Sandwich-Kalorimeter das sensitive Material seitlich ausgelesen werden muß, was beim BEMC mit Hilfe von Wellenlängenschiebern geschieht, die inaktive Zonen im Kalorimeter bilden, können die Fasern eines Spaghetti-

Kalorimeters hinten, z.B. mit Hilfe von Photomultipliern, ausgelesen werden. Somit können Inhomogenitäten in der Schauerdetektion vermieden werden. Zudem hat dieser Kalorimetertyp eine bessere Ortsauflösung im Vergleich zu Sandwich-Kalorimetern.

2.2 Simulationen elektromagnetischer Schauer

2.2.1 Das GEANT-Simulationspaket

Zur theoretischen Beschreibung elektromagnetischer Schauer verwendet man heute Monte-Carlo-Methoden. Für diese Arbeit wurde das Simulationspaket GEANT 3.15([Bru91]) benutzt. GEANT bietet dem Benutzer die Möglichkeit, Geometrien mit verschiedenen Materialien in verschiedenen geometrischen Figuren zu kreieren, verschiedene Teilchen mit einer selbstgewählten Energie zu erzeugen und diese mit den vorher geschaffenen Medien wechselwirken zu lassen und die Primär- und Sekundärteilchen der Schauer zu verfolgen. Dabei geht GEANT wie folgt vor:
Innerhalb eines bestimmten Volumenbereiches, dessen Grenzen vorher vom Benutzer definiert werden und den ein bestimmtes Material ausfüllt, berechnet GEANT Schritt für Schritt die Bewegung der Teilchen in Abhängigkeit von den an der jeweiligen Stelle stattfindenden Wechselwirkungsprozessen. Der Bruchteil der Energie, den ein Teilchen durch einen Wechselwirkungsprozeß verliert, wird durch einen Zufallszahlengenerator berechnet. Die Schrittweite kann entweder vom Benutzer eingestellt werden oder mit Hilfe eines Zufallzahlengenerators berechnet werden, wobei dann die Schrittweite von der Teilchenenergie und den von der Energie abhängigen Wirkungsquerschnitten abhängt. Eine obere Grenze für die Schrittweite ist $10X_0$. Die unterschiedlichen Wechselwirkungen werden durch Wirkungsquerschnittstabellen bestimmt, die bei der Materialinitialisierung aus den vom Benutzer eingegebenen Materialdaten (Kernladungszahl Z, Atomgewicht A, Dichte ρ) brechnet werden. Nähert sich ein simuliertes Teilchen einer Volumengrenze, so wird die Schrittweite soweit verringert, daß an der Volumengrenze das Teilchen detektiert werden kann; damit geht das Teilchen in das andere Volumen über. Auf diese Weise können die das Volumen verlassenen Teilchen gezählt werden.
GEANT kann prinzipiell die Spuren und die physikalischen Prozesse von Teilchen eines elektromagnetischen Schauers in einem Energiebereich von 10 keV bis 10 TeV berechnen.

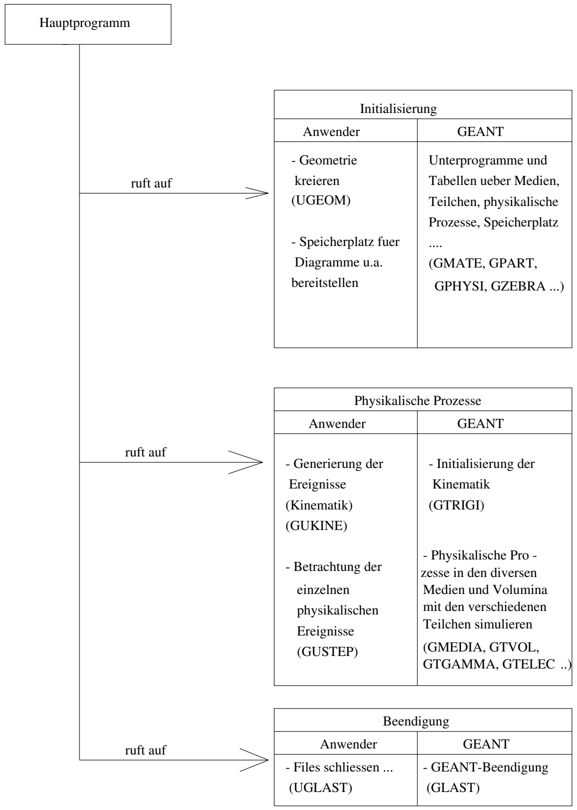


Abbildung 2.1: Überblick über den Aufbau eines typischen GEANT-Programms.

2.2.2 Das Simulationsprogramm

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit Hilfe von GEANT ein Simulationsprogramm geschrieben, dessen prinzipieller Aufbau in Abbildung 2.1 dargestellt wird. Dieser Aufbau wird dem Anwender von GEANT als Korsett vorgeschrieben. Dabei können zwei Programmtypen unterschieden werden, einerseits vom Anwender zu schreibende Programme, andererseits GEANT-Programme. Über erstere kann der Anwender die Geometrie, d.h. die Größe und Art der Volumina und die Medien, die diese Volumina ausfüllen, bestimmen, Speicherplatz für Diagramme bereitstellen, sich Informationen über die simulierten Schauer ausgeben lassen etc.. Drei große Programmabschnitte können unterschieden werden:

- Die Initialisierung wird nur einmal aufgerufen. Der Anwender hat in diesem Programmteil die Geometrie zu bestimmen.
- Nach der Initialisierung werden die physikalischen Prozesse gestartet. Sollen m Ereignisse erzeugt werden, so so wird dieser Programmteil m mal aufgerufen. In diesem Programmabschnitt werden auch die GEANT-Programme aufgerufen, die die Bewegungen und Wechselwirkungen der einzelnen Schauerteilchen simulieren. Über das Programm GUSTEP kann der Anwender sich für jeden einzelnen simulierten Prozeß die ihm wichtig erscheinenden Informationen ausgeben lassen. Diese Programm wird also für jeden simulierten Prozess aufgerufen.
- Am Ende werden Unterprogramme aufgerufen, die GEANT beenden und Dateien schließen.

Die verschiedenen simulierten Geometrien werden in den Kapiteln 3 und 4 vorgestellt. Die Auswertung der Simulationsdaten erfolgte über die Programmpakete HBOOK ([Shi93])und PAW([Bru93]).

Kapitel 3

Simulationen zu passivem Material

3.1 Beschreibung der Geometrien

3.1.1 Die Geometrie mit definierter Dicke

Der Einfluß passiven Materials auf die Energie eines hochenergetischen Elektronenstrahls wurde zuerst mit Hilfe von Simulationen elektromagnetischer Schauerprozesse untersucht. Dabei ist mit Hilfe des Simulationspakets GEANT zunächst folgende, in Abbildung 3.1 dargestellte, Geometrie kreiert worden: In einem würfelförmigen mit Luft gefüllten Raum wurde ein Metallquader gesetzt und auf diesen aus negativer z-Richtung monoenergetische Elektronen geschossen (siehe Abbildung 3.1). Um die Abhängigkeit von der Dicke des passiven Materials zu studieren, wurde die Dicke des Materialblockes verändert. Der Einfluß verschiedener Anfangsenergien der Elektronen und die Abhängigkeit von der Materialsorte wurden ebenfalls studiert. Einen Überblick über die verschiedenen Geometrieparameter liefert Tabelle 3.1. Die transversale Ausdehnung der Quader war groß genug gewählt, daß transversale Randeffekte möglichst ausgeschlossen werden konnten. Die Energien der simulierten Elektronen waren: 1 GeV, 3 GeV, 5 GeV, 10 GeV, 20 GeV, 30 GeV. Es wurden immer 3000 Ereignisse generiert.

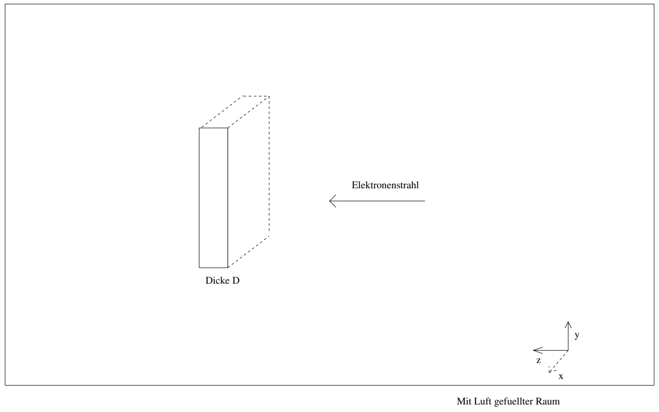


Abbildung 3.1: Geometrie der Simulationen mit definierter Materialdicke.

Material	Dicke in mm							Höhe der Blöcke in mm
Al	50.	100.	150.	200.	250.	300.	350.	300.
Fe	9.	18.	27.	36.	45.	54.	63.	150.
Cu	8.	16.	24.	32.	40.	48.	56.	150.
Pb	6.	12.	18.	24.	30.	36.	42.	100.
Material	Dicke in X_0							Höhe der Blöcke in R_M
Al	0.562	1.124	1.685	2.247	2.809	3.371	3.933	7.544
Fe	0.511	1.023	1.534	2.045	2.557	3.068	3.579	9.740
Cu	0.559	1.119	1.678	2.238	2.797	3.357	3.916	9.99
Pb	1.071	2.143	3.214	4.286	5.357	6.429	7.500	5.867

Tabelle 3.1: Geometrien der Simulationen mit definierter Materialdicke.

3.1.2 Die Geometrie mit variabler Dicke

Da die vor der BPC und dem BEMC befindliche Schicht passiven Materials an verschiedenen Punkten verschiedene Dicken besitzt und man darüber hinaus nicht genau weiß, wie dick das Material jeweils ist, wurden auch Simulationen mit variabler Materialdicke durchgeführt. Zu diesem Zwecke wurde eine Geometrie, die in Abbildung 3.2 dargestellt wird, mit einem sehr langgestreckten Trapezoid konzipiert, an dessen beiden Enden je ein Quader zur Vermeidung von transversalen

Randeffekten angeflanscht wurde. Die Grundflächen dieser Quader entsprachen den Oberflächen des Trapezoids an den Stellen, an denen die Quader an den Trapezoid anschlossen. Die Höhe der beiden Quader wurde groß genug gewählt (siehe Tabelle 3.2 mit den geometrischen Parametern), um transversale Randeffekte ausschließen zu können. In y-Richtung veränderte sich die Dicke des Trapezoids zwischen $1X_0$ und $3X_0$. Um nun die Effekte mit variabler Materialdicke zu simulieren, wurde im Simulationsprogramm in y-Richtung der "Einschußpunkt" mit Hilfe eines Zufallzahlengenerators [1] verändert, so daß die verschiedenen den Trapezoid durchquerenden Elektronen mit je einer anderen Materialdicke wechselwirken. Einen

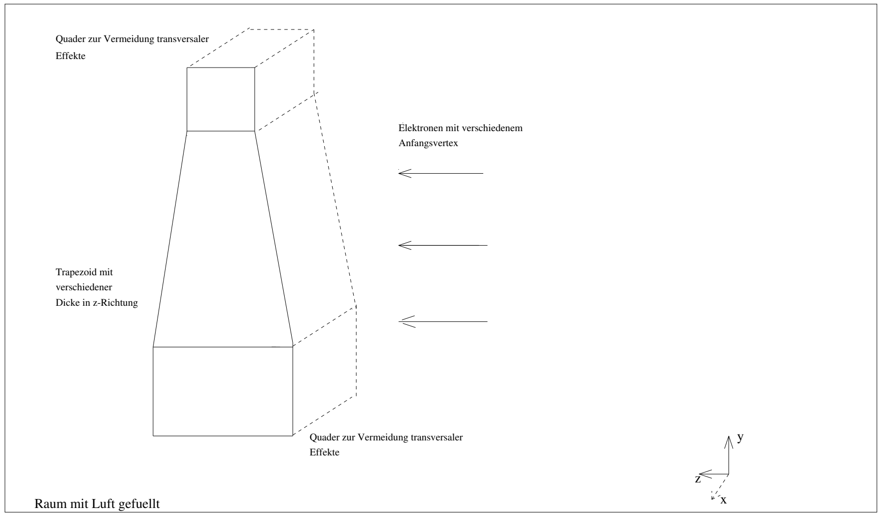


Abbildung 3.2: Simulationsgeometrie für Simulationen mit variabler Materialdicke.

Überblick über die simulierten Geometrien gibt Tabelle 3.2. Die Simulationen wurden für die Elektronenenergien 1, 10, 20 und 30 GeV durchgeführt. Es wurden immer 1500 Ereignisse generiert.

3.2 Systematische Fehler der Simulationen

Jede Simulation physikalischer Prozesse wird immer nur eine Annäherung an die wirklichen physikalischen Prozesse ergeben. Insbesondere gilt das auch für die hier

[1] Benutzt wurde der Zufallzahlengenerator RN32 ([Jam86]).

Material	Quaderhöhe in cm	Trapezoidhöhe in cm
Al	30.	160.
Fe	20.	160.
Pb	5.	16.

Tabelle 3.2: Geometrien der Simulationen mit variabler Materialdicke

durchgeführten Simulationen. Gerade in der Quantenelektrodynamik hat man es mit Wirkungsquerschnitten zu tun, die für kleine Teilchenenergien stark ansteigen. Für kleine Energien der abgestrahlten Photonen divergiert z.B. der differentielle Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt bei Nichtberücksichtigung der höheren Ordnungen auch des elastischen Wirkungsquerschnittes (sogenannte Infrarot-Katastrophe). Aus diesem Grund sind in elektromagnetischen Simulationspaketen Abschneideenergien eingeführt worden. Teilchen mit Energien unterhalb dieser Abschneideenergien werden in den Simulationen nicht weiter beachtet und deponieren ihre Energie an Ort und Stelle. Typische verwendete Abschneideenergien in Detektorsimulationen liegen zwischen 100 keV und 100 MeV für Photonen und Elektronen. In den hier vorgestellten Simulationen wurden die vom GEANT-Simulationspaket angebotenen Normalwerte für die Abschneideenergien, nämlich

$$E_{e-Cut} = 1MeV \text{ und } E_{\gamma-Cut} = 1MeV \tag{3.1}$$

verwendet. Diese Abschneideenergien wurden z.B. auch in den Simulationen von ([Lon75]) und ([Cra70]) verwendet. Eine sehr intensive Untersuchung des Einflusses verschiedener Abschneideenergien auf die elektromagnetische Schauerentwicklung nahm u.a. ([Nag65]) vor. Niedrige Abschneideenergien stimmen mit den Meßdaten besser überein, da die Wirkungsquerschnitte für kleine Energien divergieren. Man nähert sich also mit abnehmender Abschneideenergie der "Wirklichkeit". Um den Einfluß der Abschneideenergien auf die mittlere Restenergie und die Standardabweichung der Restenergieverteilung [2] zu studieren, wurden diese Größen in Abhängigkeit von der Photonenabschneideenergie bei konstanter Elektronenabschneideenergie (1 MeV) untersucht. Abbildung 3.3 demonstriert diese Abhängigkeit für Simulationen mit einem 6mm dicken Bleiblock, die generierte Elektronenenergie betrug 1 GeV. Es ist zu erkennen, daß für niedrige Abschneideenergien sich sowohl die mittlere Restenergie, als auch die Standardabweichung einem Sättigungsverhalten nähern, d.h., daß nur noch vergleichsweise geringe Veränderungen dieser Größen von der Photonenenergie vorkommen. Allerdings liegt die gewählte Abschneideenergie für Photonen von 1 MeV am äußersten Rand des Sättigungsbereiches. Der Unterschied zwischen der mittleren Restenergie bei einer Abschnei-

[2] Das sind Mittelwert und Standardabweichung der Energieverteilung hinter dem Material. Diese Begriffe werden im Abschnitt 3.3 genauer erklärt.

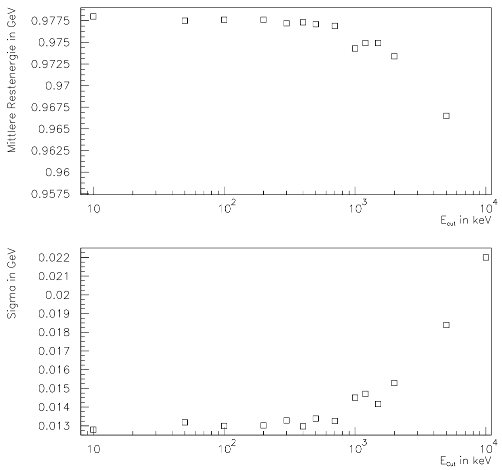


Abbildung 3.3: Mittlere Restenergie (oben) und Standardabweichung der Restenergieverteilung (unten) für Simulationen in Abhängigkeit von der Photonenabschneideenergie in keV. Geometrie: 6mm Blei. Generierte Energie: 1 GeV.

deenergie von 10 keV und 1 MeV beträgt nur 0,5%, während er bzgl. der Standardabweichung 13,8% ausmacht. Andererseits schwankt die Standardabweichung im "inneren" Sättigungsbereich zwischen 10 keV und 500 keV auch um ungefähr 5%. Daher können die gewählten Abschneideenergien als im Rahmen der hier betrachteten und notwendigen Genauigkeit, insbesondere auch im Hinblick auf die später durchgeführten Messungen, akzeptiert werden.

3.3 Resultate der Simulationen mit konstanter Materialdicke

Die Wechselwirkung der hochenergetischen Elektronen mit dem Material führt, wegen der Entwicklung eines Schauers in der Materie, zu einer Häufigkeitsverteilung der Energie hinter dem Material. Ein Beispiel für eine solche Häufigkeitsverteilung wird in Abbildung 3.4 gezeigt. Diese Verteilung wurde mit Hilfe einer der Simulationen für Blei mit einer Elektronenenergie von 10 GeV und einer Dicke von

$1,2cm = 2,14X_0$ erstellt. Die Verteilung ist um den Wert, an dem die Ver-

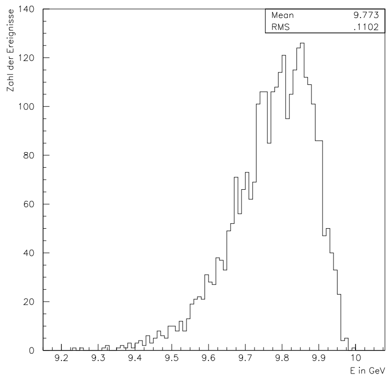


Abbildung 3.4: Simulierte Restenergieverteilung hinter $2,14X_0$ Blei. Energie der generierten Elektronen: 10 GeV. Zu beachten ist die unterdrückte Abzisse.

teilung ihr Maximum besitzt, nicht symmetrisch, sondern weist zu niedrigeren Energien einen Ausläufer auf. Wenn im folgenden von der mittleren Restenergie gesprochen wird, so ist damit der Mittelwert $< E >$ dieser Energieverteilung gemeint. Unter Energieverschmierung wird die Standardabweichung (RMS) oder σ dieser Häufigkeitsverteilung verstanden. Mit E_A wird die Anfangsenergie, d.h. die Energie der generierten Elektronen bezeichnet, mit E die Restenergie. In den nun folgenden Unterabschnitten werden die verschiedenen Abhängigkeiten der Restenergie (bzw. der absorbierten Energie) und der Energieverschmierung in den Simulationen von den Parametern Dicke, Energie und Material referiert.

3.3.1 Dickenabhängigkeit

In Abbildung 3.5 wird die relative Restenergie $\frac{<E>}{E_A}$ in Abhängigkeit von der Materialdicke eines Bleiblockes in Strahlungslängen für die verschiedenen generierten Elektronenenergien dargestellt. Man kann der Abbildung 3.5 folgendes entnehmen:
Die mittlere relative Restenergie nimmt in Abhängigkeit von der Dicke nichtlinear ab, und zwar umso stärker, je größer die Dicke wird, so daß eine Erhöhung der Dicke für große Dicken einen stärkeren Absorptionseffekt ergibt. Dieser Effekt ist

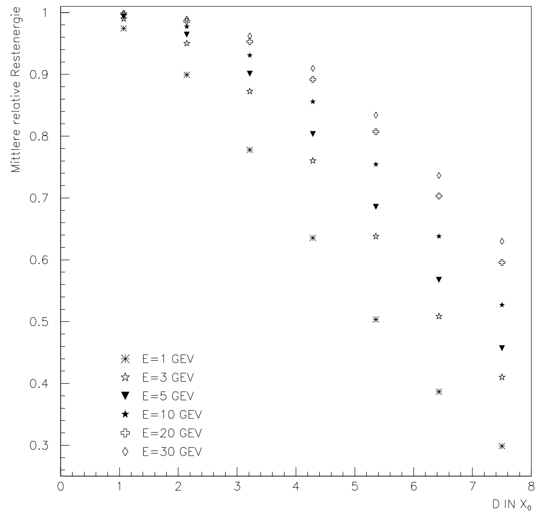


Abbildung 3.5: Simulierte mittlere relative Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Blei.

für kleine Energien grösser als für höhere Energien. Die Abhängigkeit der mittleren relativen Restenergie $\frac{<E>}{E_A}$ von der Dicke D läßt sich durch eine parabolische Funktion der Form

$$\frac{< E >}{E_A(D)} = A_0 + A_1 \cdot D + A_2 \cdot D^2 \qquad (3.2)$$

parametrisieren, dabei ist $A_0 = 1$ und $A_2 \leq 0$. Es ist auch zu erkennen, daß die Unterschiede zwischen den Punktscharen zwischen zwei Energien für niedrige Energien größer ist als für höhere Energien.
Auch die relative Energieverschmierung ist von der Materialdicke abhängig. Dies wird aus Abbildung 3.6 deutlich, die die Standardabweichung der Häufigkeitsverteilung der Energie in Abhängigkeit von der Dicke der simulierten Bleischeiben für die verschiedenen Energien darstellt. $\frac{\sigma}{<E>}$ nimmt nahezu quadratisch mit der Dicke des passiven Materials zu; daher bewirkt eine Erhöhung der Materialdicke für große Dicken eine stärkere Zunahme der Energieverschmierung als für kleinere Dicken. Man kann auch hier Unterschiede zwischen den Verteilungen mit ver-

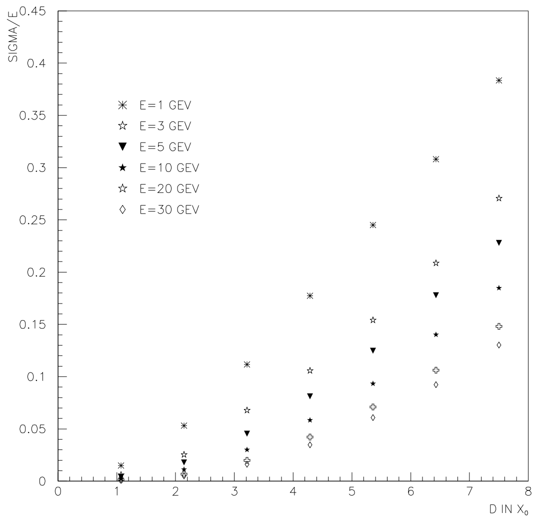


Abbildung 3.6: Simulierte relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Blei.

schiedener Anfangsenergie erkennen, diese Differenzen sind zwischen Verteilungen mit kleiner Anfangsenergie größer als für Verteilungen mit großer Einschußenergie. Das Verhalten der mittleren Restenergie in Abhängigkeit von der Dicke kann man wie folgt erklären: Die Anzahl der Schauerteilchen wächst, gemäß dem im vorigen Kapitel vorgestellten Modell, mit zunehmender Dicke an, falls die Dicke nicht zu groß ist, denn dann stirbt der Schauer aus. Somit wächst auch die Zahl der Teilchen, die pro Dickeneinheit Energie deponieren können. Für die mittlere Energiedeposition pro Dickeneinheit gilt, falls die Zahl der Teilchen proportional zur Dicke ansteigt [3], was man bei kleinen Dicken [4] annehmen kann:

$$-\frac{dE}{dD} = k \cdot D. \tag{3.3}$$

[3]Dies kann man auch der Formel 2.11 entnehmen, wenn man für den Schaueranstieg einen näherungsweise lineare Abhängigkeit von der Dicke annimmt, diese Entwicklung nach t ist aber nur für kleine Dicken und genügend kleine Energien gültig

[4]"Klein" meint hier: $D < d_{max}$ nach Gleichung 2.10.

Daraus folgt durch Integration für die mittlere Restenergie:

$$< E(D) >= E_A - \frac{1}{2} k \cdot D^2. \tag{3.4}$$

Daher kann Gleichung 3.2 für geringe Dicken als ausreichende Interpolationsfunktion gelten.
Die longitudinale Verteilung der Anzahl der Schauerteilchen entspricht qualitativ der longitudinalen Verteilung der Energiedeposition nach Gleichung 2.11. Die Abhängigkeit der Energieverschmierung von der Anfangsenergie, die im nächsten Abschnitt dargestellt wird, zeigt, daß man für die Energieverschmierung eine Abhängigkeit von der Zahl der Schauerteilchen an der gegebenen Materialdicke annehmen kann. Somit zeigt die Energieverschmierung ein qualitativ ähnliches Verhalten in Abhängigkeit von der Dicke des Materials wie die Verteilung der Schauerteilchen oder die longitudinale Verteilung der Energiedeposition. Für geringe Materialdicken, d.h. Dicken die gering gegenüber der Materialdicke für das Schauermaximum d_{max} sind, kann kann ein Ansteigen der relativen Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$ mit der Materialdicke gemäß

$$\frac{\sigma}{< E >} = B_0 + B_1 \cdot D + B_2 \cdot D^2 \tag{3.5}$$

interpoliert werden, wobei $B_0 = 0$ ist. Die obige Interpolationsfunktion ist daher für alle realistischen Fälle mit passivem Material eine gute Annäherung an die wirkliche Verteilung. Die Standardabweichung der Restenergieverteilung nach einer gewissen Schicht passiven Materials zeigt ein ähnliches Verhalten für geringe Materialdicken. Für alle untersuchten Materialien und Energien werden die den Abbildungen 3.5 und 3.6 entsprechenden Darstellungen im Anhang gezeigt. Zudem werden im Anhang für alle untersuchten Materialien und Energien die aus Interpolationen gemäß den Gleichungen 3.2 und 3.5 gewonnenen Parameter A_i und B_i tabellarisch erfaßt. Für die Interpolation wurden alle Parameter A_i und B_i freigelassen, wodurch nur $A_0 \approx 1$ und $B_0 \approx 0$ gilt. Die Interpolationen sind daher nur für Materialdicken D mit $D \geq 0,5 X_0$ für Anfangsenergien von 1 GeV, 3 GeV und 5 GeV und für Materialdicken D mit $D \geq 1,5 X_0$ für Anfangsenergien von 10 GeV, 20 GeV und 30 GeV gültig. Mit Hilfe der Interpolation können die relative mittlere Restenergie und die relative Energieverschmierung für die verschiedenen Materialien, Dicken und Energien abgeschätzt werden.

3.3.2 Energieabhängigkeit

Die im vorigen Abschnitt schon erwähnte Abhängigkeit des Mittelwertes und der Standardabweichung der Häufigkeitsverteilung der Restenergie von der Energie des generierten Elektrons, das den Schauer auslöst, soll hier weiter betrachtet werden.In Abbildung 3.7 ist für Blei als Materialbeispiel für verschiedene Dicken des

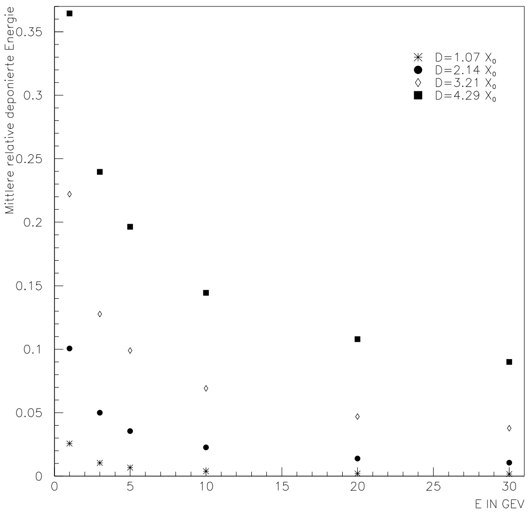


Abbildung 3.7: Simulierte relative mittlere deponierte Energie in Abhängigkeit der generierten Elektronenenergie für verschiedene Dicken des Bleiblockes.

Blockes die relative deponierte Energie $\frac{E_A - <E>}{E_A}$ in Abhängigkeit von der generierten Elektronenenergie aufgetragen. Die relative im Material deponierte Energie ist für kleine Anfangsenergien bei allen simulierten Dicken höher als für hohe Energien, da die Absorptionsquerschnitte für kleine Energien größer als für höhere Energien sind.
In Abbildung 3.8 ist die absolute Energieverschmierung, d.h. die Standardabweichung der Restenergieverteilung σ, für verschiedene Dicken des Materialblockes aus Blei in Abhängigkeit von der Anfangsenergie der simulierten Elektronen E_A aufgetragen. Weiterhin ist zum Vergleich die Energieauflösung durch einen Sampling-Term von $0,065\sqrt{E(GeV)}$ bzw. $0,10\sqrt{E(GeV)}$ eines Kalorimeters aufgetragen. Man erkennt für die Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Energie ungefähr ein "Sampling-Verhalten", d.h. ein

$$const. \cdot \sqrt{E} - Verhalten$$

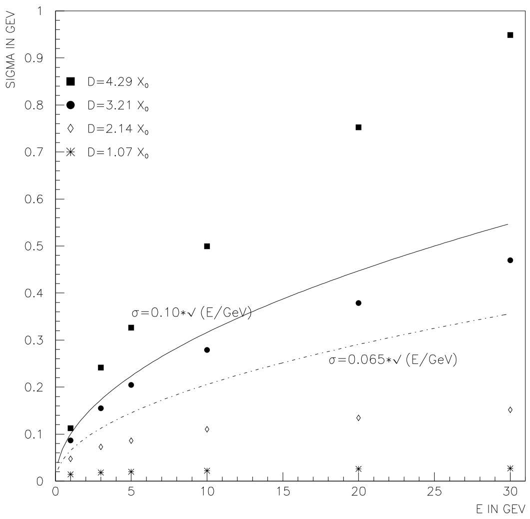


Abbildung 3.8: Simulierte absolute Energieverschmierung in Abhängigkeit von der generierten Elektronenenergie E_A für verschiedene Bleidicken in X_0 im Vergleich mit der durch einen Sampling - Term von $0,065\sqrt{E}$ bzw. $0,10\sqrt{E}$ verursachten Energieauflösung.

wie für ein Sampling-Kalorimeter ohne konstanten und Rausch-Term. Dieses Verhalten ist wie folgt erklärbar: In jeder Kaskadengeneration ν wächst die Zahl der Schauerteilchen gemäß $N(\nu) = 2^\nu$. Zu Beginn der Kaskade, d.h. für Schauertiefen, die kleiner sind als d_{max}, ist die Zahl der Schauerteilchen N_{DM}, die im passivem Material Energie deponieren, nahezu unabhängig von der Anfangsenergie. Steht hinter dem passiven Material ein ideales Kalorimeter, das die gesamte Restenergie detektiert, so ist die Zahl der in diesem Kalorimeter Energie deponierenden Sekundärteilchen $N_K = N - N_{DM}$ nur von E_A abhängig, während N_{DM} nur von der Dicke des passiven Material abhängt. Für die relative Energieauflösung des Kalorimeters hinter dem passiven Material gilt daher:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N_K}} = \frac{1}{\sqrt{N - N_{DM}}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot (1 + \frac{1}{2}\frac{N_{DM}}{N})$$

für $N_{DM} \ll N$.Somit liefert passives Material vor einem Kalorimeter einen zusätzlichen Beitrag P_{DM} zum im Kapitel 2 erwähnten Proportionalitätsfaktor P, der von der Materialdicke des passiven Materials abhängt. Da in den Simulationen dieses Kapitels die gesamte Energie hinter dem passiven Material detektiert wird, ist nur der Beitrag P_{DM} zum Proportionalitätsfaktor P relevant und bestimmt so die Energieverschmierung σ, so daß für diese gilt:

$$\sigma \sim \sqrt{E_A} \text{ d.h. } \sigma = P_{DM} \cdot \sqrt{E_A}. \tag{3.6}$$

Passives Material vor einem Kalorimeter liefert somit einen Beitrag zum Sampling-Term der Energieauflösung eines Kalorimeters [5]. Der qualitative Einfluß der verschiedenen Dicken zeigt sich in einer Erhöhung des Proportionalitätsfaktors P_{DM} in der obigen Gleichung.

3.3.3 Materialabhängigkeit

Trägt man für verschiedene Materialien bei gegebener Anfangsenergie die relative mittlere Restenergie bzw. die relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke in Strahlungslängen auf, so ergeben sich, wie in den Abbildungen 3.9 und 3.10 dargestellt, Unterschiede im Materialverhalten. Es ist zu erkennen: Bei gleicher Strahlungslänge ist für Aluminium im Vergleich mit Blei die mittlere relative absorbierte Energie größer, d.h. die mittlere relative Restenergie kleiner und die relative Energieverschmierung größer. Ein intermediäres Verhalten zeigt sich für Eisen und Kupfer: Bei diesen Materialien ist die mittlere Restenergie bei gleicher Materialdicke in Strahlungslängen kleiner als bei Aluminium und größer als bei Blei, die relative Energieverschmierung ist größer als bei Blei und kleiner als bei Aluminium. Die Abhängigkeit vom Materialtyp zeigt sich darin, daß für alle untersuchten Medien mit geringerer Kernladungszahl Z als Blei bei gleicher Strahlungslänge X_0 eine Verringerung der mittleren Restenergie und eine Verbreiterung der Restenergieverteilung auftritt. Besonders auffällig tritt dieser Effekt in Abbildung 3.11 zutage: Selbst bei einer geringeren Dicke gemessen in X_0 tritt bei Aluminium eine stärkere absolute Energieverschmierung als bei Eisen und Blei auf, Eisen verhält sich bzgl. Aluminium und Blei wieder intermediär. Erklären kann man sich diese Abhängigkeit von der Kernladungszahl wie folgt:
Zwar sind die Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse verantwortlich für die Schauerbildung, für die Absorption der Energie ist aber die Ionisation durch Elektronen der wesentliche Effekt. Durch die Einführung der Strahlungslänge sind die Bremsstrahlungs- und Paarbildungsgleichungen für den Energieverlust auf eine materialabhängige Größe skaliert, so daß für alle Materialien der Energieverlust durch diese beiden Prozesse materialunabhängig ist, wenn er in Einheiten von X_0 gemessen wird. Wird bei der Schauerbildung die Energie der geladenen Teilchen

[5] Abweichungen hiervon lassen sich durch eine geringe Abhängigkeit von N_{DM} von der Anfangsenergie E_A erklären.

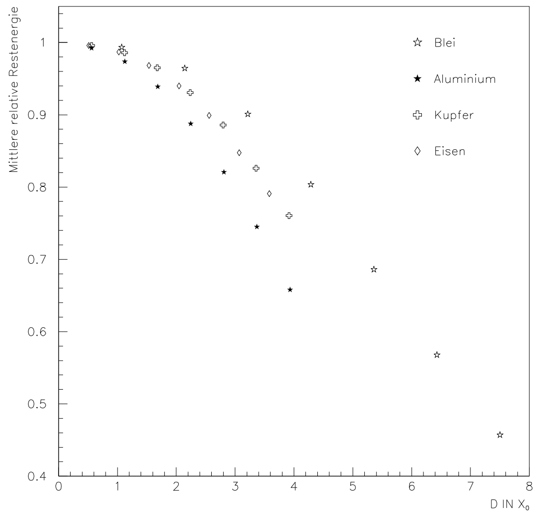


Abbildung 3.9: Mittlere relative Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für verschiedene Materialien bei einer generierten Elektronenenergie von 5 GeV.

geringer als die kritische Energie E_C, so wird der Energieverlust durch Ionisation, der auch materialabhängig ist, aber eine andere Abhängigkeit von der Kernladungszahl hat als der Energieverlust durch Bremsstrahlung, dominierend und die Elektronen und Positronen deponieren Energie. Es gilt für die Energieverluste gemäß den im 2. Kapitel vorgestellten Gleichungen für den Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation:

$$-<\frac{dE}{dx}|_{brems}>\sim Z^2 \cdot ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}})$$

und [6]

$$-<\frac{dE}{dx}|_{ion}>\sim Z.$$

[6] Bei Vernachlässigung der Abhängigkeit des mittleren Ionisationspotentials I von Z

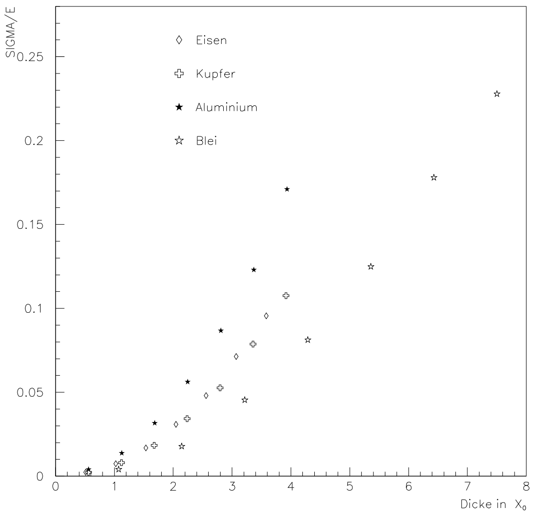


Abbildung 3.10: Relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für verschiedene Materialien bei einer generierten Elektronenenergie von 5 GeV.

Daher erhält man, wenn der Ionisationsenergieverlust für hohe Energien pro Strahlungslänge unter Brücksichtigung der Gleichungen 2.1, 2.2 und 2.4 betrachtet wird[7]:

$$- < \frac{dE}{dx} |_{ion}> \cdot X_0 = K \cdot \frac{ln(\frac{2mv^2\gamma^2}{I}) - 1}{Z \cdot ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}})} \tag{3.7}$$

Diese Z-Abhängigkeit wird in Abbildung 3.12 gezeigt, wo für $1X_0$, $2X_0$ und $3X_0$ bei einer Anfangsenergie der Elektronen von 30 GeV die Abhängigkeit der mittleren relativen absorbierten Energie von der Kernladungszahl Z aufgetragen wurde. Diese Extra-Simulationen wurden mit der im Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Geometrie aber mit den exakten Dicken in Strahlungslängen, anders als die bisher dargestellten Simulationen, durchgeführt. Man erkennt ein Verhalten, welches für alle

[7]Mit einem Proportionalitätsfaktor K der die diversen in den Gleichungen 2.1 und 2.4 vorkommenden Naturkonstanten enthält

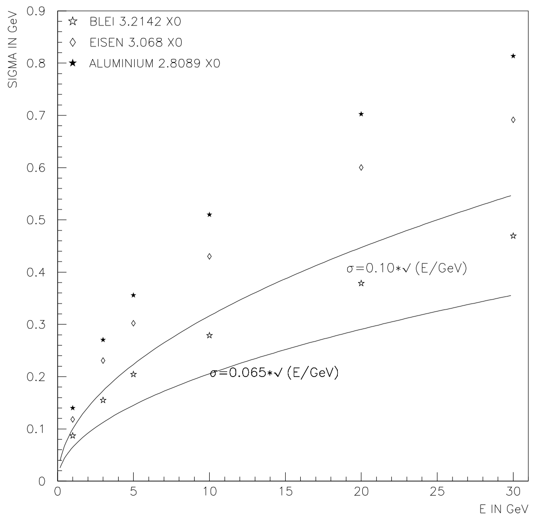


Abbildung 3.11: Energieverschmierung durch passives Material für verschiedene Materialien ungefähr gleicher Dicke in Strahlungslängen in Abhängigkeit von der generierten Energie im Vergleich mit der durch einen Sampling - Term von $6,5\%\sqrt{E}$ bzw. $10\%\sqrt{E}$ eines Kalorimeters verursachten Energieauflösung.

simulierten Dicken in Einheiten der Strahlungslänge eine Abnahme der mittleren relativen absorbierten Energie zeigt und damit mit dem oben Gesagten qualitativ übereinstimmt.
Um auch eine quantitative Bestätigung der Z-Abhängigkeit zu bekommen, wurde an die Verteilung der mittleren relativen absorbierten Energie für die Dicke $1X_0$ bei einer Anfangsenergie von 30 GeV der generierten Elektronen die Funktion

$$< \frac{E}{E_A} >= \frac{K'}{Z \cdot ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}})} \tag{3.8}$$

mit einem Parameter K' angepasst. Das Ergebnis, in Abbildung 3.13 dargestellt, zeigt eine gute Übereinstimmung, soweit das mit den hier zugrundegelegten einfachen Modellannahmen möglich ist. Gleichung 3.7 gilt nur für kleine Dicken. Für größere Materialdicken muß Gleichung 2.4 sukzessive integriert werden, da sich

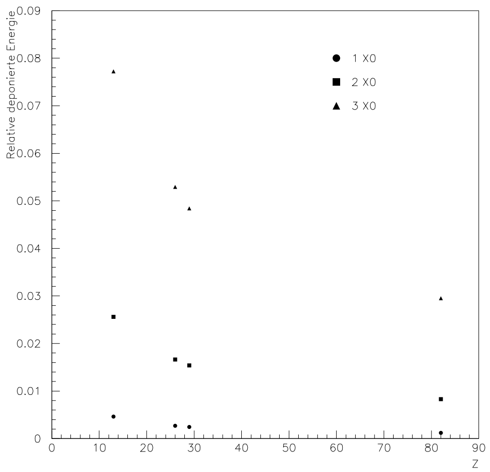


Abbildung 3.12: Relative mittlere absorbierte Energie in Abhängigkeit von Z (Kernladungszahl des Materials) für 30 GeV Elektronenenergie bei verschiedenen Materialdicken in X_0.

mit zunehmender Schauertiefe die Energie der geladenen Teilchen verringert und der Energieverlust durch Ionisation von der jeweiligen Teilchenenergie abhängig ist. Wie die Abbildung 3.12 zeigt, gilt die obige Betrachtung qualitativ auch für größere Dicken passiven Materials.
Vor der BPC und dem BEMC befinden sich vermutlich durchschnittlich $2X_0$ passiven Materials, wobei aber sowohl die Materialsorte als auch die Materialdicke sehr unsicher sind. In der Tabelle 3.3 sind für die verschiedenen untersuchten Materialien und eine ungefähre Dicke von $2X_0$ für Energien von 5 GeV, 10 GeV, 20 GeV und 30 GeV die sich durch das passive Material ergebenden Energieverschmierungen aufgelistet.

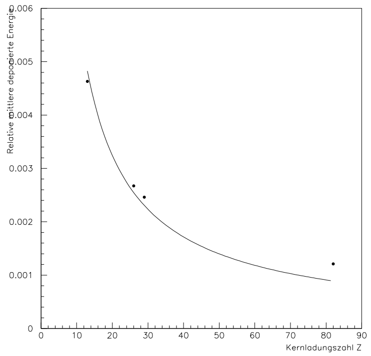


Abbildung 3.13: Relative mittlere absorbierte Energie in Abhängigkeit von Z (Kernladungszahl des Materials) für 30 GeV Elektronenenergie für 1 X_0 mit der Anpassungskurve $\frac{E}{E_A} = \frac{K'}{Z \cdot ln(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}})}$.

Material	Dicke in X_0	Energien			
		5 GeV	10 GeV	20 GeV	30 GeV
Pb	2,14	0,0178	0,0112	0,0068	0,005
Cu	2,23	0,0342	0,0217	0,013	0,0105
Fe	2,04	0,0309	0,0197	0,0112	0,0087
Al	2,24	0,0561	0,0364	0,0223	0,0171

Tabelle 3.3: Einfluß des Materialtyps auf die Energieverschmierung bei einer ungefähren Dicke von 2 X_0 für verschiedene Energien

Es ist daher wichtig, um den Einfluß passiven Materials vor Kalorimetern abzuschätzen, die Materialsorte zu wissen. Eine bloße Angabe der Materialdicke in Strahlungslängen reicht nicht aus, um den Einfluß passiven Materials auf den Energieverlust und die Energieverschmierung zu kennen.

3.4 Resultate der Simulationen mit variabler Materialdicke

Als Ergebnis der Simulationen mit variabler Materialdicke wird hier die Abhängigkeit der Standardabweichung der Restenergieverteilung von der generierten Elektronenenergie für verschiedene Materialien besprochen. Wie man der Abbildung 3.14 entnehmen kann

1. steigt die Energieverschmierung für zunehmende Anfangsenergien an, und zwar gilt:
$$\sigma \sim \sqrt{E}$$
wie schon für die Energieverschmierung bei definierter Dicke des Materials

2. erkennt man, wie für Simulationen mit definierter Dicke, die Abhängigkeit vom Materialtyp, d.h. der Kernladungszahl Z: Für Materialien mit geringerem Z ist die Energieverschmierung bei gleichem Dickenbereich des Materials und gleicher Anfangsenergie größer als für Materialien mit hohem Z.

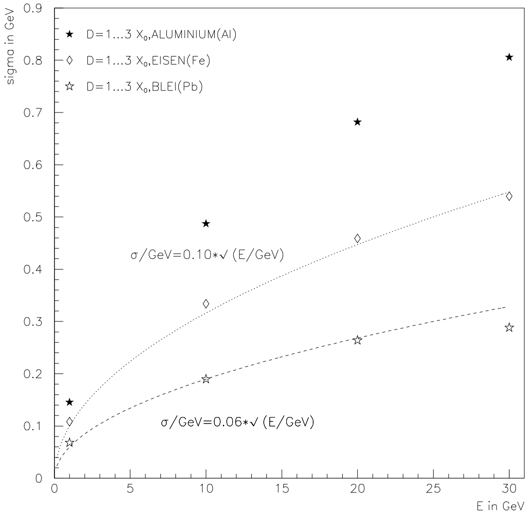


Abbildung 3.14: Energieverschmierung durch passives Material für verschiedene Materialien mit variabler Dicke zwischen 1 und 3 X_0 in Abhängigkeit von der

generierten Energie im Vergleich mit der durch einen Sampling - Term von $6,5\%\sqrt{E}$ bzw. $10\%\sqrt{E}$ eines Kalorimeters verursachten Energieauflösung.

Im Vergleich mit Abbildung 3.8, die die Energieverschmierung für Blei definierter Dicke in Abhängigkeit von der Energie zeigt, ist zu erkennen, daß die Energieverschmierung bei variabler Dicke ungefähr so groß ist, wie die Energieverschmierung für ungefähr $3X_0$. Eine Erklärung dafür ist, daß die Restenergieverteilung bei variabler Materialdicke aus den Restenergieverteilungen für viele verschiedene Dicken zusammengesetzt ist, die jeweils verschiedene Mittelwerte und Standardabweichungen besitzen. Diese Variation bedingt einen zusätzlichen Beitrag zur Breite der Restenergieverteilung für Simulationen mit variabler Dicke.

3.5 Vergleich der Resultate

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Simulationen mit den Ergebnissen von Messungen mit passivem Material verglichen werden. Messungen mit passivem Material vor einem Kalorimeter wurden durchgeführt u. a. von J. Krüger([Krü90]) und H. Grabosch et al.([Gra93]). Die Messungen wurden mit Aluminium durchgeführt. Abbildung 3.15 stellt die mittlere relative Restenergie hinter Aluminium in Abhängigkeit von der Dicke in Strahlungslängen dar. Verglichen werden die Resultate der Simulationen dieser Arbeit mit den Meßergebnissen der beiden vorgenannten Arbeiten. Eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Resultaten ist zu erkennen. In der Literatur konnten aber keine Messungen zu anderen Materialien gefunden werden. Aus diesem Grunde sind im Rahmen dieser Arbeit Messungen mit verschiedenen Materialien durchgeführt worden.
Im Abschnitt 3.3.3 wurde die Abhängigkeit der mittleren relativen Restenergie und der relativen Energieverschmierung von dem Materialtyp diskutiert. Es zeigte sich, daß von den betrachteten Materialien Aluminium, der Absorber mit der geringsten betrachteten Kernladungszahl, für die Energiemessung in Kalorimetern besonders schädlich ist. Die bisher vorgenommenen Messungen sind daher vom “schlechtesten“ Fall ausgegangen.

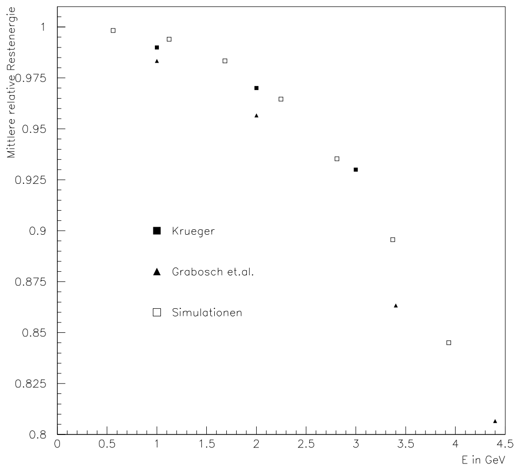


Abbildung 3.15: Vergleich der Resultate der Simulationen mit den Meßergebnissen von J.Krüger einerseits und H. Grabosch et al. andererseits.

Kapitel 4

Messungen zu passivem Material

4.1 Zweck und Methodik der Analyse

4.1.1 Zweck der Analyse

Um die Ergebnisse der im Kapitel 3 dargestellten Simulationen experimentell zu überprüfen und insbesondere, um die durch die Simulationen aufgezeigte Abhängigkeit der mittleren relativen Restenergie und der relativen Energieverschmierung durch das passive Material von der Kernladungszahl Z des Materials zu verifizieren, wurden verschiedene Materialien, nämlich Blei, Kupfer, Eisen und Aluminium vor die SPACAL-Testkalorimeter während der zwei Meßperioden gestellt. Die beiden verwendeten Kalorimeterprototypen, mit denen gemessen wurde, werden unten näher beschrieben. Beide Prototypen hatten ein Fiber-Blei-Verhältnis von 1:2, so daß sie sich zum Testen der elektromagnetischen Schauereigenschaften des zu bauenden H1-SPACAL eigneten. So dienten diese Meßreihen vor allem dem Zweck, die Eigenschaften eines elektromagnetischen Spaghetti-Kalorimeters allgemein zu untersuchen, damit das neue Kalorimeter in seinen Eigenschaften gut bekannt ist, wenn es in den H1-Detektor eingebaut wird. Daher wurde in diesen Testreihen u.a. untersucht:

- Linearität des Kalorimeters, d.h., ob es einen linearen Zusammenhang zwischen der Zahl der Photonen des Szintillationslichts der Fibern und der im Kalorimeter deponierten Energie gibt.

- Energieauflösungsvermögen des Kalorimeters, um zu überprüfen, ob die in Kapitel 1 aufgeführten Vorgaben bzgl. der Energieauflösung erfüllt werden können.

- Homogenität, d.h. Unabhängigkeit der Photoelektronenemission in den Photomultipliern von dem Auftreffpunkt des Elektronenstrahls auf dem Kalorimeter.

- Allgemeine Funktionsfähigkeit des Gesamtsystems aus Kalorimetermodul, Lichtmischer, Photomultipliern und Elektronik.

Im Rahmen dieser Testmessungen sollten auch die Verschlechterung der Energieauflösung und des Energieverlustes durch passives Material vor dem Kalorimeter untersucht werden.

4.1.2 Grundlagen der Methodik der Analyse

Ist die Energieauflösung des Kalorimeters σ_K, so verschlechtert sich die Energieauflösung durch passives Material auf σ_{ges} mit $\sigma_{ges} > \sigma_K$. Nun ist die Häufigkeitsverteilung der Restenergie, wie im 3. Kapitel (siehe Abbildung 3.4) dargestellt, nicht gaußförmig. Die resultierenden Energieauflösungskurven des Kalorimeters mit passivem Material davor haben aber nahezu die Form einer Gaußkurve angesehen werden. Daher wurde an die ausgelesenen Energieverteilungen der Kalorimeter mit Hilfe des CERN-Pakets MINUIT auch Gaußfunktionen angepasst. Um die Verschlechterung der Energieauflösung durch passives Material zu analysieren und um die Ergebnisse der Messungen mit Simulationsergebnissen zu vergleichen, bieten sich zwei Möglichkeiten an:

1. Vergleich der gesamten Energieverschmierungen:
   Es wird zuerst die Energieauflösung des Kalorimeters, ohne daß sich passives Material vor diesem befindet, gemessen und danach die Energieauflösung mit passivem Material vor dem Kalorimeter bestimmt. Um mit Simulationen vergleichen zu können, wird ein Kalorimeter mit und ohne Material davor simuliert und jeweils die Energieauflösung im simulierten Kalorimeter mit und ohne Material bestimmt. Dann werden die gemessenen und simulierten Resultate verglichen.

2. Vergleich der Energieverschmierungen allein durch passives Material:
   Man geht so vor, wie in 1.) beschrieben, aber statt eines einfachen Vergleichs der Verschlechterung der Energieauflösung in Messungen und Simulationen, versucht man, die Standardabweichung der Restenergieverteilungen zu vergleichen. Diese ermittelt man mit Hilfe der Gleichung:

   $$\sigma_{ges}^2 - \sigma_K^2 = \sigma^2 \tag{4.1}$$

   Diese Methode hat den Vorteil, daß die Resultate mit anderen Simulationen und Experimenten vergleichbar sind, da die Energieauflösung des benutzten Kalorimeters, ob in den Messungen oder Simulationen, subtrahiert wird, und damit nicht weiter in die Ergebnisse eingeht. Daher wurde diese Methode in dieser Arbeit gewählt. Der Nachteil dieser Methode ist, daß die Restenergieverteilung nicht gaußförmig ist, so daß eigentlich Gleichung 4.1 nicht angewendet werden darf. Es zeigt sich aber, daß die gemessenen Energieverteilungen im Kalorimeter gaußförmig sind, jedenfalls für die in dieser Arbeit betrachteten Energieverteilungen im Kalorimeter mit verschiedenen Dicken passiven Materials vor dem Kalorimeter [1]. Es wurde daher wie folgt verfahren:
   An die gemessenen und simulierten Energieverteilungen ohne passives Material und mit passivem Material vor dem Detektor wurden Gaußkurven angepasst. σ_K und σ_{ges} waren die jeweiligen Standardabweichungen diese Gaußkurven. Dann wurde Gleichung 4.1 angewandt, um die Verschlechterung der Energieauflösung durch passives Material zu bestimmen. Da σ_K von der im Kalorimeter deponierten Energie abhängig ist und diese Energie von je nach der Dicke des Materials vor dem Kalorimeter abnimmt, wurde das für die Subtraktion gemäß Gleichung 4.1 verwendete σ_K für diese Restenergie berechnet. Die Berechnug von σ_K erfolgte mit Hilfe der für das jeweilige Kalorimeter bestimmten Energieauflösungskurve ohne passives Material vor dem Kalorimeter.

4.2 Der Teststrahlaufbau

4.2.1 Der Teststrahlaufbau am DESY

Am DESY-Teststrahl 22 wurden die Messungen mit dem SPACAL-Prototypen 1 durchgeführt. Dieser Prototyp hatte eine transversale Ausdehnung von $12cm \cdot 12cm$ und eine Länge von 25cm, was 27,78 Strahlungslängen entspricht. Die Szintillationsfasern [2]wurden auf 16 Photomultiplier[3] über ebensoviele Lichtmischer gegeben. D iese hatten die Form eines Pyramidenstumpfes. Somit wurden jeweils in transversaler Richtung $3cm \cdot 3cm$ große Zellen von je einem Photomultiplier ausgelesen. Das Kalorimeter stand auf einem in vertikaler und horizontaler Richtung fahrbaren Tisch, so daß man unter Beibehaltung der geometrischen und Strahlkonfiguration in die verschiedenen Modulzellen einschießen konnte. Zusätzlich konnte der Tisch in vertikaler und horizontaler Richtung um kleine Winkel ϕ und θ gedreht werden. Die Einstellungsfehler des Fahrtisches betrugen:

$$\Delta x = 0.5mm, \Delta y = 0.5mm, \Delta\phi = 0.3^0, \Delta\theta = 0.3^0.$$

Der Teststrahl wurde wie folgt produziert:
Der Elektronenstrahl des Synchrotrons mit einer Energie von 7,4 GeV ([Lor86])wird

[1] D.h. die gesamte Energieverschmierung wird durch die Energieverschmierung durch das Kalorimeter dominiert.

[2] Die Fasern bestanden aus dem Szintillationsmaterial BCF12. Dieses Material hat einen Photoemissionspeak bei 435 nm und eine Abschwächungslänge für dieses Licht von 2,2 m([Bic93]).

[3] Photomultiplier der Firma Hamamatsu der Typen R4722 und R5506, die auch in starken Magnetfeldern verstärken können([Jan94]).

auf ein primäres Target gelenkt. Durch die Wechselwirkung dieser Primärelektronen mit dem Targetmaterial entstehen u.a. Photonen, die in einem Sekundärtarget u.a. Sekundärelektronen erzeugen. Diese Sekundärelektronen werden durch einen Magneten abgelenkt. Der Strahlimpuls ist über die magnetische Flußdichte B dieses Magnetfeldes einstellbar, so daß man einen Teststrahl mit gewünschtem Impuls erhält. Die Auswahl des Strahles mit dem geählten Impuls erfolgt über einen Kollimator. Die Impulsauflösung des Strahls ist für das 1 mm Kupfer-Sekundärtarget, das bei diesen Testmessungen verwendet wurde([App94]) betrug:

$$\Delta p = 80 \frac{MeV}{c}. \tag{4.2}$$

Der Teststrahl wird dann in das Meßgebiet gelenkt und kollimiert. Einen Überblick über den Testaufbau am DESY im September 1993 gibt Abbildung 4.1. Das Ka-

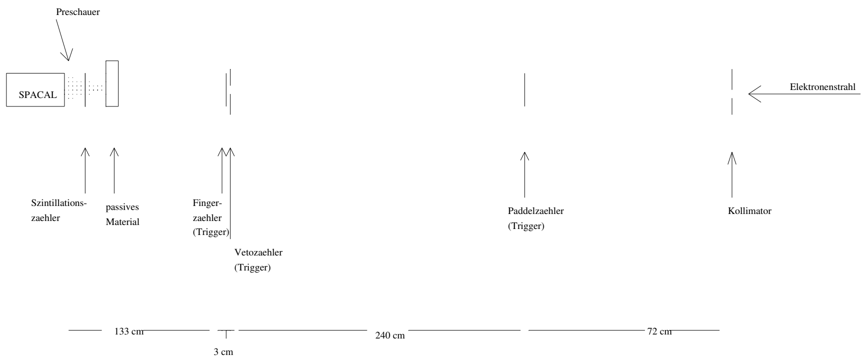


Abbildung 4.1: Skizze des Teststrahlaufbaus am DESY, Testbeam 22

lorimeter war zur Vermeidung von Channeling-Effekten um je 3^0 bzgl. der Strahlachse in horizontaler und vertikaler Richtung gedreht [4]. Als Triggerzähler dienten mehrere Szintillationszähler. Aufgabe der Triggerzähler war, den Strahlquerschnitt zu definieren. Der Elektronenstrahl passierte zunächst einen breiten Szintillationszähler (Paddelzähler) ,dann das Loch in einem weiteren Paddelzähler (Vetozähler) und schließlich einen sehr schmalen Szintillationszähler (Fingerzähler). Das Loch im Vetozähler und der Fingerzähler definierten zusammen die Strahlquerschnittsfläche, die ca. $20mm^2$ betrug. Die Triggerbedingungen waren also:
- Der Paddelzähler gibt ein Signal,
- Der Vetozähler gibt kein Signal,

[4]Siehe auch Kapitel 2.

Material	Dicke in mm						
Al	50.	100.	200.	300.			
Fe	9.	18.	27.	36.	45.		
Cu	8.	16.	32.	40.	48.	56.	
Pb	3	6.	9.	12.	18.	24.	30.

Tabelle 4.1: Gemessene Materialdicken am DESY

- Der Fingerzähler gibt ein Signal. Immer dann, wenn alle 3 Triggerbedingungen erfüllt waren, wurde das Kalorimeter ausgelesen.
Das passive Material wurde auf einen zweiten Tisch vor das Testkalorimeter gestellt. Dieser Tisch hatte die gleiche Höhe wie der Tisch, auf dem sich das Kalorimeter befand. Die Materialien und Dicken, die in Tabelle 4.1 angegeben werden, wurden für Anfangsenergien von 1 GeV, 3 GeV und 5 Gev untersucht. Der Abstand zwischen den Materialblöcken und dem Kalorimetermodul wurde nicht gemessen. Zwischen Material und Kalorimeter wurde noch ein Szintillationszähler befestigt, um die Multiplizität der das passive Material verlassenden geladenen Teilchen zu messen.

4.2.2 Der Teststrahlaufbau am CERN

Am CERN-Strahl H6 wurden im November 1993 die Messungen mit dem Prototypen 2 durchgeführt. Er hatte die gleichen Maße wie Prototyp 1, wurde aber von 9 Photomultipliern ausgelesen, so daß die von je einem Photomultiplier ausgelesenen Zellen eine Ausdehnung von $4cm \cdot 4cm$ in transversaler Richtung hatten. Der Elektronenstrahl für den Strahl H6 wird wie folgt erzeugt:
Vom SPS (Super-Proton-Synchrotron) wird ein Protonenstrahl von 450 GeV extrahiert und trifft auf ein primäres Target. Die aus diesem primären Target austretenden neutralen Pionen zerfallen in zwei Photonen. Der Photonenstrahl wird auf ein Sekundärtarget weitergeleitet und die von diesem Sekundärtarget austretenden Sekundärteilchen werden mit Hilfe von Kollimatoren und Magneten weitergeleitet, fokussiert und nach dem gewünschten Impuls selektiert. Zur Teilchenidentifikation stehen differentielle Čerenkovzähler, deren Čerenkovmedium CO_2 ist, zur Verfügung, die Triggerfunktionen wahrnehmen. Bei gleichem Impuls haben Elektronen eine höhere Geschwindigkeit als Hadronen (z.B. Pionen), daher ergeben sich für Elektronen und Hadronen unterschiedliche Čerenkovwinkel, wodurch die verschiedenen Teilchensorten unterschieden werden können. Durch Variation des Gasdruckes und damit des Brechungsindexes des Gases (CO_2) aus dem u. a. diese Zähler bestehen, kann die Triggerschwelle verändert werden. Als weitere Trigger dienten während der SPACAL-Testmessungen zwei gekreuzte schmale Szintillationszähler, die eine Strahlquerschnittsfläche von $100mm^2$ definierten. Das passive

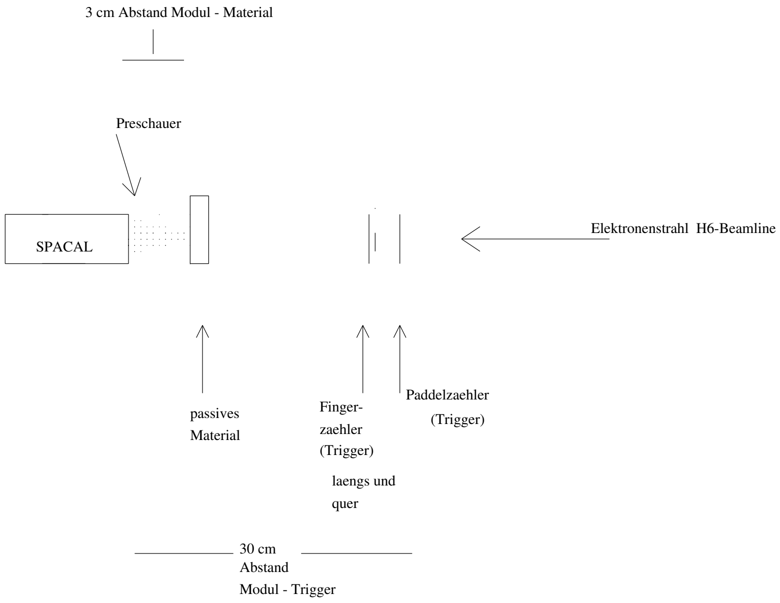


Abbildung 4.2: Skizze des Teststrahlaufbaus am CERN, Beam H6

Material wurde in einem Abstand von 3 cm direkt vor das Kalorimeter gestellt. Das Kalorimeter war zur Vermeidung von Channeling-Effekten um je 3^0 bzgl. der Strahlachse in horizontaler und vertikaler Richtung gedreht. Die Materialien und Dicken, die in Tabelle 4.2 angegeben werden, wurden für Energien von 20 GeV und 30 GeV untersucht. Das Kalorimetermodul stand wieder auf einem in vertikaler und horizontaler Richtung beweglichen Untersatz, der zudem auch um kleine Winkel θ und ϕ in vertikaler und horizontaler Richtung gedreht werden konnte. Die Einstellungsfehler des Fahrtisches betrugen:

$$\Delta x = 0.09mm, \Delta y = 0.5mm, \Delta\phi = 0.3^0, \Delta\theta = 0.5^0$$

Die Impulsauflösung des Strahls H6 am CERN beträgt ungefähr $\frac{\Delta p}{p} = 0,8\%$ ([Bra87]).

Material	Dicke in mm				
Al	50.	100.	150.		
Fe	18.	36.	45.		
Cu	8.	16.	24.	32.	48.
Pb	6.	12.	18.	24.	30.

Tabelle 4.2: Gemessene Materialdicken am CERN

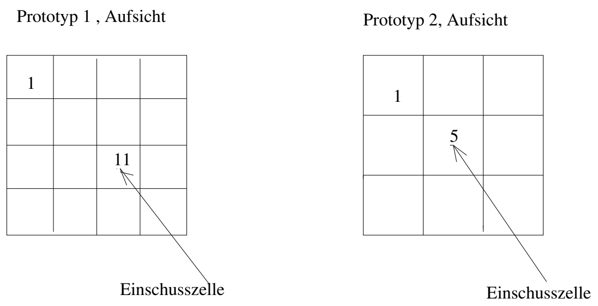


Abbildung 4.3: Aufsicht auf die beiden SPACAL-Prototypen 1 und 2 mit den Einschußpositionen des Strahls. Die Zahlen geben die Zellennummern an.

4.3 Analyse der Ergebnisse

4.3.1 Behandlung der Rohdaten

Die von den Photomultipliern ausgegebene Ladung, die proportional zur Anzahl der auf die Kathode treffenden Photonen ist, wurde in Analog-Digital-Konverter, kurz ADC[5] genannt, geleitet. Dort wurden die Ladungen digitalisiert. Die ADC's hatten 1024 Kanäle. Die weitere Datenverarbeitung erfolgte mit Hilfe eines von R.D.Appuhn und R.Buchholz übernommenen Analyseprogramms([App93]), das für die Zwecke dieser Analyse leicht verändert wurde. Die Datenauswertung erfolgte dann über die CERN-Programmpakete HBOOK([Shi93]), PAW([Bru93]) und MINUIT([Jam92]), mit deren Hilfe die hier in dieser Arbeit dargestellten Histogramme mit den dazugehörenden Statistiken, Daten und Funktionsanpassungen erstellt wurden.

[5]Es wurden Le Croy 10 bit ADC 2249A verwendet.

4.3.2 Pedestals und Kalibration

Um die vom ADC genommenen Rohdaten bearbeiten zu können, mußten zuerst die ADC-Pedestals bestimmt werden.Dazu wurde ein Pulsgenerator als Trigger benutzt. Zwischen den Meßreihen wurden auch Messungen genommen, bei denen die Trigger ausgeschaltet, der Pulsgenerator, der sonst nicht benutzt wurde, aber angeschaltet war. Das heißt, das Kalorimeter wurde trotz fehlender Schauerereignisse ausgelesen. In diesen "leeren" Ereignissen sieht man in den ADC's als Signal die sogenannten Pedestals, die durch die Aufsammlung einer gewissen Nulladung Q_0 während der Aufnahmezeit[6] des ADC erzeugt werden. Die Pedestals geben somit die die Nullniveaus der entsprechenden ADC-Kanäle an. Im Idealfall sind diese Niveaus fest definiert, die Pedestals zeigen also keinerlei Schwankungen, beobachtet wird aber eine bestimmte Schwankungsbreite der Pedestals, die man auf das in der Elektronik verursachte Rauschen zurückführt. In Abbildung 4.4 wird die Pedestalverteilung des zur Zelle 11 des Prototyps 1 [7] gehörenden ADC's für eine Pedestalmessung, die am DESY vorgenommen wurde, gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die Standardabweichung dieser Verteilung sehr gering ist. In Abbildung 4.5 werden oben die Mittelwerte der Pedestalverteilungen für verschiedene Pedestalmessungen vom ADC der Zelle 11 (Einschußzelle) am DESY, unten die Mittelwerte der Pedestalverteilungen für verschiedene Pedestalmessungen vom ADC der Zelle 5 (Einschußzelle) am CERN gezeigt. Die Verteilungen für die jeweils anderen Zellen zeigen ein ähnliches Verhalten in Abhängigkeit von der Runnummer. Während die Mittelwerte der Pedestalverteilungen am DESY ungefähr zeitlich konstant blieben, so daß für die Pedestalsubtraktion nur die Pedestalwerte aus einem Run verwendet wurden, ist für die Mittelwerte der Pedestalverteilungen, die am CERN gemessen wurden, eine deutliche zeitliche Abhängigkeit von der Runnummer zu erkennen. Daher wurden zur Pedestalsubtraktion für die Werte aus den CERN-Meßreihen die Pedestalmittelwerte der jeweils nächstgelegenen Pedestalruns verwendet.
Die Kalibration der beiden Kalorimeterprototypen erfolgte in zwei Schritten:

1. In jede Kalorimeterzelle wurde einmal eingeschossen. Für die in diesen Meßreihen jeweils für die Einschußzelle gemessenen ADC-Mittelwerte wird angenommen, daß sie einer für alle Zellen gleichen Energie E_K entsprechen. Nach der Pedestalsubtraktion wurden also die ADC-Kanäle individuell auf 1 normiert mit den ADC-Mittelwerten der jeweiligen zentralen Einschüsse als Normierungsfaktoren.

2. Im zweiten Schritt wurde für einen zentralen Einschuß in das Kalorimetermodul (DESY: Zelle 11, CERN: Zelle 5, siehe Abbildung 4.3) die im gesamten

[6] Diese Aufnahmezeit wird im Fachjargon Gate genannt und ist vom Benutzer einzustellen.
[7] Dies war für die Messungen am DESY mit dem Prototypen 1 die Einschußzelle.

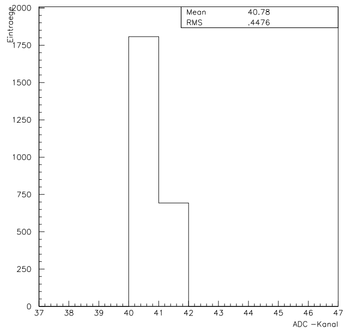


Abbildung 4.4: Typisches Beispiel für eine Pedestalverteilung im ADC der Zelle 11, die am DESY gemessen wurde. Das Pedestal schwankt nur zwischen zwei ADC-Kanälen.

Kalorimeter detektierte Energie in den individuell auf 1 normierten ADC-Kanälen addiert und diese Summe auf die Nominalenergie E_N des Strahls , nämlich 3 GeV (DESY) bzw. 30 GeV (CERN) festgelegt:

$$\sum_{i=1}^{N} ADC_i \cdot \frac{1}{< ADC_{iKAL} >} = W, \tag{4.3}$$

dabei sind

- i der Zellenindex,
- N die Anzahl der Kalorimeterzellen (DESY:16, CERN:9),
- ADC_i die ADC-Werte im zur Zelle i gehörenden ADC für den Run mit zentralem Einschuß in das Kalorimeter,
- $< ADC_{iKAL} >$ die ADC-Mittelwerte aus den Einschüssen in die jeweiligen Zellen i, die zur individuellen Normierung benutzt wurden,
- W die nominale Einschußenergie E_N des Strahls für den Run mit zentralem Kalorimetereinschuß, beim DESY war W=3 GeV, beim CERN war W=30 GeV.

Durch $\sum_i^N ADC_i \cdot \frac{1}{<ADC_{iKAL}>}$ wird ein globaler Kalibrationsfaktor G festgelegt. Für den Prototypen 1 betrug er $G_1 = 1,353$ mit einem Fehler von $\Delta_{G_1} = 0,002$; für den Prototypen 2 hatte der Kalibrationsfaktor den Wert

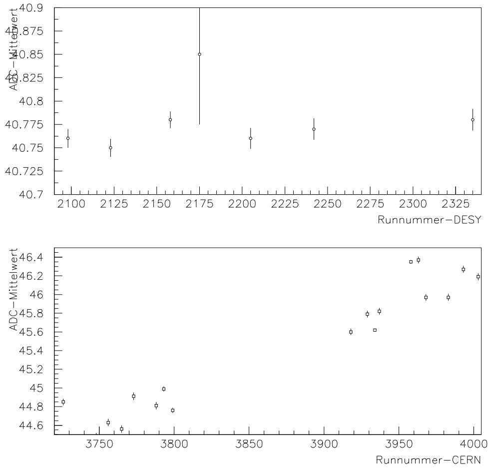


Abbildung 4.5: Mittelwerte der Pedestalverteilungen. Oben: Mittelwerte der Pedestalmessungen des zu Zelle 11 gehörenden ADC am DESY. Unten: Mittelwerte der Pedestalmessungen des zu Zelle 5 gehörenden ADC am CERN.

> $G_2 = 1,135$ mit einem Fehler von $\Delta_{G_2} = 0,0006$[8] Dieser Kalibrationsfaktor ist wie folgt zu verstehen:
> Würde die gesamte Energie nur in der Zelle, in der man eingeschossen hat, deponiert, so wäre die Energie E_K gleich der Energie W und G=1. Der Wert $\frac{1}{G}$ gibt also an wie groß der Energieanteil ist, der in der zentralen Einschußzelle deponiert wurde.

Jede Zelle des Kalorimeters hat also eine individuelle Kalibrationskonstante α_i, mit:

$$\frac{W}{G\cdot < ADC_{iKAL} >} = \alpha_i \qquad (4.4)$$

Die von den ADC's in den verschiedenen Runs ausgelesene Energie ergibt sich dann durch

$$E = \sum_{i=1}^{N} ADC_i \cdot \alpha_i$$

[8]Der Fehler gibt den durch MINUIT erhaltenen Anpassungsfehler an.

des jeweiligen Ereignisses .

4.3.3 Systematische Unsicherheiten

Mehrere systematische Unsicherheiten verfälschen die Messungen.
Zuerst müssen die schon im vorigen Abschnitt angesprochenen Eichprobleme erwähnt werden. Aufgrund transversaler und longitudinaler Leckverluste wird nicht die gesamte Energie des Elektronenstrahls im Kalorimeter deponiert. A priori ist somit nicht bekannt, wie genau die absolute Energieskala des Kalorimeters ist. Durch die Simulation dieses Effekts (siehe Abschnitt 4.4.3) und durch die Berücksichtigung allein relativer Größen im Vergleich zwischen Simulationen und Messungen, d.h. der relativen mittleren im Kalorimeter "gesehenen" Restenergie und der durch das passive Material verursachten zusätzlichen relativen Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$, wurde versucht, diesen Effekt so weit wie möglich zu minimieren.
Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus der Wahl der ADC's. Die Energiemessung pro Zelle des Kalorimeters kann nicht genauer sein, als die Breite a eines ADC-Kanals, auf den das Signal gegeben wird. In einem ADC-Kanal werden alle Energien E_i mit $E < E_i < E + a$ auf den Wert $E_{ADC} = E + \frac{a}{2}$ gesetzt mit dem Fehler Δ_A[9]:

$$\Delta_A = \frac{a}{\sqrt{12}}.$$

Dieser systematische Fehler ist zu dem statistischen Fehler quadratisch zu addieren. Der Fehler Δ_A beträgt für die DESY-Messungen $\Delta_{A,DESY} = 2,31 MeV$ und für die CERN-Messungen $\Delta_{A,CERN} = 30.83 MeV$. Der Fehler $\Delta_{A,DESY}$ ist, anders als $\Delta_{A,CERN}$, so klein, daß er beim später zu berechnenden Gesamtfehler nicht berücksichtigt wurde.
Ein weiterer Fehler betrifft die Strahlstabilität. Am DESY wurde für mehrere Runs hintereinander, ohne daß passives Material vor dem Prototypen 1 stand, Messungen bei 5 GeV Strahlenergie durchgeführt. Innerhalb dieser 60 Minuten, während denen 6 Messungen durchgeführt wurden, zeigten sich große Schwankungen in den Mittelwerten und Standardabweichungen der im Kalorimetermodul "gesehenen" Energieverteilungen. Der relativ kurze Zeitrahmen, in dem diese Messungen durchgeführt wurden, macht starke Schwankungen der Photomultiplier während dieser Zeit unwahrscheinlich. Photomultiplier schwanken zwar auch, aber diese Schwankungen finden auf einer wesentlich längeren Zeitskala (mehrere Stunden) statt ([Jan94]). Auch für die Messungen mit passivem Material am DESY muß man daher mit solchen Schwankungen der Anfangsenergie rechnen, wodurch die Bestimmung der relativen mittleren Restenergien und der relativen Energieverschmierungen verfälscht wird. Als systematischer Fehler Δ_B wurde deshalb die Standardabweichung der Verteilungen der aus den Anpassungskurven an die Energieverteilungen entnommenen Parameter für die Runs ohne passives Material,

[9]Diese Formel gibt die Standardabweichung einer Gleichverteilung der Breite a an.

die für die drei Energien 1 GeV, 3 GeV und 5 GeV gemacht wurden, angenommen. Als Beispiel seien die Verteilungen der Energiemittelwerte und der Standardabweichungen für Runs ohne passives Material für eine Nominalenergie von 5 GeV in Abbildung 4.6 gezeigt, die systematischen Fehler Δ_B werden in Tabelle 4.3 angegeben.

Einen anderen Beitrag zu den systematischen Fehlern gab es durch Schwankun-

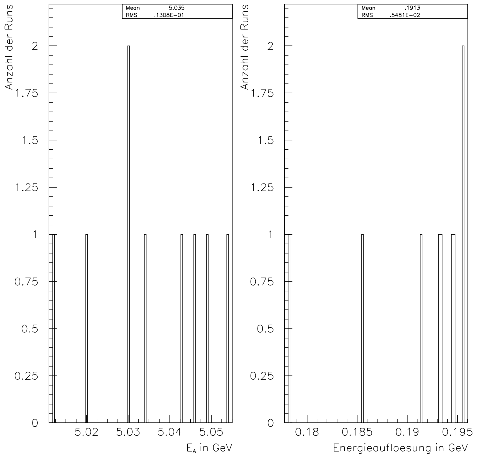


Abbildung 4.6: Verteilungen der Energiemittelwerte (links) und der Standardabweichungen (rechts) für Runs ohne passives Material für eine Nominalenergie von 5 GeV am DESY. Der Nullpunkt der Abzisse ist stark unterdrückt.

gen der Pedestals. Diese Effekte waren für die CERN-Messungen besonders groß. Näheres wird im nächsten Kapitel besprochen werden, denn diese Rauscheffekte ergeben einen Beitrag zur Energieauflösung des Kalorimeters.

Ein anderes Problem ergab sich durch den unbekannten Abstand zwischen dem Kalorimetermodul und dem passivem Material während der DESY-Messungen. Durch die zwischen Kalorimeter und passivem Material existierende Distanz ergaben sich Teilchen- und Energieverluste durch Elektronen, Positronen und Photonen, die in transversaler Richtung in einem so großen Winkel gestreut wurden, daß sie das Kalorimeter nicht erreichten. Außerdem war die Grundfläche das Kalorimeters mit $12 \cdot 12cm^2$ relativ klein; zudem wurde am DESY auch noch seitlich versetzt

Systematische Fehler durch Schwankungen der Anfangsenergie		
Nominalenergie in GeV	Schwankung des Mittelwertes in GeV	Schwankung der Energieauflösung in GeV
1.	0.00816	0.00309
3.	0.01346	0.00507
5.	0.01310	0.00548

Tabelle 4.3: Systematischer Fehler Δ_B durch Strahlinstabilität

in Zelle 11 eingeschossen, weil es keine zentrale Zelle für diesen Prototypen gab. Um diese Teilchen-und Energieverluste zu verstehen, wurden die Simulationen zu den Messungen mit passivem Material herangezogen. Daher wird dieses Thema im Abschnitt 4.4.2 ausführlicher behandelt.

4.3.4 Linearität und Energieauflösung der Kalorimeter

Um die Energieverschmierung durch passives Material aus der Verschlechterung der Energieauflösung extrahieren zu können, ist eine möglichst gute Kenntnis der Kalorimetereigenschaften, z.B. der Energieauflösung und der Linearität des Kalorimeters, notwendig. Nachfolgend werden diese beiden Eigenschaften der am DESY und am CERN getesteten Kalorimeter erörtert. Dazu wurden Messungen ohne passives Material vor den Kalorimetern durchgeführt.

DESY-Messungen:

Abbildung 4.7 zeigt eine typische gemessene Energieverteilung im Prototypen 1, ohne passives Material vor dem Kalorimeter. In diesem Beispiel wurde mit einer Nominalenergie von 4 GeV in das Kalorimeter geschossen. Zur Bestimmung des Energiemittelwertes und der Energieauflösung des Kalorimeters wurden die aus der Anpassung der Gaußkurve sich ergebenden Parameter verwendet.Die Betrachtung von $\frac{\chi^2}{ND}$ [10]zeigt, daß dieser Ansatz gerechtfertigt ist. Die Anpassung der Gaußkurve bewirkt, daß Ereignisse, die eine sehr niedrige oder sehr hohe Ladung im Vergleich zur mittleren im ADC hinterlassen, unterdrückt werden. Solche Ereignisse können z.B. durch Fehltriggerungen erzeugt werden. Zur Überprüfung der Linearität des Prototyps 1 wurde die Differenz der im Kalorimeter nachgewiesenen Energie zur eingestellten Nominalenergie aufgetragen. Dabei zeigt sich, daß das Kalorimeter sich z.T. nichtlinear verhält. Die Abweichung vom linearen Verhalten kann durch die Parameter P1 und P2 der Anpassung $P1 + P2 \cdot E_N$, wobei E_N die Nominalenergie ist, abgeschätzt werden (siehe Abbildung 4.8 oben). Abbildung 4.9

[10]Mit ND wird die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Anpassung einer Kurve an eine Verteilung bezeichnet. Unter $\frac{\chi^2}{ND}$ wird daher $\frac{\chi^2}{AnzahlderFreiheitsgrade}$ verstanden.

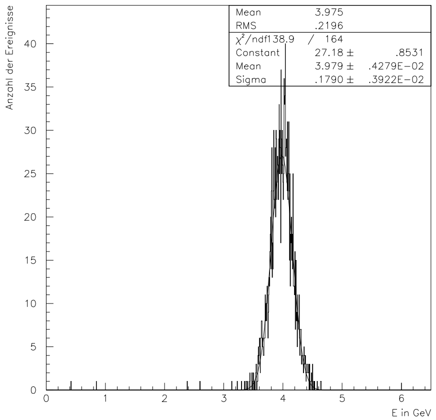


Abbildung 4.7: Energieverteilung gemessen im Prototypen 1 am DESY. Nominalenergie: 4 GeV.

zeigt die Abhängigkeit der relativen Energieauflösung des Prototyps 1 von der im Kalorimeter nachgewiesenen Energie E_A. Die Fehlerbalken repräsentieren die aus den Anpassungskurven mit Hilfe von MINUIT entnommenen statistischen Fehler. Ursprünglich wurde eine Kurve nach Gleichung 2.14 an die Datenpunkte angepaßt. Das Ergebnis war:

$$\frac{\sigma_K}{E} = \sqrt{(\frac{0,0794\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + 0,000031^2 + (\frac{0,0848 \cdot GeV}{E})^2}. \tag{4.5}$$

Das $\frac{\chi^2}{ND}$ dieser Anpassung betrug $\frac{9}{2}$. Da der sich aus der Anpassung ergebende konstante Term kleiner als sein Anpassungsfehler war, wurde er auf Null gesetzt. Das Ergebnis der Anpassung unter alleiniger Berücksichtigung das Sampling - Terms und des Rausch - Terms lautet:

$$\frac{\sigma_K}{E} = \sqrt{(\frac{0,0794\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0,0848 \cdot GeV}{E})^2}. \tag{4.6}$$

Das $\frac{\chi^2}{ND}$ dieser Anpassung beträgt $\frac{8.7}{3}$. Eine Anpassung mit linearer Addition der beiden Energieauflösungsbeiträge ergab allerdings ein $\frac{\chi^2}{ND}$ von $\frac{7}{3}$. Da für die

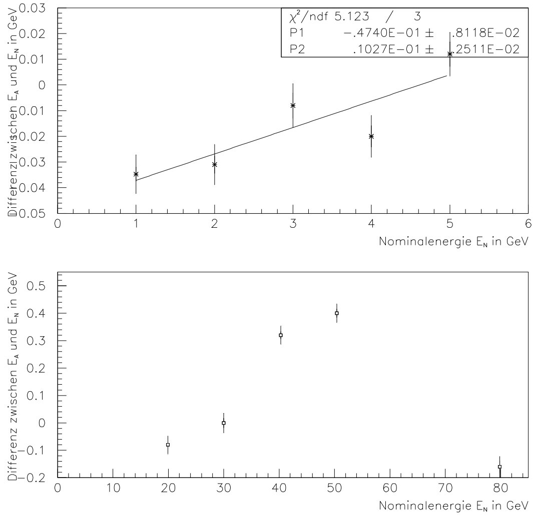


Abbildung 4.8: Oben: Abweichung von der Linearität des Prototyps 1 während der DESY-Messungen. Aufgetragen ist die Differenz zwischen der nachgewiesenen Energie E_A und der eingestellten Energie E_N gegen die eingestellte Energie. An die Datenpunkte wurde eine Gerade der Form $P1 + P2 \cdot E_N$ angepasst. Unten: Abweichung von der Linearität des Prototyps 2 während der CERN-Messungen.

Korrektur - wie im Abschnitt 4.1 beschrieben - eine möglichst gute Interpolation der Datenpunkte notwendig ist, wurde die folgende Energieauflösungskurve verwendet:

$$\frac{\sigma_K}{E} = \frac{0,06415\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} + \frac{0,0516 \cdot GeV}{E}. \tag{4.7}$$

Der Beitrag, der oben als Rausch - Term bezeichnet wurde, rührt von der Impulsauflösung des Strahls von 80 MeV her.

CERN-Messungen:

Die Energieauflösung des Prototyps 2 während der CERN-Messungen wurde, wie für die DESY-Messungen über die Anpassung von Gaußkurven bestimmt. Wie bei

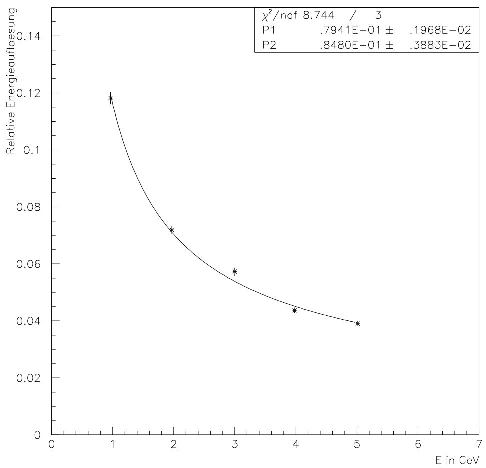


Abbildung 4.9: Relative am DESY gemessene Energieauflösung des Prototyps 1 in Abhängigkeit von der Energie zusammen mit einer Anpassung der Form $\frac{\sigma_K}{E} = \sqrt{\frac{S_1^2}{E} + \frac{S_3^2}{E^2}}$, mit $S_1 = 0,0794\sqrt{GeV}$ und S_3=0,0848 GeV, im Bild mit P1 und P2 bezeichnet.

den DESY-Messungen wurde für den am CERN getesteten Prototypen 2 auch die Linearität getestet. Ähnlich wie für den Prototypen 1 gab es bei diesem Prototypen Abweichungen vom idealen linearen Verhalten. Eine Anpassung der Form $P1 + P2 \cdot E_N$ macht hier aber keinen Sinn, weil für die gemessene Energie von $E_N = 80 GeV$ die Differenz $E_A - E_N$ wieder abfällt. Dieses Verhalten kann durch longitudinale Leckverluste des Kalorimeters erklärt werden. Abbildung 4.8 (unten) stellt die Abweichung vom linearen Verhalten dar.

Abbildung 4.10 zeigt die relative Energieauflösung in Abhängigkeit von der im Kalorimeter gemessenen Energie. Auch hier wurde für die Anpassung einer Kurve gemäß Gleichung 2.14 der konstante Term auf Null festgelegt. Versucht man eine Kurve nach Gleichung 2.14 anzupassen, ohne den konstanten Term auf Null festzulegen, ergeben sich in der Anpassung unpysikalische Resultate. Das

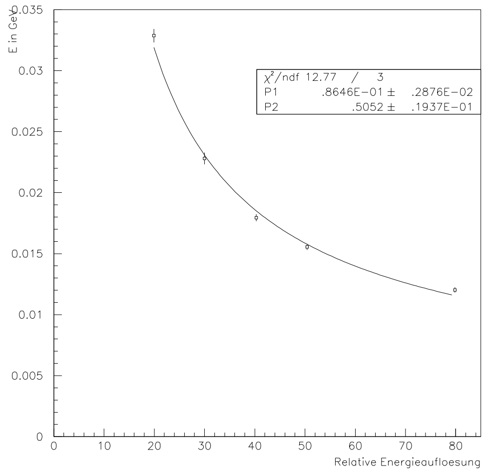


Abbildung 4.10: Relative am CERN gemessene Energieauflösung des Prototyps 2 in Abhängigkeit von der Energie zusammen mit einer Anpassung der Form $\frac{\sigma_K}{E} = \sqrt{\frac{S_1^2}{E} + \frac{S_3^2}{E^2}}$, mit $S_1 = 0,08646\sqrt{GeV}$ und S_3=0,5052 GeV, im Bild mit P1 und P2 bezeichnet.

Ergebnis der Anpassung lautet also:

$$\frac{\sigma_K}{E} = \sqrt{(\frac{0,08646\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0,5052 \cdot GeV}{E})^2}. \tag{4.8}$$

Auffallend ist der große Rausch - Term von über 500 MeV. Er kommt durch Schwankungen in den Pedestals während der Messungen zustande. Abbildung 4.11 zeigt die Verteilung der Pedestals des zur Zelle 5 gehörenden ADC's. Betrachtet man diese Pedestalverteilung im Vergleich mit der am DESY gemessenen Verteilung der Pedestals (Abbildung 4.4), ist zu erkennen, daß die Pedestals statt über 2 ADC-Kanäle zu schwanken eine Schwankung über ca. 4 ADC-Kanäle aufweisen. Es kann gezeigt werden, daß die Schwankungen der Pedestals der einzelnen ADC's untereinander in einem gewissen Maß korrelliert sind. Da ein ADC-Kanal ca. 106 MeV entspricht, ergeben sich so Schwankungen von insgesamt 500 MeV. Dieses Rauschen ergibt daher auch einen Beitrag zu den systemaischen Fehlern. Da der

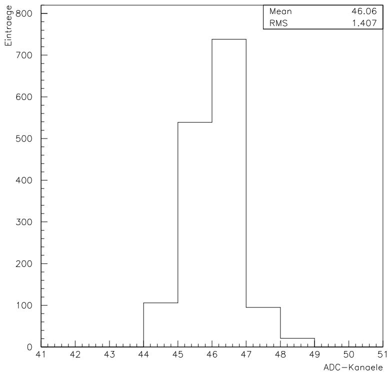


Abbildung 4.11: Typisches Beispiel für eine Pedestalverteilung im ADC der Zelle 5, die am CERN gemessen wurde.

Einflußdes passiven Materials auf die Energieauflösung auch für dünne Materialien meßbar aber sehr klein und in der Größenordnung der Breite eines ADC-Kanals liegt, bewirken die Fluktuationen der Pedestals große systematische Unsicherheiten, da die Breite der Energieverteilung bei sonst gleichen Bedingungen größer oder kleiner sein kann. Die Schwankungen sind auch größer als die Impulsauflösung des CERN-Strahls H6 von $0,8\%$ und damit der wesentliche Beitrag zum Rauschterm der Energieauflösung.

4.4 Simulationen zu den Messungen

4.4.1 Geometrie der Simulationen zu den Messungen

Die Geometrie der Simulationen war für die Simulationen zu den DESY-Messungen, nachstehend DESY-Simulationen genannt, und die Simulationen zu den CERN-Messungen, im weiteren CERN-Simulationen genannt, ähnlich und lehnte sich an die Geometrie der Simulationen, die im vorigen Kapitel besprochen wurden, an. In einem mit Luft gefüllten Raum wurde hinter einem Materialblock ein weiterer Materialblock mit den Ausmaßen der beiden SPACAL-Testmodule (transversale Ausdehnung $12 \cdot 12 cm^2$, longitudinale Ausdehnung 24,8 cm), der aus einem Polysterol-Blei-Gemisch im Verhältnis 1:2 bestand, gesetzt. Die eingegebene Dichte des Ma-

terials betrug $7,83 \frac{g}{cm^3}$. Der Abstand zwischen den Blöcken passiven Materials und dem Materialblock, der das Kalorimeter repräsentieren sollte, nachfolgend Simulationskalorimeter genannt, betrug in den DESY-Simulationen zwischen 20 und 30 cm, in den CERN-Simulationen 3 cm. Die z-Achse des Simulationskalorimeters

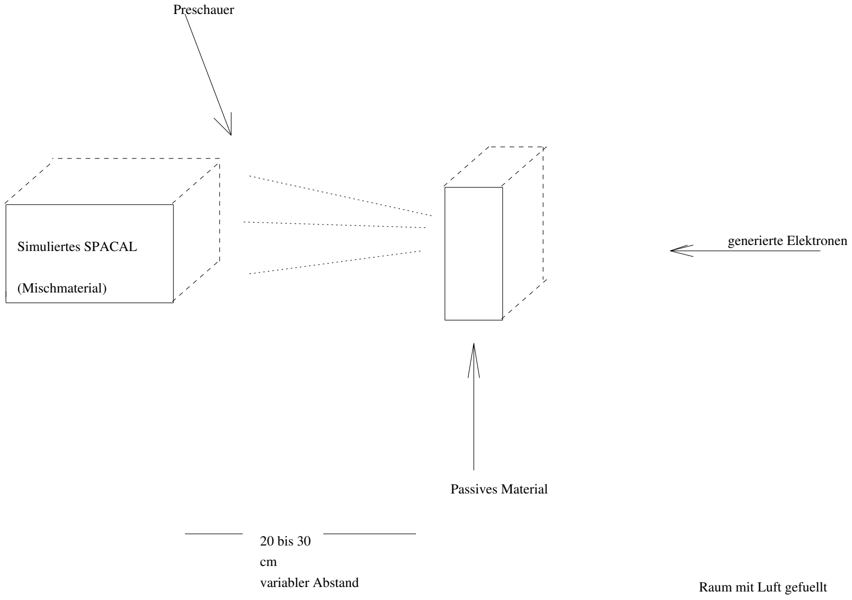


Abbildung 4.12: Skizze des Aufbaus der Simulationen zu den Teststrahlmessungen am DESY.

der DESY-Simulationen befand sich um je 1,5 cm versetzt in x- und y- Richtung von der Schauerachse (in Abbildung 4.12 mit dem Pfeil, der die Richtung der generierten Elektronen angibt, bezeichnet), so daß in das Simulationskalorimeter versetzt "eingeschossen" wurde, wie in den DESY-Messungen mit dem Prototypen 1. Beide Simulationskalorimeter waren zudem um jeweils 3^0 in horizontaler und vertikaler Richtung gedreht. Einen Überblick über die simulierten Materialdicken der DESY- und CERN-Simulationen geben die beiden Tabellen 4.4 und 4.5.
Die DESY-Simulationen wurden für generierte Elektronenenergien von 1 GeV, 3 GeV und 5 GeV, die CERN-Simulationen für 20 GeV und 30 GeV durchgeführt. Um eine weitere Annäherung an die Realität zu erreichen, wurden die in den Simulationskalorimetern deponierte Energie um absolut $8\% \cdot \sqrt{E}$ verschmiert. Für

Material	Dicke in mm						
Al	50.	100.	150.	200.	250.	300.	
Fe	9.	18.	27.	36.	45.	45.	63.
Cu	8.	16.	24.	32.	40.	48.	56.
Pb	6	12.	18.	24.	30.	36.	42.

Tabelle 4.4: Materialdicken der DESY-Simulationen

Material	Dicke in mm						
Al	50.	100.	150.	200.	250.		
Fe	9.	18.	36.	45.	54.		
Cu	8.	16.	24.	32.	40.	48.	56.
Pb	6.	12.	18.	24.	30.	36.	42.

Tabelle 4.5: Materialdicken der CERN-Simulationen

die DESY-Simulationen wurde die generierte Elektronenenergie zusätzlich um 80 MeV verschmiert, während für die CERN-Simulationen die im Kalorimeter deponierte Energie zusätzlich um 390 MeV [11] verschmiert wurde. Dies entspricht für die DESY-Simulationen der gemessenen Impulsauflösung des Strahls, für die es auch eine theoretische Erklärung gibt ([App94]), und für die CERN-Simulationen dem gemessenen zusätzlichem Rauscheffekt der Pedestals. Dadurch sollte ein den realen Kalorimetermodulen analoges Verhalten der Simulationskalorimeter erzeugt werden.

4.4.2 Systematische Fehler

Mit Hilfe der Simulationen zu den Messungen wurde versucht, die durch Messungen nicht erfaßbaren systematischen Fehler abzuschätzen. Zwei Studien, einmal zu dem am DESY nicht gemessenen Abstand zwischen dem Kalorimetermodul und dem passivem Material, andererseits zu den Schwankungen in der Strahlenergie am DESY, wurden durchgeführt.

Problem des unbekannten Abstands:

[11]Zwar betrug die durch das Schwanken der Pedestals erzeugte zusätzliche Beitrag zur Energieauflösung ca. 500 MeV, aber der Wert von 390 MeV wurde aufgrund erster Betrachtungen der Testdaten angenommen. Als sich später herausstellte, daß die Pedestalschwankungen größer waren, wurden die Simulationen aus Zeitgründen nicht wiederholt, da sich der Rauscheffekt bei der Betrachtung der allein durch das psssive Material verursachten Energieverschmierung $\sigma^2 = \sigma^2_{ges} - \sigma^2_K$ wegsubtrahiert.

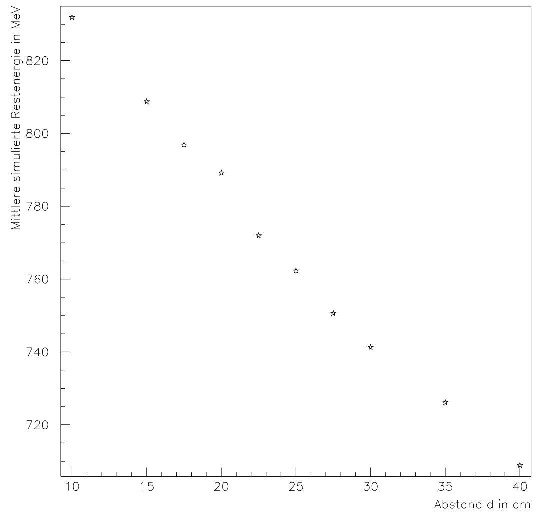


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der mittleren Restenergie in den Simulationen vom Abstand Material - Kalorimeter. Passives Material: 12 mm Blei, generierte Elektronenenergie: 1 GeV.

Um den Einfluß des Abstands zwischen Material und Kalorimeter auf die im Kalorimeter deponierte mittlere Restenergie zu studieren, wurden Simulationen für ein Materialbeispiel, nämlich einen 12 mm dicken Bleiblock, mit einer generierten Elektronenenergie von 1 GeV, durchgeführt. Der Abstand zwischen dem Materialblock und dem Simulationskalorimeter wurde zwischen 10 cm und 40 cm variiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.13. Es ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Vergrößerung des Abstandes und der im Simulationskalorimeter deponierten Energie zu erkennen, d.h. mit zunehmender Distanz zwischen Kalorimeter und passivem Material wird die im Simulationskalorimeter absorbierte Energie linear geringer.
In der Folge dieser Studie wurden für alle gemessenen Materialien, Dicken und Energien der DESY - Messungen, Simulationen für 20 cm, 25 cm, und 30 cm Abstand zwischen Material und Kalorimeter durchgeführt.

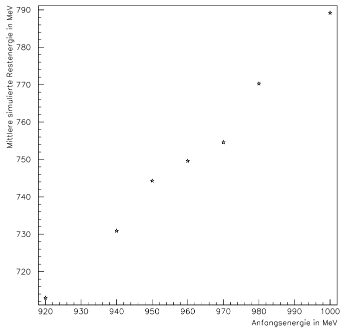


Abbildung 4.14: Abhängigkeit der mittleren Restenergie in den Simulationen von der generierten Elektronenenergie in MeV. Passives Material: 12mm Blei. Abstand Material-Modul: 20 cm.

Einfluß variabler Energie:
Auch die Simulationen mit variabler Anfangsenergie wurden am Materialbeispiel eines 12 mm dicken Bleiblockes durchgeführt. Der gewählte Abstand zwischen Material und Simulationskalorimeter betrug 20 cm. Die generierte Elektronenenergie wurde zwischen 1000 MeV und 920 MeV variiert. Abbildung 4.14 zeigt das Resultat: Nimmt die Anfangsenergie ab, so nimmt die im Kalorimeter deponierte Energie ungefähr linear ab. Trotz des im Abschnitt 3.2 Gesagten, daß die Energieabhängigkeit der mittleren relativen Restenergie $\frac{<E>}{E_A}$ nichtlinear ist, ist für kleine Energievariationen eine lineare Abhängigkeit erkennbar. Wie aus Abbildung 3.7 entnommen werden kann, wird für große Energien der im passivem Material absorbierte Anteil der Anfangsenergie immer konstanter. Die hier besprochenen Resultate sind daher auch auf höhere Energien übertragbar.

4.4.3 Ergebnisse der Simulationen zu den Messungen

Für die Analyse der Energieverteilungen wurde die im Simulationskalorimeter deponierte und verschmierte Energie, ohne benutzt. Wie bei der Auswertung der Meßergebnisse wurde an die erhaltenen Energieverteilungen Gaußkurven angepasst und die im Folgenden verwendeten Parameter $\frac{<E>}{E_A}$, die relative mittlere Restenergie, und $\frac{\sigma}{<E>}$, die relative Verschlechterung der Energieauflösung, wurden aus den von MINUIT ausgegebenen Anpassungswerten berechnet. Zuerst wurde die Linearität der Simulationskalorimeter untersucht:
Wie erwartet sind die Simulationskalorimeter linear. Es zeigt sich aber, daß in beiden Simulationskalorimetern nur 97,49% (DESY-Simulationen[12].) bzw. 97,95% (CERN-Simulationen[13].) der generierten Nominalenergie deponiert wird. Es ist somit zu vermuten, daß auch in den Messungen nur ein Anteil von etwa 97% in den Kalorimetern deponiert wird. Die absolute Energiefestlegung durch die Kalibration ist also um ungefähr 2% bis 3% zu hoch. Der Grund für dieses Verhalten liegt in transversalen Energieverlusten. Da beim DESY-Testmodul seitlich versetzt vom Mittelpunkt eingeschossen wurde[14], sind die transversalen Verluste für die DESY-Messungen größer als bei den CERN-Messungen. Da sowohl in der Analyse der Simulationen zu den Messungen, als auch in der Analyse der Messungen immer nur die relative Abnahme der im Kalorimeter deponierten Energie und die relative Verschlechterung der Energieauflösung betrachtet wird, "kürzt" sich dieser Effekt heraus.
Die simulierte Energieauflösungskurve des Simulationskalorimeters zu den DESY-Simulationen betrug

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(\frac{0,0791\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0,0763 GeV}{E})^2}. \tag{4.9}$$

Ebenso wurde auch die Energieauflösung des CERN-Simulationskalorimeters festgestellt. Sie lautet:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(\frac{0,0814\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0,390 GeV}{E})^2}. \tag{4.10}$$

Diese Ergebnisse werden auch erwartet, weil ja mit den entsprechenden Werten die Simulationen gestartet wurden. Allerdings war die Überprüfung des Verhaltens der Simulationskalorimeter wichtig, um einerseits die Meßergebnisse besser zu verstehen und andererseits ein mit den Messungen vergleichbares Ergebnis zu erhalten, damit ein analoges Vorgehen in der Analyse der Simulationsdaten und der Meßdaten gewährleistet werden konnte. Die Abbildungen 4.15 und 4.16 zeigen die

[12] Anpassungsfehler: 0,02%
[13] Anpassungsfehler: 0,02%
[14] Siehe Abbildung 4.3.

Abhängigkeit der mittleren relativen Restenergie und der Verschlechterung der Energieauflösung von der Dicke des Materials in mm an dem Materialbeispiel Kupfer für die simulierte DESY-Geometrie. Sie entsprechen insoweit den Abbildungen 3.5 und 3.6 im Kapitel 3. Das Verfahren der Bestimmung der mittleren relativen Restenergie und der relativen Energieverschmierung wurde in seinen Grundzügen schon im Abschnitt 4.1 erläutert. Es bestehen somit folgende Unterschiede zu der Bestimmung der mittleren relativen Restenergie und der relativen Energieverschmierung im Kapitel 3:

1.)Als die mittlere relative Restenergie $\frac{<E>}{E_A}$ wird der relative Mittelwert der

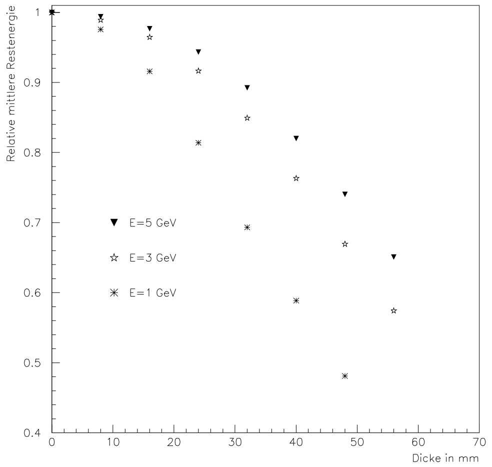


Abbildung 4.15: Im simulierten Testmodul (DESY-Geometrie) " nachgewiesene " relative mittlere Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke, Material: Kupfer, Abstand Material - Modul: 30 cm.

Anpassungskurve an die Energieverteilung mit passivem Material vor dem Kalorimeter bzgl. des Mittelwertes der Anpassungskurve ohne passives Material vor dem Kalorimeter bezeichnet. Auch σ_K und σ_{ges} sind die Standardabweichung der Anpassungskurve an die Energieverteilung der im Simulationskalorimeter deponierten Energie ohne und mit passivem Material vor dem Kalorimeter. Für alle Anpassungskurven DESY-Simulationen ist die Gaußform eine gute Annäherung. Für die CERN-Simulationen zeigen die Energieverteilungen für 6 mm und 12 mm Blei

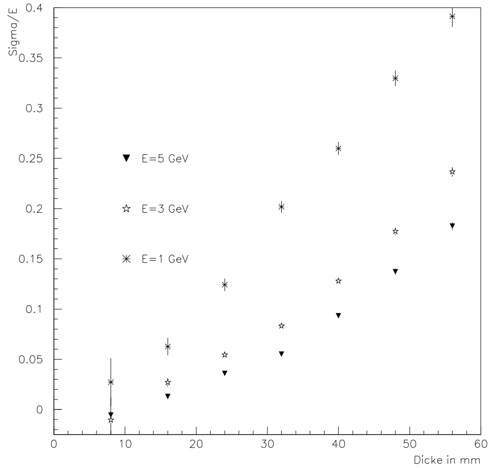


Abbildung 4.16: Im simulierten Testmodul (DESY-Geometrie) "nachgewiesene" relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke, Material: Kupfer, Abstand Material - Modul: 30 cm.

große Abweichungen von der Gaußform mit einem $\frac{\chi^2}{ND} > 2.5$. Diese Simulationen wurden daher beim Vergleich zwischen Simulationen und Messungen ohne Anpassungen einer Gaußkurve berücksichtigt, weil die im Abschnitt 4.1 dargelegten Voraussetzungen fehlten.

2.) In den Abbildungen 3.5 und 3.6 wird der "reine" Simulationseffekt betrachtet. Die gesamte Energie hinter dem passiven Material wird betrachtet; das "Kalorimeter", welches die Energie hinter dem Material mißt, ist absolut ideal. In den Abbildungen 4.15 und 4.16 wird die in dem Simulationskalorimeter mit der DESY-Geometrie deponierte Energie betrachtet. Diese ist, wie im vorigen Abschnitt dargelegt, vom Abstand Material-Kalorimeter abhängig. Zwar wurde die Energieauflösung des Kalorimeters über

$$\sigma_{ges}^2 - \sigma_K^2 = \sigma^2$$

herausgerechnet, aber der Effekt des relativ großen Abstandes zwischen Material und Kalorimeter bewirkt einen zusätzlichen Energie- und Teilchenverlust und dadurch eine niedrigere relative Restenergie und relative Energieverschmierung.

3.) Problem des statistischen Fehlers:
Die Energieauflösung σ_K wurde mit Hilfe der simulierten energieabhängigen Energieauflösungsfunktion berechnet. Da der Schauer hinter dem passiven Material nur eine gewisse Restenergie besitzt, muß auch die Energieauflösung des Kalorimeters für diese Restenergie bestimmt werden. Zur Bestimmung der Energieauflösung des Kalorimeters $\sigma_K(E)$ gemäß der obigen Gleichung wurde der Mittelwert der im Kalorimeter deponierten Energie verwendet.
Für kleine Dicken passiven Materials sind σ_K und σ_{ges} nahezu gleich. Dadurch, daß zwei fast gleiche Größen in der oben angegebenen Gleichung subtrahiert werden, wird der statistische Fehler Δ_S von σ^2 verglichen mit σ^2 selbst groß, so daß im Rahmen dieser statistischen Fluktuationen $\sigma^2(E)$ negativ werden kann. Das ist ein unphysikalisches Resultat! Denn durch passives Material, egal welcher Dicke ergibt sich immer eine, wenn auch eventuell kleine, positive Energieverschmierung. Zudem wird die relative Energieauflösung des Kalorimeters $\frac{\sigma_K}{<E>}$ dadurch, daß die mittlere Restenergie hinter dem passiven Material immer kleiner ist, als die Anfangsenergie E_A auch größer. Um überhaupt die durch das passive Material hervorgerufene relative Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$ auch für kleine Materialdicken, wenn der oben beschriebene Fall des "negativen" σ^2 eintritt, in Simulationen und Massungen berechnen zu können, wurde folgende Konvention benutzt:

$$-\sigma = \sqrt{|\sigma_{ges}^2 - \sigma_K^2|} \tag{4.11}$$

In dieser Arbeit gilt also folgende Konvention :
-Ist σ_{ges} größer als σ_K, ist $\sigma > 0$.
-Ist σ_{ges} kleiner als σ_K, ist $\sigma < 0$.
Ein Beispiel für den Fall, daß $\frac{\sigma}{<E>}$ negativ wird, zeigt Abbildung 4.16. Es ist zu erkennen, daß für eine Anfangsenergie von 5 GeV die Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$ für eine Dicke von 8mm kleiner ist als Null. Der aus der Anpassung gewonnene statistische Fehler der relativen Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$ ergibt sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz mit

$$\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}} = \sqrt{\frac{(\sigma_{ges}^2 \cdot \Delta_{\sigma_{ges}}^2 + \sigma_K^2 \cdot \Delta_{\sigma_K}^2)}{(|\sigma_{ges}^2 - \sigma_K^2|) \cdot <E>^2} + (\frac{\sqrt{|\sigma_{ges}^2 - \sigma_K^2|}}{<E>^2} \cdot \Delta_{<E>})} \tag{4.12}$$

wobei

- $\Delta_{\sigma_{ges}}$ der Anpassungsfehler [15] an die Energieverteilung mit passivem Material ist,
- Δ_{σ_K} aus dem Anpassungsfehler der gemessenen Energieauflösungskurve für σ_K, und
- $\Delta_{<E>}$ der Anpassungsfehler von $<E>$ an die Energieverteilung.

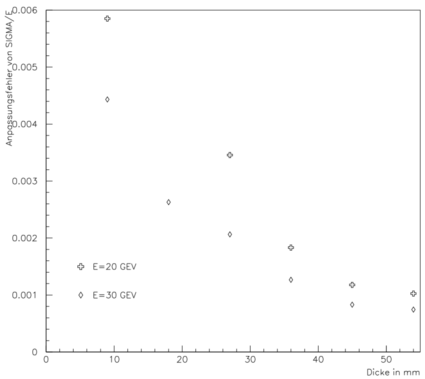


Abbildung 4.17: Statistische Fehler der relativen Energieverschmierungen der CERN-Simulationen in Abhängigkeit von der Materialdicke in mm. Das Material mit denen diese Simulationen durchgeführt wurden ist Eisen.

Der statistische Fehler der relativen Energieverschmierung wird durch $\frac{1}{(|\sigma_{ges}^2 - \sigma_K^2|)}$ dominiert. Abbildung 4.17 zeigt die Abhängigkeit des statistischen Fehlers $\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$ von der Materialdicke in CERN-Simulationen mit dem passiven Material Eisen. Die statistischen Fluktuationen von $\frac{\sigma}{<E>}$ erklären auch, warum in Abbildung 4.16 die relative Energieverschmierung für Simulationen mit 8 mm dickem Kupfer und einer Anfangsenergie von 3 GeV geringer ist als die relative Energieverschmierung mit einer Anfangsenergie von 5 GeV. Fehler in der Bestimmung von σ_{ges} führen zu einer Schwankung der relativen Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$, die für kleine Materialdicken eventuell im Rahmen der statistischen Fehler auch negativ werden kann, Fehler in der Bestimmung von σ_K führen zu einer sytematischen Verschiebungen von σ, die außerhalb der statistischen Fehler liegen können.

4.5 Vergleich zwischen Simulationen und Messungen

In diesem Abschnitt sollen die Resultate der Messungen mit passivem Material dargestellt und mit den entsprechenden Simulationsergebnissen verglichen werden.

[15] Alle Anpassungsfehler wurden mit MINUIT gewonnen

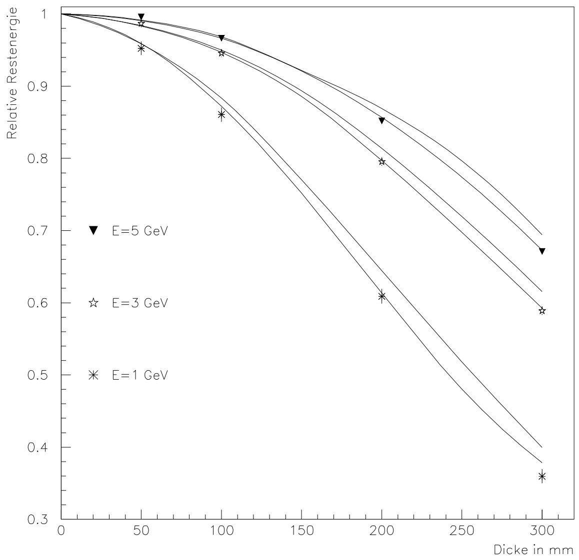


Abbildung 4.18: Am DESY gemessene relative mittlere Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Aluminium) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien (durchgezogene Linien) mit den Material-Modul-Abständen 20 cm(jeweils untere Linie) und 30 cm (jeweils obere Linie).

Analog zu der im vorigen Abschnitt dargestellten Vorgehensweise wurde auch für die Analyse der Messungen am DESY und am CERN die relative mittlere Restenergie und die relative Energieverschmierung durch passives Material ermittelt: An die Energieverteilungen wurden Gaußkurven angepasst und die Betrachtung von $\frac{\chi^2}{ND}$ zeigt, daß die Anpassung einer Gaußkurve gerechtfertigt ist. Die Abweichungen der Energieverteilung von der Gaußform werden, wie für die Simulationen, für höhere Energien immer größer, aber durch das analoge Vorgehen in der Analyse der Simulationsdaten und der Meßdaten ist die volle Vergleichbarkeit gewährleistet [16].

[16]Keine der Anpassungskurven an die Energieverteilungen der Messungen hatte ein größeres $\frac{\chi^2}{ND}$ als $\frac{268}{127}$, dies war die Anpassungskurve für 42 mm Blei bei einer Elektronenenergie von 1 GeV.

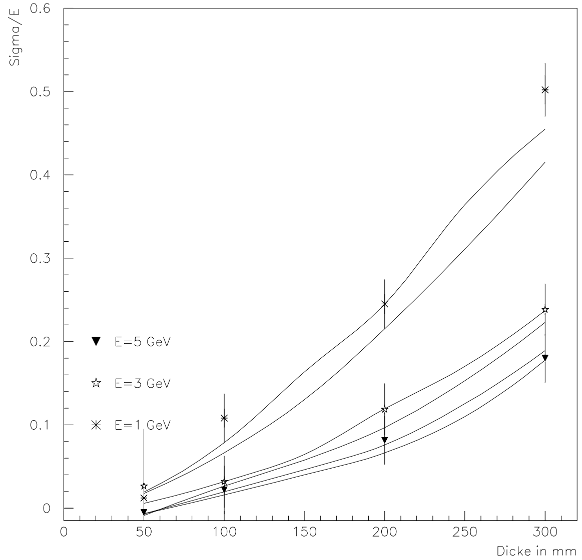


Abbildung 4.19: Am DESY gemessene relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Aluminium) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen Energieverschmierung (durchgezogene Linien) mit den Material-Modul-Abständen 20 cm(jeweils untere Linie) und 30 cm (jeweils obere Linie).

DESY-Messungen und DESY-Simulationen mit Al						
	E_A in GeV	Dicke in mm	50.	100.	200.	300.
Gemessene Werte	1	$\frac{<E>}{E_A}$	.9525	.8608	.6089	.3596
		$\Delta_{S,\frac{<E>}{E_A}}$	.0041	.0048	.0055	.0048
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.0121	.108	.245	.502
		$\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$	.078	.011	.012	.017
	3	$\frac{<E>}{E_A}$	.987	.9457	.7957	.589
		$\Delta_{S,\frac{<E>}{E_A}}$	.0023	.0023	.0035	.0035
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.0263	.0317	.1187	.2383
		$\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$	.0072	.0064	.0054	.0061
	5	$\frac{<E>}{E_A}$	.9958	.9667	.8518	.6712
		$\Delta_{S,\frac{<E>}{E_A}}$	.0014	.0015	.0026	.0031
		$\frac{\sigma}{<E>}$	-.0052	.0219	.0813	.1798
		$\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$	.017	.0046	.0038	.0047
Simulierte Werte d=20 cm	1	$\frac{<E>}{E_A}$	.9587	.8835	.6443	.3994
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.0175	.0662	.2151	.4153
	3	$\frac{<E>}{E_A}$	.9839	.9501	.8140	.6154
		$\frac{\sigma}{<E>}$	-.00895	.02645	.09673	.2229
	5	$\frac{<E>}{E_A}$	.9917	.9683	.8692	.6940
		$\frac{\sigma}{<E>}$	-.00688	.01579	.06632	.1777
Simulierte Werte d=30 cm	1	$\frac{<E>}{E_A}$	.9592	.8721	.6135	.3785
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.01939	.07846	.2446	.4547
	3	$\frac{<E>}{E_A}$	.9835	.9469	.7971	.5925
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.00565	.03182	.1193	.2371
	5	$\frac{<E>}{E_A}$	.9906	.9663	.8567	.6729
		$\frac{\sigma}{<E>}$	-.00663	.01972	.07578	.1890

CERN-Messungen und CERN-Simulationen mit Al					
	E_A in GeV	Dicke in mm	50.	100.	150.
Gemessene Werte	20	$\frac{<E>}{E_A}$	.9879	.9854	.9719
		$\Delta_{S,\frac{<E>}{E_A}}$	.0011	.0013	.0012
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.0078	.0129	.0201
		$\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$	.0061	.0039	.0027
	30	$\frac{<E>}{E_A}$	.9914	.9904	.9797
		$\Delta_{S,\frac{<E>}{E_A}}$	.0009	.0009	.00093
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.0113	.0122	.0141
		$\Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$	.0022	.0021	.0019
Simulierte Werte	20	$\frac{<E>}{E_A}$	.9979	.9918	.9781
		$\frac{\sigma}{<E>}$	.00291	.00249	.01201
	30	$\frac{<E>}{E_A}$	.9982	.9938	.9831
		$\frac{\sigma}{<E>}$	-.0026	.0041	.0085

Tabelle 4.6: Gemessene und simulierte Werte für Aluminium. Für die gemessenen Werte sind auch die statistischen Fehler angegeben, für die DESY-Simulationen werden die Simulationswerte für die simulierten Abstände von 20 cm und 30 cm miteinander verglichen.

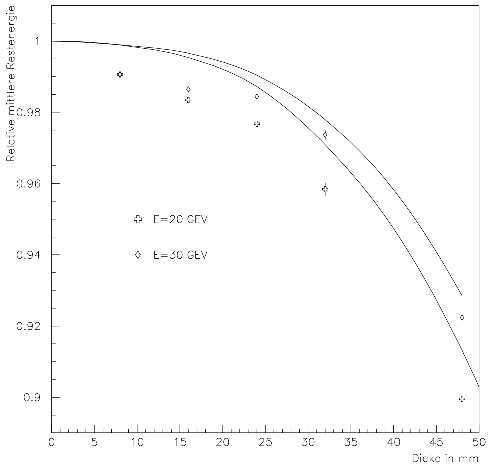


Abbildung 4.20: Am CERN gemessene relative mittlere Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Kupfer) im Vergleich mit der im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergie (durchgezogene Linien) bei einem Material-Modul-Abstand von 3 cm.

Die Abbildungen 4.18 und 4.19 zeigen die am DESY gemessenen relativen mittleren Restenergien und die relativen Energieverschmierungen in Abhängigkeit von der Dicke des passiven Materials am Beispiel von Aluminium vor dem Kalorimeter für verschiedene Energien im Vergleich mit den simulierten Werten für die simulierten Abstände 20 cm und 30 cm zwischen Material und Modul als Linien. Diese Linien stellen keine Anpassungen an die simulierten Werte dar, sondern verbinden einfach nur die simulierten Punkte, um den Augen des Betrachters den ungefähren Verlauf der Simulationsmittelwerte zu verdeutlichen. Es ist zu erkennen, daß die Simulationen für einen angenommen Abstand von 30 cm zwischen Material und Modul, die DESY-Daten besser beschreiben als die Simulationen für einen angenommenen Abstand von 20 cm. Die Fehlerbalken an die Meßwerte geben den Gesamtfehler Δ für die DESY-Daten an[17]:

$$\Delta = \sqrt{\Delta_B'^2 + \Delta_S^2}$$

[17] Δ'_B wird aus den in Tabelle 4.3 angegebenen systematischen Fehlern berechnet.

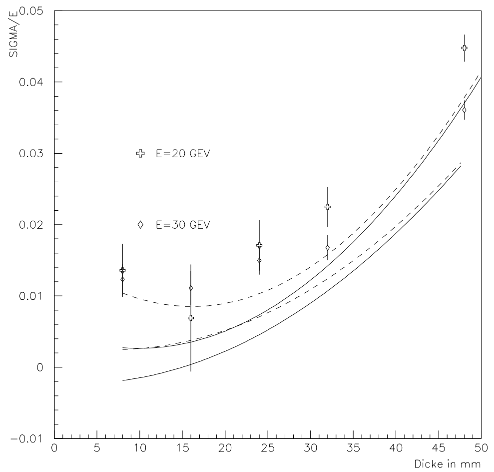


Abbildung 4.21: Am CERN gemessene relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Kupfer) im Vergleich mit der im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen Energieverschmierung (jeweils durchgezogene untere Linien) und der "nachgewiesenen" relativen Energieverschmierung plus einer Standardabweichung (jeweils durchgezogene obere Linien) bei einem Material-Modul-Abstand von 3 cm.

Für alle DESY-Messungen stimmen die Simulationen mit einem angenommenen Abstand von 30 cm zwischen Material und Kalorimeter gut mit den Daten überein, während die Simulationen mit einem angenommenen Abstand von 20 cm oder 25 cm zwischen Material und Kalorimeter keine oder nur zum Teil Übereinstimmung mit den Messungen im Rahmen der Fehler ergeben. Daher ist bei der graphischen Darstellung aller DESY-Resultate im Anhang im Vergleich mit den Simulationsmittelwerten immer ein Abstand von 30 cm zugrunde gelegt worden. Tabelle 4.6 zeigt die entsprechenden Meßwerte und Simulationen für Aluminium als Materialbeispiel im Vergleich, und zwar für die DESY-Messungen und die CERN-Messungen. Für geringe Materialdicken ist der statistische Fehler größer als der gemessene und simulierte Wert für die Energieverschmierung, die daher mit Null verträglich sind. Abbildung 4.20 und 4.21 zeigen die am CERN gemessenen relativen mittleren

Restenergien und die relativen Energieverschmierungen in Abhängigkeit von der Dicke des passiven Materials am Beispiel von Kupfer für die beiden Energien 20 GeV und 30 GeV im Vergleich mit den simulierten Werten für den simulierten Abstand 3 cm als durchgezogene Linien zur Führung der Augen. Die Fehlerbalken an die Meßwerte geben den Gesamtfehler Δ für die CERN-Daten an [18]:

$$\Delta = \sqrt{\Delta_A'^2 + \Delta_S^2}$$

Die relative mittlere Restenergie zeigt große Unterschiede zwischen den Meßdaten und den Simulationsdaten. Es muß aber auch die sehr geringe relative Skala bedacht werden. Anders als für die DESY-Messungen, für die die relativen mittleren Restenergien für die größeren untersuchten Materialdicken ($D > 1X_0$) im Bereich von 0,9 und kleiner liegt, haben die relativen mittleren Restenergien der CERN-Messungen Werte von typischen 0,98. Das gleiche gilt auch für die relative Energieverschmierung. Die relative Energieverschmierung ist im Vergleich zu den DESY-Messungen sehr gering, so daß der statistische Fehler dominiert. Daher sind in Abbildung 4.21 neben den Linien, die die Simulationsmittelwerte verbinden (untere Linien) auch Linien, die die Werte $\frac{\sigma}{<E>} + \Delta_{S,\frac{\sigma}{<E>}}$ verbinden, gestrichelt eingezeichnet. Für die anderen Materialien ist der statistische Fehler relativ noch größer, da für diese die Messungen mit noch kleineren Dicken durchgeführt wurden.
Zudem muß für die CERN-Messungen auch noch der systematische Fehler durch die Beiträge der Schwankungen der Pedestals bedacht werden. Schwankungen in der Breite der Pedestals und Veränderungen der Pedestalnivaus zwischen zwei Pedestalruns können als sytematische Effekte nicht außer Betracht bleiben.
Im Anhang werden alle Messungen und Simulationen zu den Messungen graphisch erfaßt.

[18] Δ_A' wird aus dem im Abschnitt 4.3.3 angegebenen Fehler Δ_A berechnet.

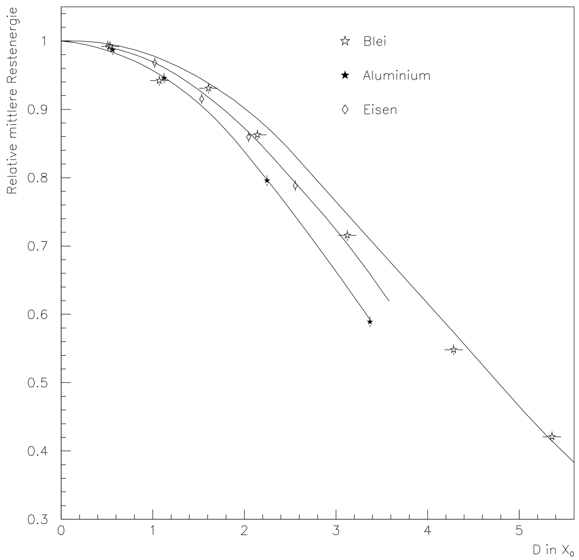


Abbildung 4.22: Vergleich der gemessenen relativen mittleren Restenergien für Blei, Eisen und Aluminium am DESY bei einer Elektronenenergie von 3 GeV , dazu zum Vergleich die im simulierten Testmodul "nachgewiesene" relative mittlere Restenergie (durchgezogene Linie) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 30 cm.

Materialabhängigkeit:
Der Vergleich zwischen den relativen mittleren Restenergien der verschiedenen Materialien ist am Beispiel von Messungen mit einer Elektronenenergie von 3 GeV am DESY in Abhängigkeit von der Materialdicke in Strahlungslängen in Abbildung 4.22 dargestellt. Es ist, wie für die in Kapitel 3 diskutierten Simulationen, qualitativ der Effekt zu erkennen, daß Materialien mit höherer Kernladungszahl Z eine höhere mittlere relative Restenergie ergeben, als Materialien mit einer niedrigeren Kernladungszahl Z. Dieses Verhalten konnte sowohl bei den DESY-Messungen, als auch bei den CERN-Messungen beobachtet werden. In Abbildung 4.22 sind zum Vergleich auch die entsprechenden Simulationsmittelwerte durch Linien verbunden eingezeichnet. Die Abhängigkeit der relativen Energieverschmierung von der Kernladungszahl Z soll durch Abbildung 4.23, die die gemessenen und simulierten

relativen Energieverschmierungen von Aluminium und Blei für eine Anfangsenergie von 3 GeV zeigt, verdeutlicht werden. Eisen und Kupfer sind in diese Abbildung nicht aufgeommen worden, da die statistischen und sytematischen Fehler der relativen Energieverschmierung doch sehr groß sind, so daß signifikante Unterschiede beim Vergleich dieser Materialien mit Aluminium und Blei nicht erkennbar sind. Auch zwischen Aluminium und Blei sind signifikante Unterschiede in Abbildung 4.23 erst ab einer Materialdicke von etwa $2X_0$ in den Messungen zu erkennen.

Folgerungen:
Um den Einfluß passiven Materials auf den im Kalorimeter gemessenen Energieverlust und die Verschlechterung der Energieauflösung zu messen ist, je nach Energieauflösung des Kalorimeters, eine genügend große Materialdicke notwendig. Je besser die Energieauflösung des Kalorimeters ist, umso geringer ist die Materialdicke, bei der der Einfluß des passiven Materials sich auf die Verschlechterung der Energieauflösung bemerkbar macht. Dies geht auch aus Abbildung 3.8 hervor. Diese Simulationsergebnisse und die Kenntnis der Gleichung 2.13, die eine relative Energieauflösung der SPACAL-Testmodule von etwa $\frac{0{,}065\cdot\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$ erwarten liessen, führten zu dem ausführlichen Meßprogramm. Da das Energieauflösungsvermögen der beiden Testmodule nicht so gut war, zeigen insbesondere die Messungen, die am CERN durchgeführt wurden, nicht die erhoffte Signifikanz, da der statistische Fehler sehr groß ist. Will man den Einfluß passiven Materials auf die Verschlechterung der Energieauflösung auch bei höheren Energien gut bestimmen, was aufgrund der geplanten LHC-Experimente zu empfehlen ist, sollte eine präzisere Messung des Einflusses passiven Materials vorgenommen werden.
Immerhin ist die Verschlechterung der Energieauflösung durch passives Material für niedrige Energien auch in den hier vorgestelltten Messungen, die am DESY vorgenommen wurden, gut zu erkennen. Aus diesem Grunde wurde eine Korrekturmethode entwickelt, um die Verschlechterung der Energieauflösung zu verringern. Diese Methode wird im nächsten Kapitel vorgestellt und auch ihre Anwendung auf Simulationen und Messungen demonstriert.

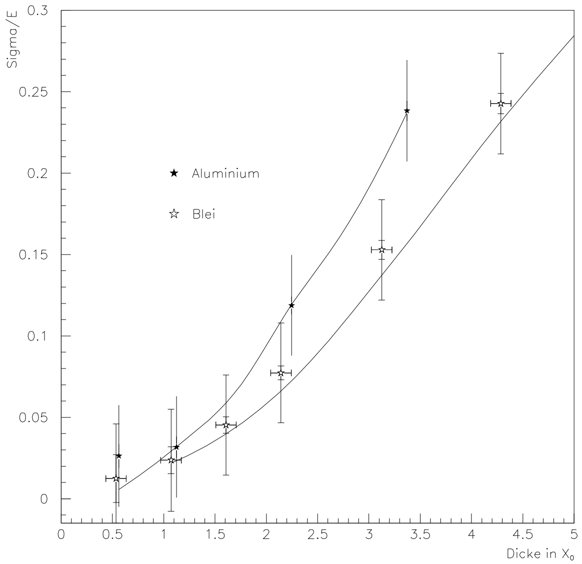


Abbildung 4.23: Vergleich der gemessenen relativen Energieverschmierung für Blei, und Aluminium am DESY bei einer Elektronenenergie von 3 GeV , dazu zum Vergleich die im simulierten Testmodul “nachgewiesene“ relative Energieverschmierung (durchgezogene Linie) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 30 cm.

Kapitel 5

Die Multiplizitätskorrektur

5.1 Die Korrekturmethode für die Energieverteilung monoenergetischer Elektronen

Sowohl die Simulationen als auch die Messungen der Effekte passiven Materials zeigen, daß diese Absorber zu einer Verfälschung und Verschlechterung der Energiemessung führen. In den nun folgenden Abschnitten wird eine Methode vorgestellt, die die durch das passive Material hervorgerufenen Effekte zu beheben versucht. In den Simulationen wurden alle Teilchen hinter dem passiven Material gezählt, in den DESY-Messungen wurde die Signalhöhe im Szintillationszähler zwischen dem Absorber und dem Kalorimetermodul, die zur Anzahl der das Szintillatormaterial durchquerenden Partikel proportional war, gemessen.
Die Simulationen und Messungen zeigen folgendes:
Die Zahl der das passive Material verlassenden geladenen und ungeladenen Teilchen ist mit der Restenergie, die diese Partikel insgesamt tragen, korrelliert. Abbildung 5.1 macht diese Beziehung für Simulationen deutlich. Aufgetragen ist für Simulationen, die mit einer generierten Elektronenenergie von 30 GeV und 30 mm = 5,35X_0 Blei als passives Material durchgeführt wurden, für jedes generierte Ereignis die Anzahl der hinter dem Absorberblock gezählten Teilchen (Photonen, Elektronen und Positronen) gegen die jeweilige Restenergie, die die zu dem Ereignis gehörenden Teilchen insgesamt tragen.

Eine ähnliche Abhängigkeit zeigt für dieselben simulierten Anfangsbedingungen Abbildung 5.2, hier ist nur die Zahl der geladenen Teilchen (Positronen und Elektronen) gegen die jeweilige Restenergie aufgetragen. Eine Driftkammer, wie die BDC, kann aber nur geladene Teilchen nachweisen. Die BDC soll auch die Multiplizität geladener Teilchen hinter der Schicht passiven Materials hinter dem zentralem Driftkammersytem messen. Daher wurde die Korrelation zwischen der Zahl der geladenen Teilchen hinter passivem Material und der Restenergie zur Korrektur der Restenergieverteilung verwendet, mit dem Ziel, einerseits den Mittelwert dieser Verteilung möglichst mit der Anfangsenergie der Elektronen in Übereinstimmung

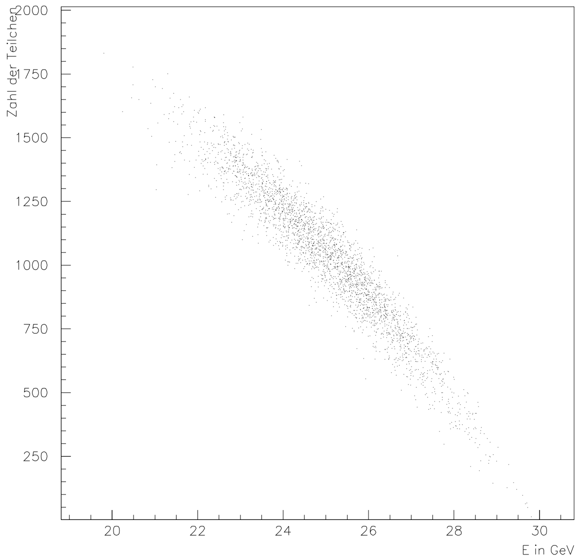


Abbildung 5.1: Simulierte Multiplizitätsverteilung für 30mm Blei mit 30 GeV: Anzahl aller Teilchen in Abhängigkeit von der Restenergie.

zu bringen, andererseits die Verschlechterung der Energieauflösung durch passives Material zum Teil zu verringern.
Die in Kapitel 3 betrachtete Häufigkeitsverteilung der nach dem passiven Material verbleibenden Energie ist die Projektion der in den Abbildungen 5.1 und 5.2 gezeigten Verteilungen, die im folgenden auch Multiplizitätsverteilungen genannt werden auf die Energieachse. Es ist zu erkennen, daß sowohl die mittlere Restenergie erhöht als auch die Energieverschmierung verringert werden kann, falls man entlang einer geeignet gewählten Kurve die Multiplizitätsverteilung auf die Energieachse projiziert. Denn das "untere Ende" der Multiplizitätsverteilung "zeigt" auf die generierte Energie, und es ist zu erkennen, daß senkrecht zu einer Achse durch die Multiplizitätsverteilung diese verglichen mit ihrer Projektion auf die Abzisse relativ schmal ist. Weiß man wieviel geladene Teilchen das Material verlassen, kann mit Hilfe dieser Information versucht werden, die Effekte

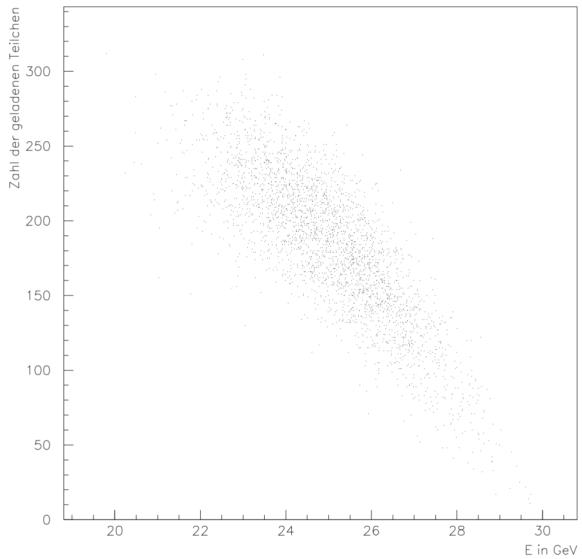


Abbildung 5.2: Simulierte Multiplizitätsverteilung für 30mm Blei mit 30 GeV : Geladene Teilchen in Abhängigkeit von der Restenergie.

des passiven Materials teilweise zu korrigieren. Entscheidend ist nun, die der Multiplizitätsverteilung entsprechende Anpassungskurve, entlang der dann auf die Energieachse projiziert wird, zu finden. Der Augenschein legt nahe, durch die Verteilung eine Gerade zu legen. Verschiedene Gründe sprechen aber dafür, eine quadratische Parabel zu verwenden. Zum einen geht jede Parabel für eine Krümmung, die gegen Null geht, in eine Gerade über, in der Tat zeigt sich auch für kleine Dicken, daß die Multiplizitätsverteilung nahezu geradenförmig ist. Stellt man die in Abbildung 5.2 gezeigte Verteilung etwas anders dar, wobei in einem gegebenen Energieintervall $[E, E+\Delta E]$ der Mittelwert der Multiplizitäten gebildet wird (Abbildung 5.3)[1] , so zeigt sich für große Energieverluste und große Multiplizitäten eine Abweichung von der Form einer Geraden. Für große Dicken des passiv-

[1] Die Verteilung in Abbildung 5.2 wird in eine solche Darstellung also "umgefüllt".

en Materials und kleine Energien ähnelt die Multiplizitätsverteilung kaum noch einer linearen Form. Eine Gerade an die in Abbildung 5.4 gezeigte Verteilung anzupassen, die auf die generierte Energie korrigiert und dabei auch $\frac{\sigma}{<E>}$ der Restenergieverteilung hinreichend verkleinert, ist nicht möglich. Allgemein nimmt

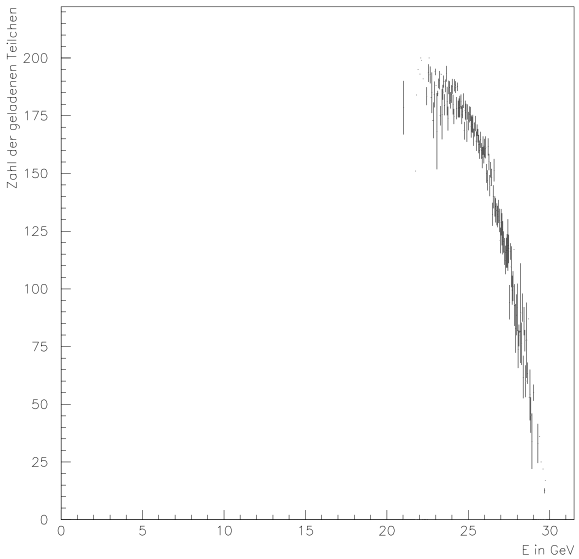


Abbildung 5.3: "Gebinnte" simulierte Multiplizitätsverteilung für 30 GeV Elektronen hinter 30 mm Blei: Geladene Teilchen in Abhängigkeit von der Restenergie.

die Abweichung von der Geradenform für größere Dicken des passiven Materials zu. Außerdem kann eine parabolische Anpassung wie folgt physikalisch motiviert werden: Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse generieren Sekundärteilchen geringerer Energie. Einige dieser Sekundärteilchen werden im Material ihre Energie deponieren; die Teilchen, die das Material durchqueren, tragen zur Multiplizität bei. Finden wenige Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse statt, entstehen wenig Sekundärteilchen niedrigerer Energie. Daher wird die Restenergie eines solchen Ereignisses relativ hoch und die Multiplizität relativ niedrig sein. Finden viele Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse statt, werden auch viele

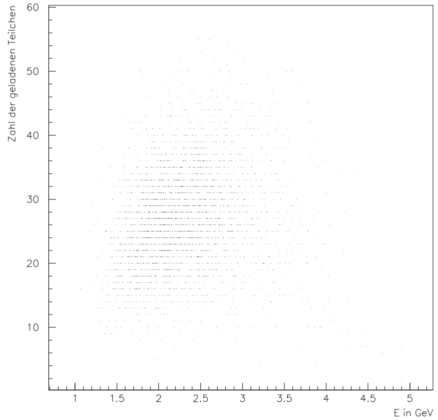


Abbildung 5.4: Simulierte Multiplizitätsverteilung für geladene Teilchen in Abhängigkeit von der Restenergie. Elektronenergie: 5 GeV.Material: 42mm Blei.

Teilchen niedrigerer Energie erzeugt werden. Je mehr Sekundärteilchen entstehen, umso mehr Partikel können Energie deponieren, was zu einer Abnahme der Restenergie führt, und umso größer wird die Multiplizität. Entstehen aber bei gegebener Anfangsenergie besonders viele Sekundärteilchen, wird die Wahrscheinlichkeit, daß diese Partikel steckenbleiben, größer, sowohl die Restenergie als auch die Multiplizität nehmen ab.
Diese Motivation legt eine Multiplizitätsverteilung nahe, die für Verteilungen mit kleinen Restenergiemittelwerten eine geringe Multiplizität, für mittlere Restenergiemittelwerte ($< E >\approx \frac{E_A}{2}$)($E_A$: generierte Elektronenenergie, E: Restenergie) eine hohe Multiplizität und für hohe Restenergiemittelwerte ($< E >\approx E_A$) wiederum eine geringe Multiplizität ergibt. Eine Parabel kann daher als eine vernünftige näherungsweise Anpassung an die Multiplizitätsverteilung gelten unter folgenden Bedingungen:
- Die Parabel n = n(E) der Anpassung an die Multiplizitätsverteilung ist für $0 < E < E_A - \Delta_m E$ positiv .
-Die Parabel besitzt für $E_A - \Delta_m E$ mit $\Delta_m E > 0$ eine Nullstelle.
Dabei ist $\Delta_m E$ der Mindestenergieverlust. Dieser Energieverlust kommt durch minimal ionisierende Teilchen zustande. Es wurde somit folgende Kurve, sowohl an die simulierten, als auch an die mit Hilfe des Szintillationszählers gemessenen

Multiplizitätsverteilungen angepasst [2]:

$$n(E) = P_1((E_A - P_2^2) - E) \cdot (E + P_3^2) \tag{5.1}$$

Bei dieser Anpassung muß die Anfangsenergie des Elektronenstrahls bekannt sein. Eine Nullstelle dieser parabolischen Anpassungsfunktion definiert die gesuchte Korrekturenergie:

$$E_K \stackrel{def}{=} E_A - P_2^2 \tag{5.2}$$

Diese Definition wurde gewählt, weil die Projektion entlang der parabolischen Anpassungskurve auf die Abzisse erfolgen soll. Die andere Nullstelle ist kleiner oder gleich Null. Für bekannte Anfangsenergien, bekannte Materialien und bekannte Dicken des passiven Materials lautet die gesuchte Korrekturfunktion lautet daher:

$$E_K = E + \frac{n}{P_1 \cdot (E + P_3^2)} \tag{5.3}$$

In dieser Gleichung taucht der Parameter P_2 wegen der obigen Definition von E_K nicht mehr auf.

5.2 Ergebnisse der Korrektur für die Simulationen mit definierter Energie

Für die Korrektur der Restenergieverteilung, die nachfolgend dargestellt werden soll, wurden nur die Multiplizitätsverteilungen benutzt, bei denen die pro Ereignis aus dem Materialblock kommenden geladenen Teilchen gezählt wurden. Dann wurde an diese Verteilungen die im vorigen Abschnitt (Gleichung 5.1) erwähnte Parabel angepasst und mit Hilfe der so bestimmten Koeffizienten anhand der Gleichung 5.3 korrigiert, d.h. die korrigierte Energie Ereignis für Ereignis aus der Restenergie des jeweiligen Ereignisses berechnet.
Graphisch entspricht dieses Verfahren einer Projektion der Multiplizitätsverteilung entlang der Anpassungskurve auf die Abzisse. In Abbildung 5.5 wird die simulierte Multiplizitätsverteilung für einen 32 mm dicken Kupferblock mit einer generierten Anfangsenergie der Elektronen von 10 GeV zusammen mit der Anpassungskurve gemäß Gleichung 5.1 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß im Bereich der Punktwolke die Funktion einen nahezu linearen Verlauf hat. Das Ergebnis der Korrektur für die oben erwähnte Simulation wird in Abbildung 5.6 dargestellt: Das Bild zeigt die korrigierte Verteilung der Restenergie. Die Korrektur der Verteilung wird nocheinmal deutlich durch den direkten Vergleich mit der unkorrigierten Häufigkeitsverteilung der Restenergie, die zusätzlich gestrichelt eingezeichnet ist. Die Korrektur ergibt für die mittlere Energie der Häufigkeitsverteilung nicht nur ungefähr die generierte Energie, insbesondere ist die korrigierte Verteilung auch deutlich schmaler,

[2] Durch P_2^2 und P_3^2 wird die Multiplizität n auf positive Werte gezwungen.

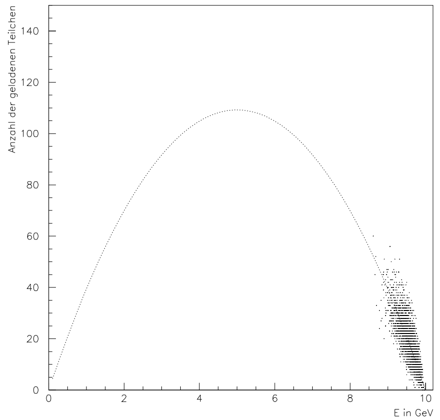


Abbildung 5.5: Simulierte Multiplizitätsverteilung für Elektronen einer Energie von 10 GeV. Material: 32mm Kupfer. Geladene Teilchen in Abhängigkeit von der Restenergie mit der dazugehörenden Anpassungskurve.

d. h. die Standardabweichung der korrigierten Verteilung ist kleiner als die der ursprünglichen Restenergieverteilung. Somit wird auch die relative Energieverschmierung $\frac{\sigma}{<E>}$ geringer : Statt $\frac{\sigma_{unkorrigiert}}{E_{unkorrigiert}}$ muß nun $\frac{\sigma_{korrigiert}}{E_{korrigiert}}$ betrachtet werden. Da

$$\sigma_{korrigiert} < \sigma_{unkorrigiert} \text{ und } E_{unkorrigiert} < E_{korrigiert},$$

ist für die relative Energieverschmierung der Korrektureffekt sogar noch größer als für die absolute Energieverschmierung; sie wird selbst dann kleiner, wenn $\sigma_{korrigiert} \approx \sigma_{unkorrigiert}$ oder nur wenig größer ist. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn man bei großen Materialdicken korrigieren möchte: Dann wird sich die Standardabweichung der Restenergieverteilung nicht verringern, sondern ungefähr gleich bleiben, aber die in solchen Fällen größere Erhöhung der mittleren Restenergie führt trotzdem zu einer Verringerung der relativen Energieauflösung $\frac{\sigma}{<E>}$.
In der Abbildung 5.7 sind die und unkorrigierten korrigierten Werte in Abhängigkeit von der Dicke für Simulationen mit einer generierten Anfangsenergie von 5 GeV für Elektronen und Blei als Materialbeispiel aufgetragen. Im oberen Teil des Bildes werden die unkorrigierten und die korrigierten relativen Restenergiemittelwerte gezeigt, im unteren Bild die korrigierte und unkorrigierte relative En-

ergieverschmierung. Zu erkennen ist, daß die Korrektur für den Mittelwert der Restenergie ungefähr die generierte Energie ergibt; aber vor allem kann die relative Energieverschmierung durch die Korrektur deutlich verringert werden und die Zunahme derselben mit der Materialdicke ist nicht so stark wie im unkorrigierten Fall. Tabelle 5.1 gibt die entsprechenden Zahlenwerte wieder.

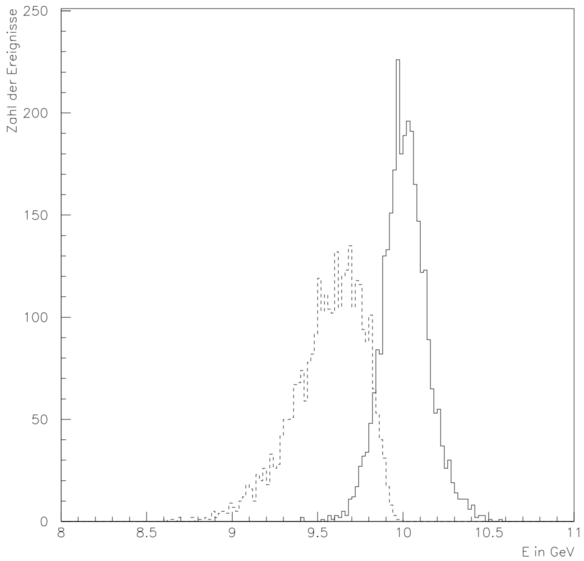
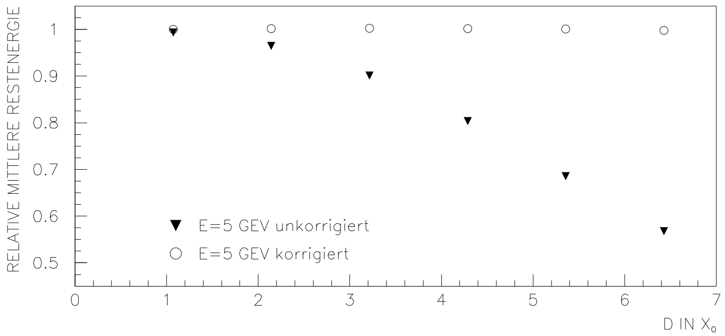


Abbildung 5.6: Simulierte Restenergieverteilungen für 32mm Kupfer mit 10 GeV: korrigierte und unkorrigierte Restenergieverteilung. Mittelwerte: 9,561 GeV (unkorrigiert) und 10,01 GeV (korrigiert). Standardabweichungen: 0,2070 GeV (unkorrigiert) und 0,1339 GeV (korrigiert).

	Vergleich					
Dicke in mm	6.	12.	18.	24.	30.	36.
$\frac{<E>}{E_A}$ unkorrigiert	.993	.964	.901	.803	.686	.567
$\frac{<E>}{E_A}$ korrigiert	1.0002	1.001	1.002	1.002	1.0004	.9978
$\frac{\sigma}{<E>}$ unkorrigiert	.00401	.01782	.04537	.08123	.1249	.1779
$\frac{\sigma}{<E>}$ korrigiert	.00291	.01134	.02768	.04832	.07798	.1117

Tabelle 5.1: Unkorrigierte und korrigierte relative mittlere Restenergie und relative Energieverschmierung für Simulationen mit einer generierten Elektronenenergie von 5 GeV und verschiedenen Materialdicken. Material: Blei



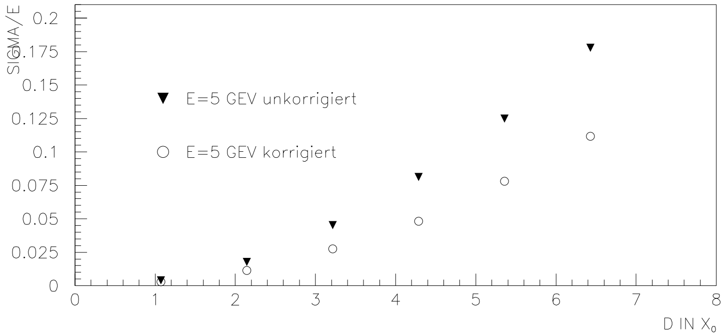


Abbildung 5.7: Simulierte relative Restenergiemittelwerte (oben) und simulierte relative Energieverschmierung (unten) korrigiert und unkorrigiert für Blei verschiedener Dicke (gemessen in X_0) bei einer generierten Elektronenenergie von 5 GeV.

Wichtig für die praktische Anwendung des hier vorgeschlagenen Verfahrens ist das Studium der Parameter der Parabel, die ja die Anpassungsfunktion (Gleichung

5.1) bestimmen. Man hat es ja in den seltensten Fällen mit den hier explizit simulierten Energien und Geometrien zu tun. Es ergeben sich nämlich für verschiedene Dicken und Anfangsenergien der Elektronen auch verschiedene Multiplizitätsverteilungen und damit auch verschiedene Koeffizienten der Anpassungskurve. Will man nicht für jede mögliche Anfangsenergie und Materialdicke die drei Parameter der Anpassungskurve, auf der die Korrektur beruht, bestimmen, so ist die Untersuchung der Abhängigkeit dieser Koeffizienten von folgenden Faktoren unabdingbar:

- Anfangsenergie
- Materialdicke
- Materialtyp (Kernladungszahl Z).

Notwendige Bedingung für die praktische Anwendung der Korrekturmethode im Experiment ist die Feststellung einfacher funktionaler Abhängigkeiten der Koeffizienten P_i der Anpassungsfunktion 5.1 von der Anfangsenergie und der Materialdicke für verschiedene Materialien. Es zeigt sich, daß für alle betrachteten Simulationen die Parameter P_2 und P_3 der Anpassungskurven an die Multiplizitätsverteilung ungefähr Null sind. Parameter P_2 entspricht der "Wurzel der minimal absorbierten Energie", d.h $P_2 = \sqrt{\Delta_m E}$. Zudem ist der von MINUIT ausgegebene Anpassungsfehler ΔP_2 größer als der Parameter selbst. Das Produkt $P_1 \cdot P_3$ gibt die Multiplizität für den Fall an, daß die Restenergie gleich Null ist. Ist die Restenergie aber ungefähr Null, sollte die Anzahl der Teilchen, aufgrund der Überlegungen des vorigen Abschnittes, sehr klein sein. Nur Parameter P_1 zeigt eine starke Abhängigkeit von der Anfangsenergie E_A. Der Parameter P_1 ist ein Maß für die Krümmung der parabolischen Anpassungskurven die Multiplizitätsverteilungen. Trägt man P_1 gegen die Anfangsenergie E_A auf, zeigt sich, daß eine Parametrisierung

$$P_1 = \frac{K_1}{E_A(GeV)} + K_2 + \frac{K_3}{\sqrt{E_A(GeV)}} \tag{5.4}$$

die beste gefundene Beschreibung der Abhängigkeit des Parameters P_1 von E_A darstellt. Dabei sind die Werte K_i wieder Koeffizienten, die durch die Anpassung der in Gleichung 5.3 angegebenen Funktion an die Werte von P_1 gewonnen werden. Abbildung 5.8 zeigt die Abhängigkeit von der Anfangsenergie des Parameters P_1 für zwei Materialbeispiele: 150mm dickes Aluminium und 18 mm dickes Blei. Dabei ist allerdings auch zu beachten, daß $\frac{\chi^2}{ND}$ für das untere Beispiel relativ groß ist. Die verwendeten Fehler des Parameters P_1 wurden aus der Anpassung der Parabel nach Gleichung 5.1 an die Multiplizitätsverteilung entnommen. Die Anpassungsfehler der Parameter P_i sind starken Schwankungen unterworfen und in einigen Fällen sehr klein. $\frac{\chi^2}{ND}$ der Anpassung gemäß Gleichung 5.4 ist damit großen Schwankungen unterworfen. Das $\frac{\chi^2}{ND}$ des dargestellten Beispiels ist allerdings auch das größte der untersuchten Fälle.

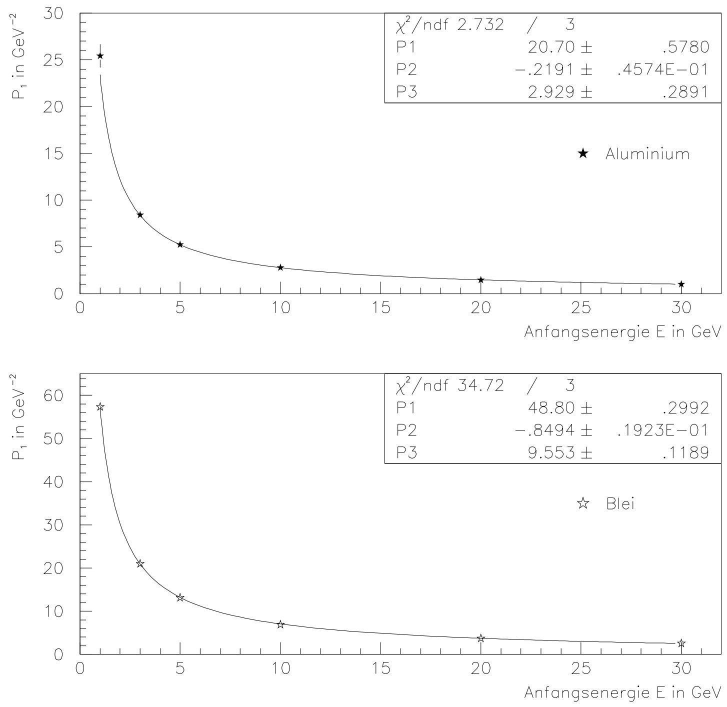


Abbildung 5.8: Parabelparameter P_1 in Abhängigkeit von der Energie der generierten Elektronen. Oben: 150 mm dickes Aluminium. Unten: 18 mm dickes Blei. Anpassungskurve: $P_1 = \frac{K_1}{E_A(GeV)} + K_2 + \frac{K_3}{\sqrt{E_A(GeV)}}$. Die K_i werden im Bild mit P1, P2 und P3 bezeichnet.

Auch die Abhängigkeit des Parameters P_1 von der Dicke des passiven Materials wurde untersucht. Die beste gefundene funktionale Abhängigkeit des Parameters P_1 von der Dicke des passiven Materials In X_0 lautet:

$$P_1 = \frac{C_1}{D(X_0)} + \frac{C_2}{D^2(X_0)} + C_3 \tag{5.5}$$

Ein Beispiel zeigt Abbildung 5.9.

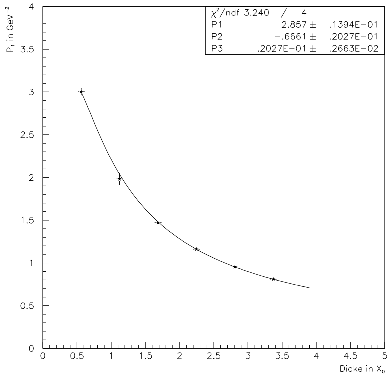


Abbildung 5.9: Parabelparameter P_1 in Abhängigkeit von der Dicke des Materials in X_0. Material: Aluminium. Anpassungskurve: $P_1 = \frac{C_1}{D} + \frac{C_2}{D^2} + C_3$. Die C_i werden im Bild mit P1, P2 und P3 bezeichnet.

Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des Parameters P_1 vom Materialtyp, d.h. der Kernladungszahl Z, wurde nicht mehr vorgenommen.

5.3 Ergebnisse für die Testdaten

Die Korrektur der im Kalorimeter gemessenen Energie mit Hilfe des Szintillationszählers wurde nur für DESY-Messungen durchgeführt. Der Szintillationszähler wurde über einen Photomultiplier ausgelesen, dieses Signal wurde dann auf einen ADC gegeben. Am CERN war aus technischen Gründen das Anbringen eines Szintillationszählers zwischen Material und Kalorimeter nicht möglich, daher konnte für die am CERN vorgenommenen Messungen keine Multiplizitätskorrektur durchgeführt werden.
Der für die Multiplizitätskorrektur der Energiemessungen am DESY verwendete

Szintillationszähler mußte zuerst kalibriert werden. Die durch eine dünne Materialschicht hindurchgehenden geladenen Teilchen verlieren Energie, und zwar verliert jedes geladene Teilchen etwa gleichviel Energie.
Es ergibt sich eine Landau-Kurve minimal ionisierender Teilchen. Wenn nun für ein Teilchen, das durch den Szintillator geht, eine Ladung Q gemessen wird, mißt man die Ladung $n \cdot Q$, wenn n Teilchen durch den Szintillationzähler gehen. Somit kann die Anzahl der geladenen Teilchen gemessen werden. Ähnlich kann auch die vor das SPACAL im H1-Detektor einzubauende BDC die Teilchenmultiplizität bestimmen, da sie eine Driftkammer mit der Möglichkeit der Ladungsmessung sein wird([PRC93]). Sie eignet sich daher gut, um die Multiplizitätsverteilung, d.h. die Verteilung der Anzahl der geladenen Teilchen hinter der Schicht passiven Materials in Abhängigkeit von der im SPACAL nachzuweisenden Energie, auszunutzen, um die hier vorgeschlagene Korrektur durchzuführen. Für den in den Testmessungen verwendeten Szintillationszähler[3] wird die Kurve minimal ionisierender Teilchen für eine Elektronenenergie von 3 GeV in Abbildung 5.10 gezeigt.

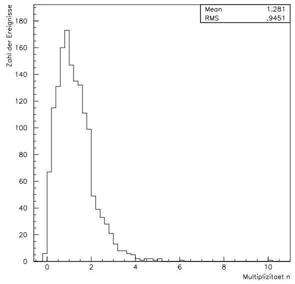


Abbildung 5.10: Verteilung der absorbierten Energie minimalionisierender Teilchen im Szintillationszähler normiert auf n=1.

Ein Beispiel für eine Anpassung an eine gemessene Multiplizitätsverteilung zeigt Abbildung 5.11 für eine Messung, bei der 32mm Kupfer vor dem Kalorimeter standen bei einer Elektronenenergie von 5 GeV. Nach Anpassung der Parabel gemäß Gleichung 5.1 an diese Multiplizitätsverteilung wurde mit Hilfe der so bestimmten Koeffizienten anhand der Gleichung 5.3 korrigiert, d.h. die korrigierte Energie wurde Ereignis für Ereignis aus der Restenergie des jeweiligen Ereignisses berechnet. Graphisch entspricht dieses Verfahren wieder einer Projektion der Multiplizitätsverteilung entlang der Anpassungskurve auf die Abzisse.

[3]Die an dem Photomultiplier des Multiplizitätszählers angelegte Spannung betrug 1800 Volt.

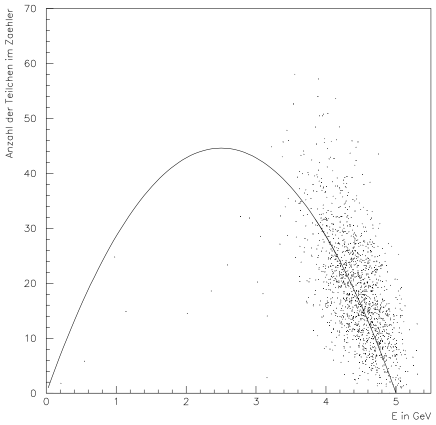


Abbildung 5.11: Gemessene Multiplizitätsverteilung für 32mm Kupfer mit 5 GeV : Teilchen, die im Zähler nachgewiesen wurden, in Abhängigkeit von der Restenergie mit der dazugehörenden Anpassungskurve.

Da der ADC nur 1024 Kanäle hatte und eine minimalionisierende Verteilung für den ADC-Kanal 15 ihren Höchstwert hatte, gab es für Multiplizitäten, die größer als n=68 waren einen “Überlauf“. Daher wurden nur Multiplizitäten, die der Bedingung

$$n \leq 68$$

genügten für die Korrektur verwendet. Um Ereignisse aus Fehltriggerungen auszuschließen, die sich dadurch auszeichneten, daß in den das Kalorimeter auslesenden ADC's eine im Verleich zu den sonstigen Ereignissen zu niedrige Energie gemessen wurde, wurden für die verschiedenen Anfangsenergien nur die Ereignisse für die Anpassung der Korrekturkurve und die Korrektur verwendet, die den folgenden Bedingungen bzgl. der ausgelesenen Energien genügten:

- $E > 0,15GeV$ für eine Anfangsenergie von 1 GeV.
- $E > 0,2GeV$ für Anfangsenergien von 3 und 5 GeV.

Abbildung 5.12 zeigt das Ergebnis der Korrektur für einen Run, bei dem 32 mm Kupfer als passives Material vor dem Kalorimetermodul standen. Zu sehen sind die

korrigierte Verteilung und die unkorrigierte Verteilung der Energie, die im Kalorimeter gemessen wurde. An die Verteilungen sind Gaußkurven angepasst worden. Die angegebenen Werte sind die jeweiligen Anpassungsparameter.

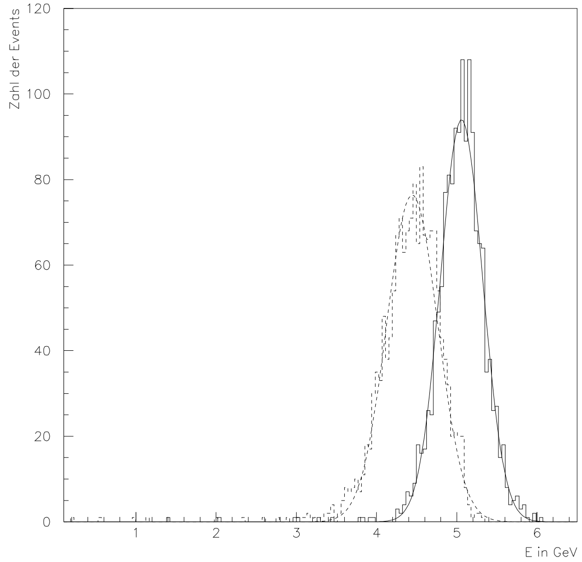


Abbildung 5.12: Gemessene Energieverteilungen für 32mm Kupfer mit 5 GeV im Kalorimetermodul: korrigierte und unkorrigierte Energieverteilung im Kalorimetermodul. Mittelwerte der Anpassungskurve: 4,444 GeV (unkorrigiert-Fehler: 0.009 GeV) und 5,059 GeV (korrigiert-Fehler: 0,0069 GeV). Sigma: 0,3177 GeV (unkorrigiert-Fehler: 0,0066 GeV) und 0,2334 GeV (korrigiert-Fehler: 0,0059 GeV).

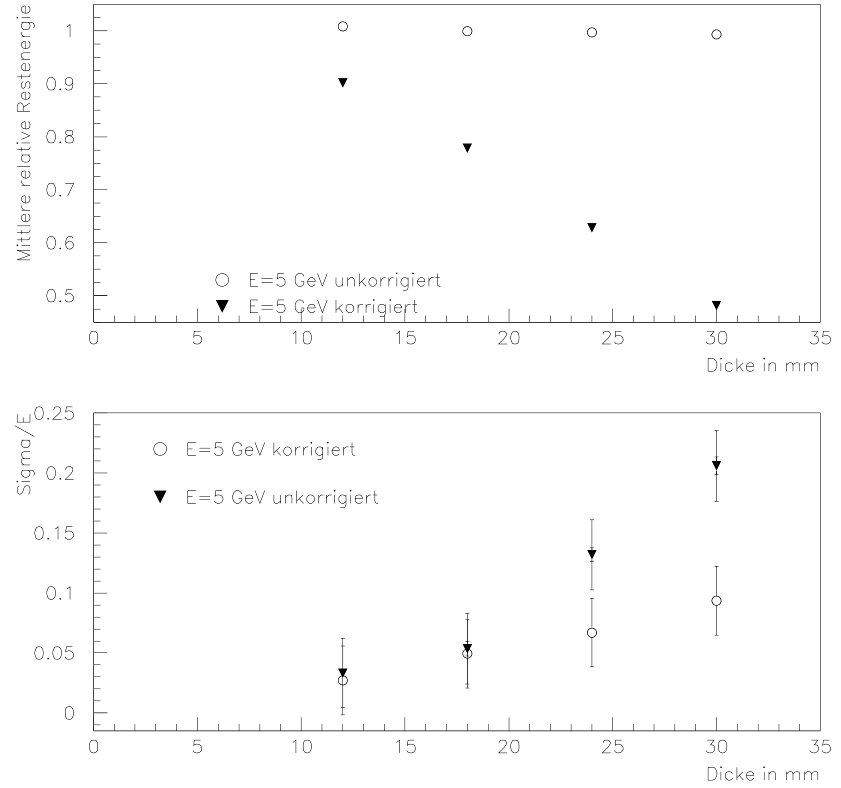


Abbildung 5.13: Gemessene relative mittlere Energie mit passivem Material bzgl. der gemessenen Energie ohne Material unkorrigiert und korrigiert (oben) und gemessene relative Energieverschmierung unkorrigiert und korrigiert (unten) Abhängigkeit von der Materialdicke für Blei und 5 GeV-Elektronen.

In Abbildung 5.13 wird die Korrektur der gemessenen relativen Restenergie und der gemessenen mittleren relativen Energieverschmierung für Messungen, die mit Blei mit vier verschiedenen Dicken bei einer Elektronenenergie von 5 GeV

	Vergleich			
Dicke in mm	12.	18.	24.	30.
$\frac{<E>}{E_A}$ unkorrigiert	.9016	.7781	.6279	.4812
$\frac{<E>}{E_A}$ korrigiert	. 1.008	.9992	.9968	.9934
$\frac{\sigma}{<E>}$ unkorrigiert	.03329	.05355	.1318	.2059
$\frac{\sigma}{<E>}$ korrigiert	.02708	.04960	.0670	.09363

Tabelle 5.2: Unkorrigierte und korrigierte relative mittlere Restenergie und relative Energieverschmierung für Messungen mit einer generierten Elektronenenergie von 5 GeV und verschiedenen Materialdicken. Material: Blei

durchgeführt wurden, gezeigt. Die korrigierte relative Energieverschmierung wurde wie folgt berechnet: newline Von der gesamten korrigierten Energieverschmierung $\sigma_{ges,korr}$ wurde die Energieverschmierung durch das Kalorimeter σ_K quadratisch subtrahiert. Dabei wurde die energieabhängige Kalorimeterverschmierung für die Restenergie $< E >$ verwendet. In Tabelle 5.2 werden die Resultate ebenfalls wiedergegeben.

5.4 Ausblick auf eine Korrekturmethode für Elektronenstrahlen nicht definierter Energie

Die Untersuchungen, die zu einer Korrekturmethode für Elektronenstrahlen nicht definierter Energie führen sollten, konnten aus Zeitgründen nicht mehr zum Abschluß gebracht werden. Das Problem wurde aber in Ansätzen studiert.
Da die Parameter P_2 und P_3 in Gleichung 5.1 ungefähr gleich Null sind, kann eine Anpassungskurve, bei der diese beiden Parameter gleich Null gesetzt werden, als eine gute Annäherung gelten. Bei bekanntem Materialtyp und bekannter Materialdicke, ist der Parameter P_1 in Gleichung 5.1 nur noch von der Anfangsenergie E_A abhängig. Wird die Beziehung 5.4 in Gleichung 5.1 eingesetzt, mit P_2 und $P_3 \approx 0$, so ergibt sich:

$$n(E) = (\frac{K_1}{E_A} + K_2 + \frac{K_3}{\sqrt{E_A}}) \cdot (E \cdot E_A - E^2) \tag{5.6}$$

Die Nullstellen von

$$F := (\frac{K_1}{E_A} + K_2 + \frac{K_3}{\sqrt{E_A}}) \cdot (E \cdot E_A - E^2) - n \tag{5.7}$$

nach E_A in Abhängigkeit von E und n geben die gesuchten korrigierten Energien an. Die obige Funktion ist analytisch lösbar, aber der analytische Ausdruck für die Lösungsmenge der Funktion F ist zu kompliziert und zu unhandlich, um hier

wiedergegeben zu werden.
Es wurde versucht, das Problem auch von einer anderen Seite zu betrachten. Eine Korrekturmöglichkeit für Elektronenstrahlen nicht definierter Energie ist nur dann gegeben, wenn durch jeden Punkt (n,E) genau eine korrigierte Energie E_K festgelegt wird. Abbildung 5.14 zeigt für Aluminium einer Dicke von 200 mm die aus Anpassungen an die Multiplizitätsverteilungen für Anfangsenergien von 3 GeV, 10 GeV, 20 GeV und 30 GeV gewonnenen parabolischen Anpasungskurven. Es ist zu erkennen, daß die Anpassungskurve mit einer jeweils höheren Anfangsenergie die Anpassungskurve mit einer niedrigeren Anfangsenergie derart "einschließt", daß die Kurven sich nur im Koordinatenursprung schneiden. Der Grund für dieses Verhalten ist die Monotonie der Funktion $P_1(E_A)$ (Gleichung 5.4). Daher existiert zu jedem Punkt (n,E) genau eine korrigierte Energie E_K.

Ausblick:
Will man für das geplante H1-SPACAL eine Energiekorrektur für jedes individuelle Ereignis durchführen, muß zunächst eine konsistente Methode zur Korrektur von Elektronenstrahlen nicht definierter Energie gefunden werden. Zudem ist es notwendig, Dicke und Art des Materials vor dem Kalorimeter zu kennen, da die Multiplizität, sowohl von der Kernladungszahl Z und der Dicke D des Materials, als auch von von der Anfangsenergie E_A abhängt. Es wird daher eine "Multiplizitätskalibration" vorgeschlagen. Weiß man, welches Material sich in einer bestimmten Dicke vor dem Detektor befindet, und kann die Multiplizität n der geladenen Teilchen für eine bekannte Kalibrationsenergie bestimmt werden, so kann für diese Kalibrationsenergie der Parameter P_1 bestimmt werden. Für die anderen Energien wird der Parameter P_1 mit Hilfe der Gleichung 5.4 ermittelt. Nach Abbildung 1.7 bietet sich dazu der Bereich des kinematischen Peaks, bei dem das gestreute Elektron eine nahezu fest definierte Energie hat, an.

Es sollen zum Schluß noch zwei andere vorgeschlagene Korrekturmethoden kurz erwähnt werden:
In verschiedenen Veröffentlichungen ([Hir91]),([Tro92]),([Hul93]) und ([Gra93]) sind Korrekturmethoden diskutiert worden, die ebenfalls das Signal eines sogenannten Preschauerdetektors(z.B. eines Szintillatorzählers) verwenden, um die Effekte passiven Materials zu korrigieren und insbesondere die Energieauflösung des jeweiligen Kalorimeters zu verbessern.
Dabei wird wie folgt vorgegangen:
Ist E_K die korrekte Energie, E_p die deponierte Energie im Preschauerdetektor und E die Energie im Kalorimeter, so lautet die Korrekturgleichung([Tro92]),([Hul93]):

$$E_K = \alpha \cdot E_p + E$$

dabei ist α ein Korrekturfaktor. Falls sich kein passives Material vor dem Detektor befindet, ist $\alpha = 1$. Für α ist auch eine allgemeine Abhängigkeit von der Materialdicke und der Anfangsenergie festgestellt worden([Tro92]). Ein anderer Ansatz

für eine Korrekturgleichung lautet([Gra93]):

$$E_K = \frac{E - \alpha_0 - \alpha_1 \cdot E_p}{\beta_0 + \beta_1 \cdot E_p}$$

Dabei sind die α_i und β_1 unabhängig von der Anfangsenergie.
Beide oben erwähnten Korrekturmethoden gehen von einem linearen Zusammenhang zwischen der im Preschauerdetektor deponierten Energie und der im Kalorimeter nachgewiesenen Energie aus. Dabei wird, wenn man diese Methoden mit der im Abschnitt 5.1 vorgeschlagenen Vorgehensweise vergleicht, deutlich, daß die Tatsache ausgenutzt wird, daß der Energieverlust im passiven Material im Vergleich zur Anfangsenergie hinreichend klein ist.
Welche der vorgeschlagenen Methoden optimal ist, muß die experimentelle Praktikabilität entscheiden. Wichtig ist dabei, daß die durch das passive Material hervorgerufene Energieverschmierung zu einem möglichst großen Teil korrigiert werden kann.

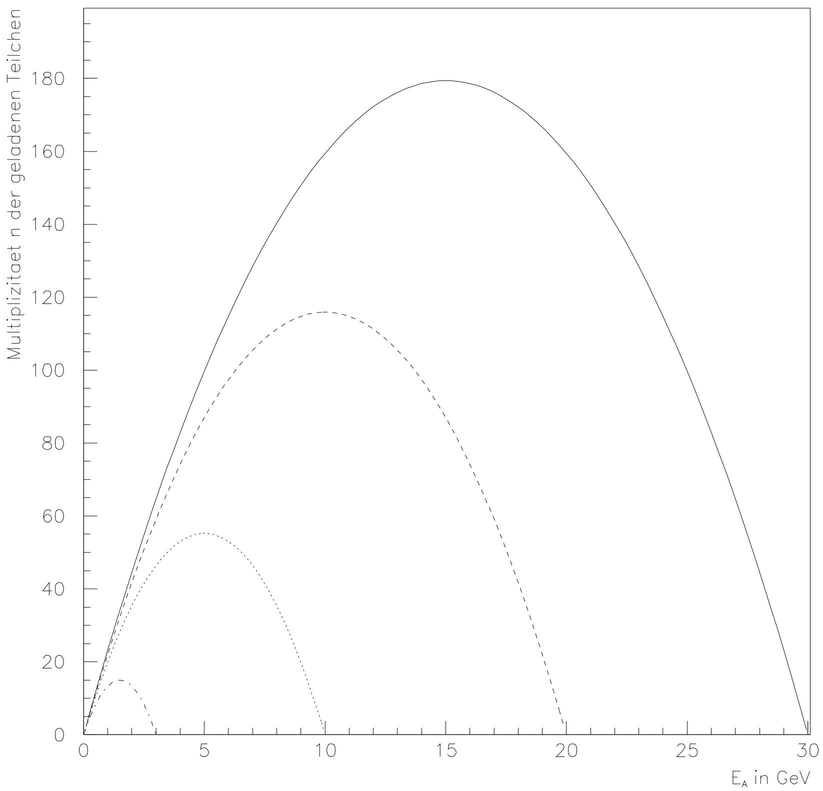


Abbildung 5.14: Anpassungskurven für eine Anfansenergie von 3 GeV, 10 GeV, 20 GeV und 30 GeV für 200 mm Aluminium.

Zusammenfassung

Zusammenfassung der Resultate

In dieser Arbeit wurde der Einfluß passiven Materials auf den Energieverlust und die Verschlechterung der Energieauflösung hochenergetischer Elektronen untersucht.
Sie wurde im Rahmen der Erneuerung der rückwärtigen Region des H1-Detektors durchgeführt. Dabei wird auch ein neues Spaghetti-Kalorimeter installiert werden, das eine besonders gute Energieauflösung besitzen soll.
Vor dem neuen Kalorimeter befindet sich allerdings eine Lage passiven Materials, z.B. die Ausleseelektronik der zentralen Driftkammer. Es war das Ziel dieser Arbeit, den Einfluß verschiedener Parameter auf den Energieverlust und die Verschlechterung der Energieauflösung in Simulationen und Messungen zu untersuchen und eventuell eine Möglichkeit zur Korrektur der ungewollten Einflüsse zu finden.

Daher wurde zunächst mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht, ob eine Abhängigkeit des Energieverlustes und der Verschlechterung der Energieauflösung von

- der Dicke des passiven Materials,
- der Energie der generierten Elektronen und
- der Kernladungszahl des Materials

existiert. Dabei stellte sich heraus, daß der Energieverlust und die Energieverschmierung von allen drei Parametern abhängig sind. Insbesondere sind, bei gleicher Materialdicke in Strahlungslängen und gleicher Elektronenenergie, der Energieverlust und die relative Verschlechterung der Energieauflösung für Materialien mit höherer Kernladungszahl Z geringer als für Materialien mit niedrigerer Kernladungszahl Z.

Weiterhin wurden Messungen mit passivem Material vor Kalorimetertestmodulen, die am DESY und am CERN stattfanden, analysiert und mit Simulationen verglichen. Dabei wurde auch die Energieauflösung der beiden Kalorimetermodule bestimmt. Die relative Energieauflösung des Testmoduls am DESY konnte am besten durch die Funktion

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(\frac{0,079\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0.085GeV}{E})^2}$$

die Energieauflösungsfunktion des Testmoduls am CERN am besten durch die Funktion

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(\frac{0,086\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0.51GeV}{E})^2}$$

beschrieben werden. Um die durch passives Material hervorgerufene zusätzliche Verschlechterung der Energieauflösung zu ermitteln, ist eine hinreichend bekannte Energieauflösung des Kalorimeters notwendig.
Sowohl die Simulationen und Messungen mit passiven Material wurden für die Materialien Aluminium, Blei, Kupfer und Eisen für Dicken zwischen 0,5 und 3,5 X_0, für Blei bis 7 X_0, und für die Elektronenenergien 1 GeV, 3 GeV, 5 GeV, 20 GeV und 30 GeV durchgeführt. Für Elektronenenergien von 10 GeV wurden nur Simulationen durchgeführt.
Berücksichtigt man die systematischen und statistischen Fehler, ergibt sich eine quantitative Übereinstimmung zwischen Simulationen und Messungen.

Schließlich wurde eine Methode gefunden, um den Einfluß des passiven Materials auf die Energieauflösung hochenergetischer Elektronen zu korrigieren. Es stellte sich heraus, daß eine parabolische Funktion der Form:

$$n(E) = P_1((E_A - P_2^2) - E) \cdot (E + P_3^2)$$

die Multiplizität n der geladenen Teilchen hinter dem passivem Material bei bekannter und definierter Dicke des Materials und bekannter Energie E_A des primären Elektrons in Abhängigkeit von der jeweiligen verbliebenen Energie E hinter dem brauchbar beschreibt. Eine individuelle Korrektur für jedes Ereignis bei bekannter Energie E_A wird dadurch möglich. Die Anwendung dieser Korrekturmethode auf Simulationen und Messungen bekannter Energie E_A zeigte positive Resultate.

Anhang A

Simulationen

In diesem Anhang sollen zuerst die Ergebnisse der Simulationen nach Kapitel 3 mit Materialblöcken definierter Dicke graphisch dargestellt werden. Danach folgen Tabellen, die die Interpolationsparameter der Gleichungen 3.2 und 3.5 für alle simulierten Materialien und Energien auflisten.Die Interpolationen sind nur für Materialdicken D mit $D \geq 0,5X_0$ für Anfangsenergien von 1 GeV, 3 GeV und 5 GeV und für Materialdicken D mit $D \geq 1,5X_0$ für Anfangsenergien von 10 GeV, 20 GeV und 30 GeV gültig.

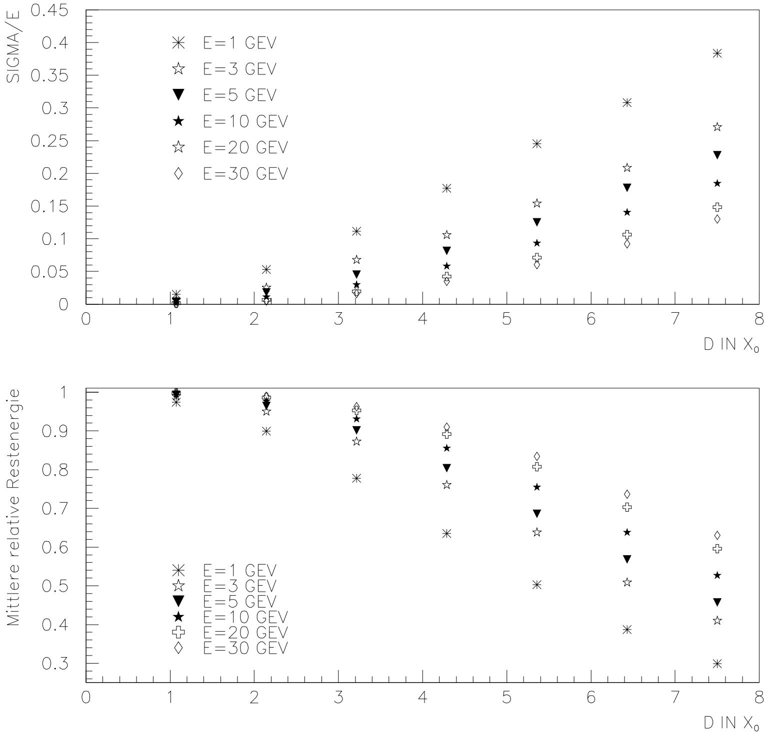


Abbildung A.1: Unten: Simulierte mittlere relative Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Blei. Oben: Simulierte relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Blei.

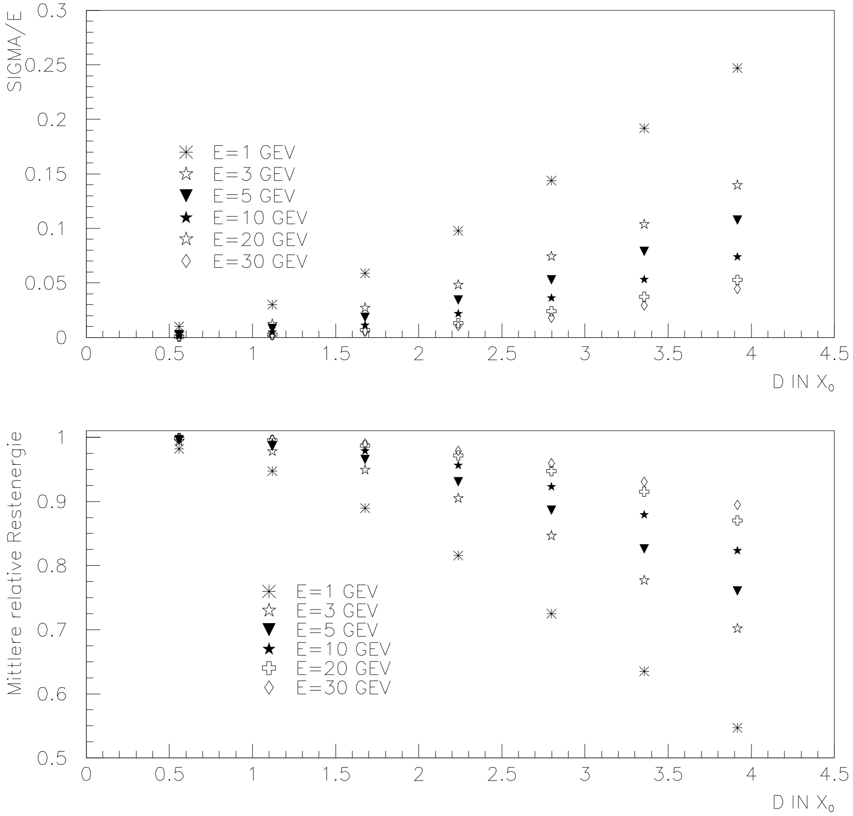


Abbildung A.2: Unten: Simulierte mittlere relative Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Kupfer. Oben: Simulierte relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Kupfer.

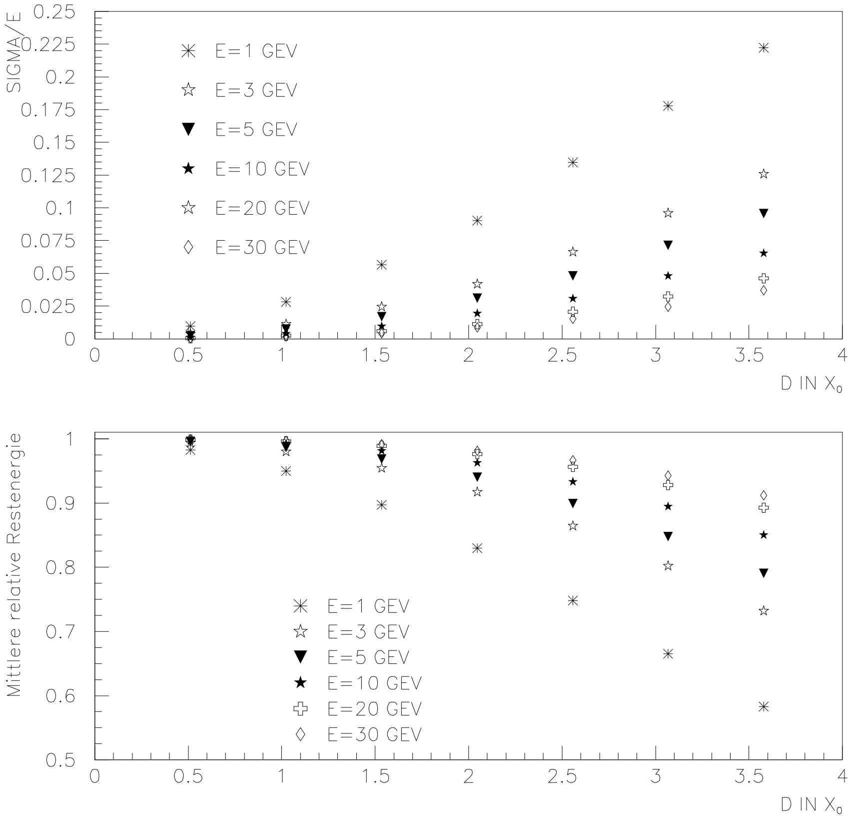


Abbildung A.3: Unten: Simulierte mittlere relative Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Eisen. Oben: Simulierte relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Eisen.

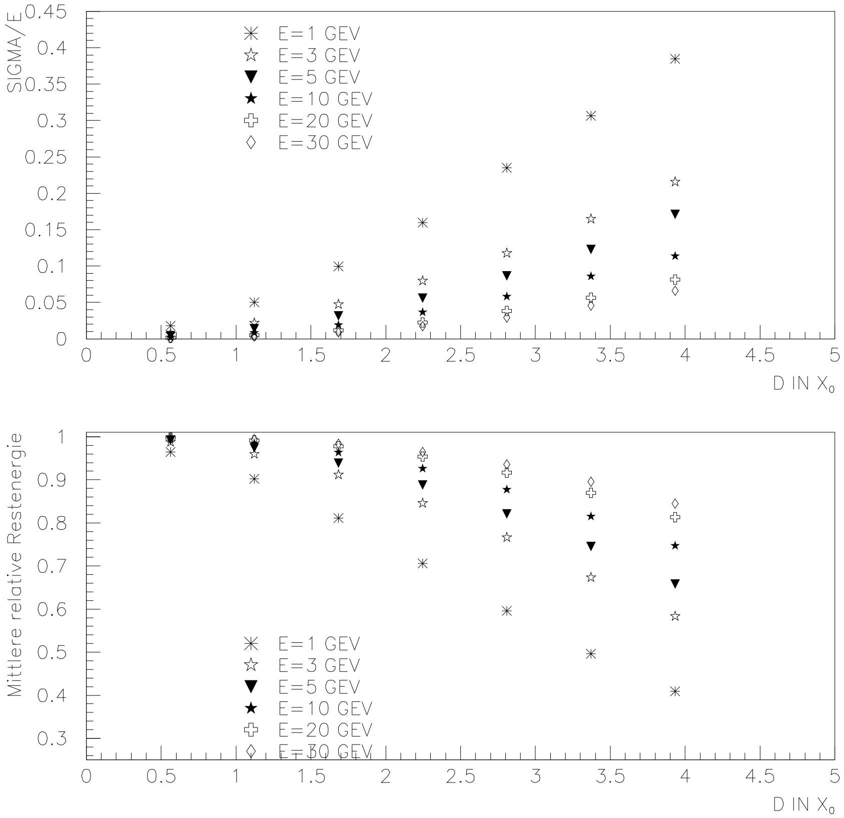


Abbildung A.4: Unten: Simulierte mittlere relative Restenergie in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Aluminium. Oben: Simulierte relative Energieverschmierung in Abhängigkeit von der Materialdicke D in X_0 für Aluminium.

Relative Restenergie von Aluminium			
Energie in GeV	Parameter		
	A_0	B_0	B_1
1.	1.016	-0.1029	-0.0142
3.	1.004	-0.0186	-0.0229
5.	1.007	-0.0099	-0.0199
10.	1.005	-0.0003	-0.0164
20.	1.002	0.0079	-0.0139
30.	0.9994	0.0113	-0.0126

Relative Restenergie von Kupfer			
Energie in GeV	Parameter		
	A_0	B_0	B_1
1.	1.007	-0.0385	-0.0208
3.	1.000	0.0022	-0.0202
5.	0.999	0.0084	-0.0177
10.	0.997	0.0149	-0.0149
20.	0.994	0.0193	-0.0129
30.	0.992	0.0211	-0.0118

Relative Restenergie von Eisen			
Energie in GeV	Parameter		
	A_0	B_0	B_1
1.	1.006	-0.0389	-0.0228
3.	0.999	0.00433	-0.221
5.	0.999	0.00873	-0.0187
10.	0.998	0.0123	-0.0149
20.	0.998	0.0124	-0.0115
30.	0.998	0.0119	-0.0098

Relative Restenergie von Blei			
Energie in GeV	Parameter		
	A_0	B_0	B_1
1.	1.033	-0.07	-0.0043
3.	1.018	-0.024	-0.0080
5.	1.023	-0.201	-0.0075
10.	1.003	0.00522	-0.009
20.	1.003	0.0094	-0.0085
30.	1.002	0.0118	-0.0081

Tabelle A.1: Parameter der Interpolation der relativen Restenergie in Abhängigkeit von der Dicke des Materials in X_0.

Relative Energieverschmierung von Aluminium			
Energie in GeV	Parameter		
	B_0	B_1	B_2
1.	-0.005	0.036	0.0164
3.	-0.0013	0.0088	0.0187
5.	0.00036	-0.00017	0.0110
10.	-0.0001	-0.0010	0.00772
20.	0.00084	-0.0042	0.00615
30.	0.00095	-0.0046	0.00532

Relative Energieverschmierung von Kupfer			
Energie in GeV	Parameter		
	B_0	B_1	B_2
1.	-0.0022	0.018	0.012
3.	-0.00036	0.0025	0.00851
5.	0.0004	-0.0016	0.00739
10.	0.00039	-0.0025	0.00543
20.	0.00076	-0.0039	0.00437
30.	0.00098	-0.0044	0.00387

Relative Energieverschmierung von Eisen			
Energie in GeV	Parameter		
	B_0	B_1	B_2
1.	-0.0029	0.022	0.0119
3.	-0.00007	0.0017	0.00945
5.	0.00020	-0.00071	0.00767
10.	0.00046	-0.0029	0.00587
20.	0.00071	-0.0038	0.00459
30.	0.00078	-0.0037	0.00380

Relative Energieverschmierung von Blei			
Energie in GeV	Parameter		
	B_0	B_1	B_2
1.	-0.012	0.027	0.00356
3.	-0.0047	0.0097	0.00364
5.	-0.0029	0.0035	0.00371
10.	-0.0007	-0.0014	0.00353
20.	-0.0005	-0.0036	0.00312
30.	0.0008	-0.0042	0.00286

Tabelle A.2: Parameter der Interpolation der relativen Enrgieverschmierung in Abhängigkeit von der Dicke des Materials in X_0.

Anhang B

Messungen

Im zweiten Teil des Anhangs werden die Meßergebnisse im Vergleich mit den Simulationen, die zur Interpretation der Meßergebnisse nach Kapitel 4 durchgeführt wurden, dargestellt. Zuerst werden die Ergebnisse der DESY-Messungen und der DESY-Simulationen für einen simulierten Material - Modul - Anstand von 30 cm dargestellt, danach diem Ergebnisse der CERN-Messungen und der CERN-Simulationen. Um die Größe des statistischen Fehlers bei den CERN-Simulationen zu verdeutlichen, ist für die relative Energieverschmierung nicht nur der Mittelwert eingezeichnet, sondern auch der Mittelwert plus einer Standardabweichung.

B.1 Messungen am DESY

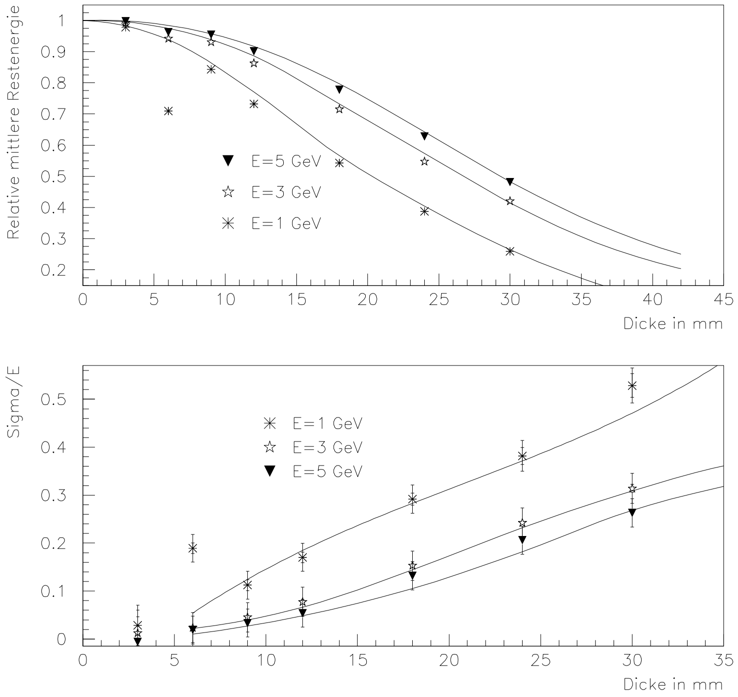


Abbildung B.1: Am DESY gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Blei) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 30 cm.

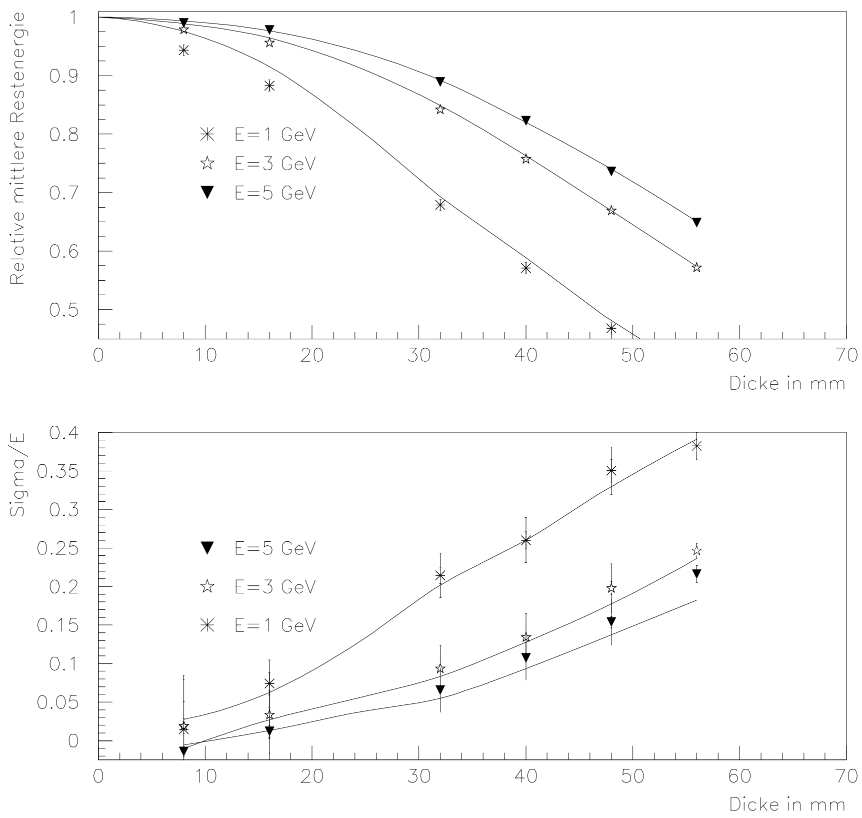


Abbildung B.2: Am DESY gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Kupfer) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 30 cm.

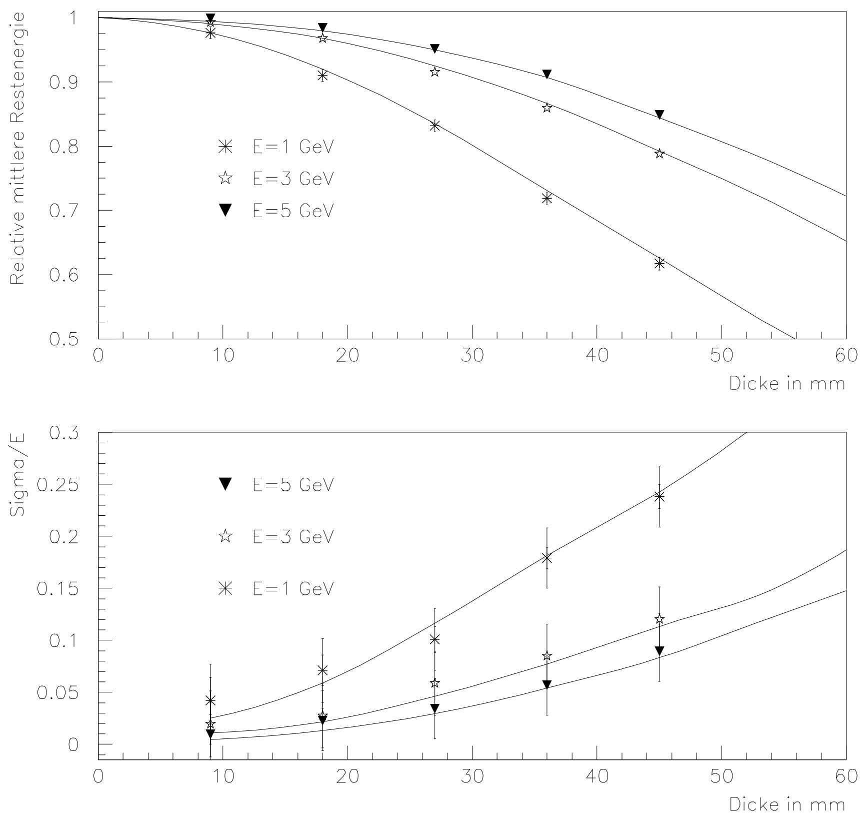


Abbildung B.3: Am DESY gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Eisen) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 30 cm.

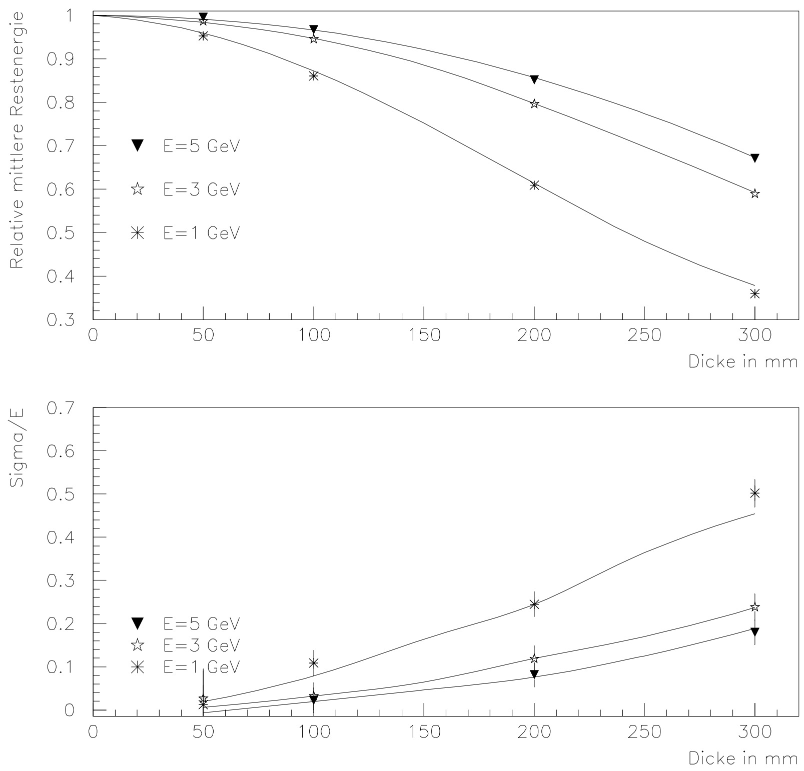


Abbildung B.4: Am DESY gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Aluminium) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 30 cm.

B.2 Messungen am CERN

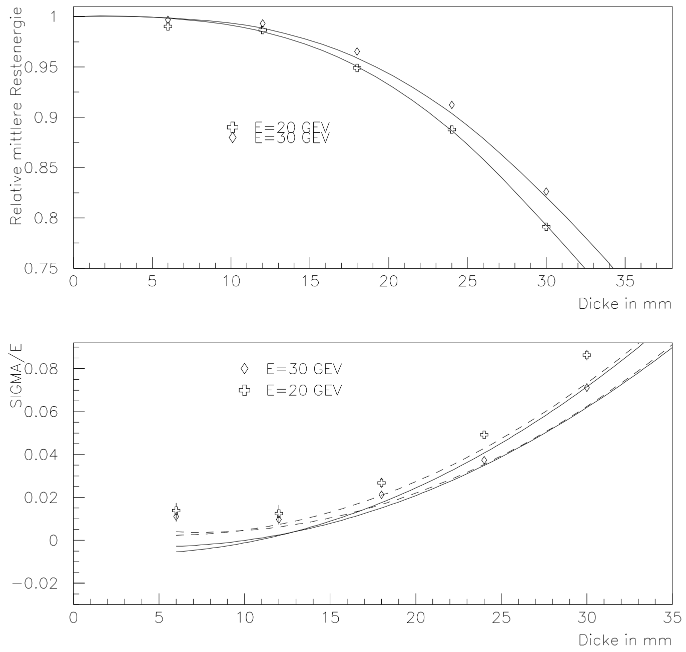


Abbildung B.5: Am CERN gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Blei) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 3 cm. Die gestrichelten Linien unten geben die simulierte Energieverschmierung plus einer Standardabweichung an.

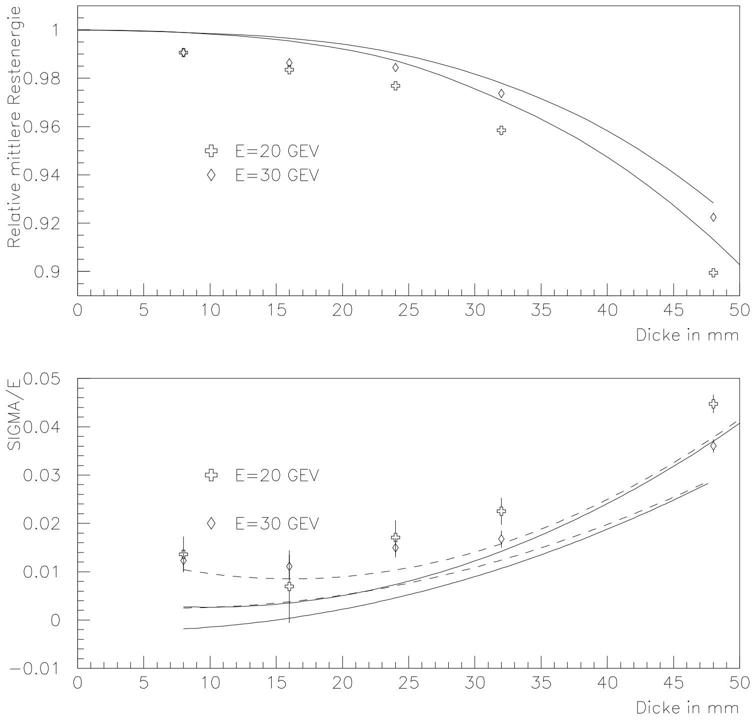


Abbildung B.6: Am CERN gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Kupfer) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 3 cm. Die gestrichelten Linien unten geben die simulierte Energieverschmierung plus einer Standardabweichung an.

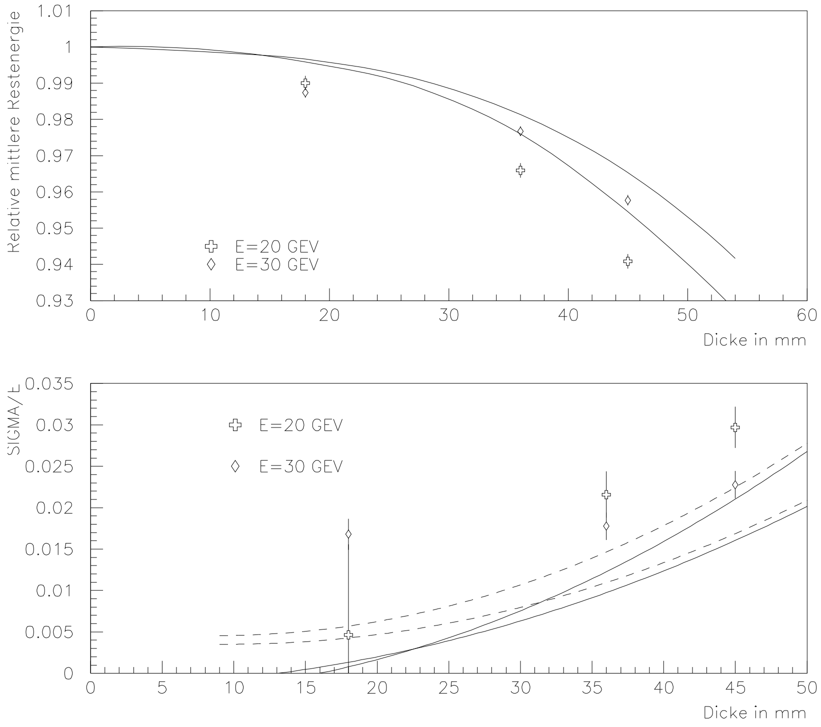


Abbildung B.7: Am CERN gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Eisen) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul "nachgewiesenen" relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 3 cm. Die gestrichelten Linien unten geben die simulierte Energieverschmierung plus einer Standardabweichung an.

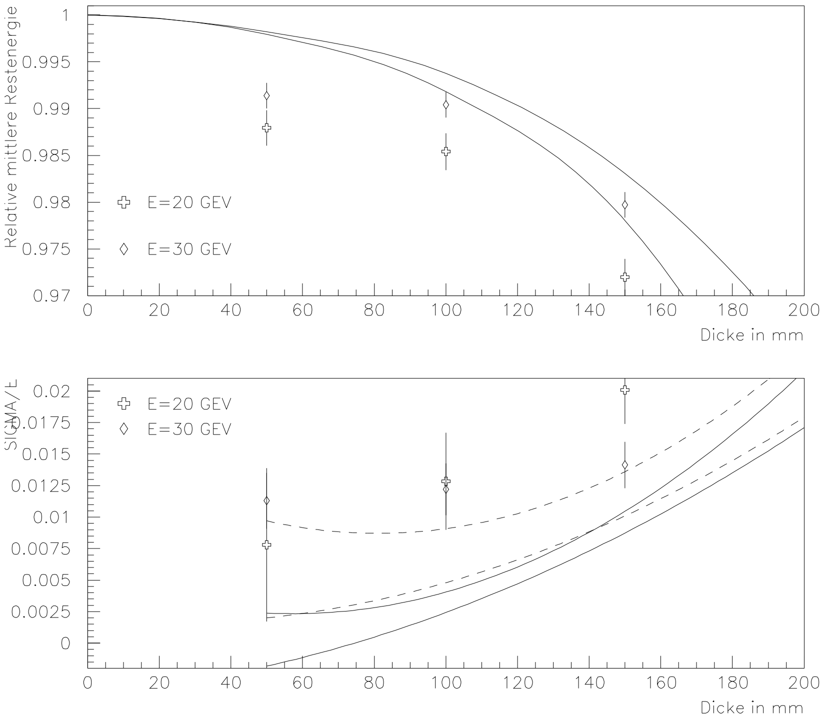


Abbildung B.8: Am CERN gemessene relative mittlere Restenergie (oben) und relative Energieverschmierung (unten) in Abhängigkeit von der Materialdicke (Material: Aluminium) im Vergleich mit den im simulierten Testmodul “nachgewiesenen“ relativen mittleren Restenergien und relativen Energieverschmierungen (durchgezogene Linien) mit dem simulierten Material-Modul-Abstand 3 cm. Die gestrichelten Linien unten geben die simulierte Energieverschmierung plus einer Standardabweichung an.

Literaturverzeichnis

[Abt93] I. Abt et al., H1-Collaboration, The H1-Detektor at HERA, DESY 93-103 (1993)

[App93] R. Appuhn, R. Buchholz, Analyseprogramm "Macread", private Mitteilung (1994)

[App94] R. Appuhn, private Mitteilung (1994)

[Bat70] G.Bathow et al., Nuclear Physics B20, 592 (1970)

[Bat67] G.Bathow et al., Nuclear Physics B2, 669 (1967)

[Beu67] K. Beuermann,G.Wilberenz, Zeitschrift für Physik 206, 247 (1967)

[Bic93] Bicron Corporation, Scintillating - Optical - Fibers - Katalog, 12345 Kinsman Road, Newbury, Ohio 44065-9677 (1993)

[Bra87] W. Braunschweig et al., H1-Collaboration, Results from a Test of a Pb-Cu Liquid-Argon Calorimeter, DESY 87-098 (1987)

[Bru91] R. Brun et al., Manual zu GEANT 3.15, Cern (1991)

[Bru93] R. Brun et al., Manual zu PAW 1.15, Cern (1993)

[Bru92] C. Brune, Untersuchung zum Elektronennachweis für kleine Elektronenstreuwinkel am H1-Detektor, Diplomarbeit, Dortmund (1992)

[Buc91] W. Buchmüller, G.Ingelman Proceedings of the Workshop: Physics at Hera (1991)

[Cra70] D.F. Crawford,H.Messel, Electron-Photon Shower Distribution, Pergamon Press (1970)

[Dar93] K. Daroba et al., Nucl. Instruments and Methods A 336, 122 (1993)

[DeR93] A. DeRoeck, Analysis 2 of the 1992 Data of the Structure Function $F_2(x_B, Q^2)$,H1-Note-12/93-332 (1993)

[Fri72] J. Friedman,H.Kendall, Annual Review of Nuclear Science, S.203 (1972)

[Gra93] H. Grabosch et al., A Prototyp Presampler for the Uranium-Scintillator Calorimeter in Zeus,ZEUS-Note 93-059, NIKHEF-H/93-11 (1993)

[Hoe94] U. Hoelzke, Eichung des H1-Rückwärtskalorimeters mit Ereignissen der Tief-Inelastischen-Streuung, Diplomarbeit, Heidelberg (1994)

[Hir91] H. Hirayama, Nucl. Instruments and Methods A303, 427 (1991)

[Hul93] M. Hulbert et al., Nucl. Instruments and Methods A 335, 427 (1993)

[Jam86] F. James et. al., Manual zu CERNLIB, V106-1,Cern (1993)

[Jam92] F. James et al., Manual zu MINUIT 92.1, Cern (1992)

[Jan94] J. Janoth, private Mitteilung (1994)

[Kle92] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner-Verlag (1992)

[Krü90] J. Krüger, Length of Calorimeter and Effect of Absorbers in Front of Calorimeters, DESY-90-163, (1990)

[Lon75] E. Longo, I. Sestili, Nucl. Instruments and Methods 128, 283 (1975)

[Lor86] E. Lohrmann , Hochenergiephysik, Teubner-Verlag (1986)

[Nag65] H. Nagel, Zeitschrift für Physik 186,319 (1965)

[Per91] D. Perkins , Hochenergiephysik, Addison-Wesley (1991)

[PRC93] H1-Collaboration, Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1-Detektor, PRC 93/02, 1993

[Ros52] B. Rossi High-Energy Particles ,Prentice-Hall Inc., (1952)

[Shi93] J. Shiers et al., Manual zu HBOOK 4.17, Cern (1993)

[Tro92] H.J. Trost, Anl/HEP/TR-92/06 (1992)

Danksagung:
Herrn Prof. Dr. Meier danke ich für die Gelegenheit, an seinem Lehrstuhl diese Arbeit ausführen zu dürfen. Ganz besonders möchte ich mich bei ihm für seine Unterstützung und Betreuung bedanken.
Herr Prof. Dr. Soergel hat die Aufgabe des Zweitkorrektors übernommen, wofür ich ihm danke.
Insbesondere möchte ich C. Brune, U. Hoelzke, J. Janoth, Dr. J. Stiewe, S. Tapprogge und Dr. K. Zuber für ihre Unterstützung danken.
Der gesamten Heidelberger Gruppe des H1-Experimentes und allen Mitarbeitern des Instituts für Hochenergiephysik möchte ich für die freundliche Aufnahme in ihrer Mitte danken.
Auch am DESY habe ich freundliche Aufnahme gefunden. Ich bedanke mich gerne bei Dr. R. Appuhn, Dr. J. Ferencei und Dr. A. Walther.
Beim Lesen der Korrekturen hat A. Henkel geholfen, wofür ich ihm danke. Schließlich möchte ich ganz herzlich bei meinen lieben Eltern für ihre Unterstützung und Hilfe danken.